

UNIVERSITE DE LIMOGES
ECOLE DOCTORALE Science – Technologie – Santé
FACULTE des Sciences

Année : 2005

Thèse N° 28 2005

Thèse

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE LIMOGES
Discipline: Electronique Hautes Fréquences et Optoélectronique

présentée et soutenue le 20 septembre 2005 par

Anne LEGRAND

**ETUDE DES AMPLIFICATEURS PARAMETRIQUES
A FIBRE OPTIQUE POUR LEUR UTILISATION
DANS LES SYSTEMES DE TRANSMISSIONS
OPTIQUES HAUT DEBIT MULTIPLEXEES EN
LONGUEUR D'ONDE**

Thèse dirigée par Alain Barthélémy

JURY :

Alain Barthélémy	Directeur de Recherche, HdR, IRCOM, Limoges	examineur
Dominique Bayart	Ingénieur de recherche, Alcatel Research & Innovation, Marcoussis	examineur
Philippe Emplit	Professeur à l'Université Libre de Bruxelles	rapporteur
Yves Jaouen	Maître de conférences à l'ENST, Paris	rapporteur
Eric Lantz	Professeur à l'Université de Franche-Comté, Besançon	examineur
Hervé Maillotte	Chargé de recherche HdR, CNRS, LOPMD, Besançon	examineur
Jean-Louis Oudar	Directeur de Recherche, CNRS, LPN, Marcoussis	examineur

Remerciements

3 ans de thèse, cela semble tellement long lorsque l'on démarre. Et c'est en fait tellement court ! On maîtrise enfin à peu près son sujet de recherche, on pourrait enfin réaliser de très belles manips. Mais il n'y a plus le temps, il faut conclure ... 3 ans c'est aussi exactement le temps pour s'intégrer parfaitement dans une équipe, connaître quelques-unes des petites susceptibilités de chacun : quand on sait qu'il vaut mieux rendre à Gab le viewer à connecteur dans la minute qui suit, on peut lui emprunter 3 filtres TB9 les 15 jours suivants ! Passer ces 3 années dans les laboratoires de recherche d'Alcatel à Marcoussis parmi une équipe aussi formidable était vraiment une chance pour moi.

Je commencerai par remercier Jean-Pierre Hamaide et Dominique Bayart pour m'avoir proposé ce sujet de thèse passionnant et pour m'avoir fait confiance. Je vous remercie également de m'avoir permis de mener cette thèse à son terme. L'étude des amplificateurs paramétriques m'a enthousiasmé et j'ai vraiment apprécié de faire de la belle physique.

Pour mes 1ères années dans le monde professionnel, j'ai pu apprécier l'environnement particulièrement chaleureux du groupe ampli. Fait de personnalités fortes, variées et contrastées, dans le groupe ampli, on sait aussi s'apprécier, rigoler et surtout ne pas parler boulot à la pause déjeuner ! Je remercie chacun d'entre vous pour tout ce que vous avez pu m'apporter, que ce soit une réponse ou remarque technique, une blague, un bon mot ou un encouragement. Je souhaite remercier plus particulièrement Sophie pour son optimisme et sa bonne humeur inégalable, Jean pour sa longue expérience qui tempère les enthousiasmes de jeunesse un peu trop excessifs, Dominique pour ses remarques avisées de tout ordre (technique, professionnel et personnel) et Evelyne pour sa gentillesse et son efficacité discrète. Finalement, je te remercie très sincèrement Christian. Pour ta disponibilité sans faille, ta bonne humeur, ton soutien quotidien, ton enthousiasme quand j'en manquais, ton réalisme lorsque je m'enthousiasmais un peu trop, tes idées saugrenues, la relecture ou plutôt les relectures de mon manuscrit, de mes articles, de mes slides ..., tes remarques constructives ou non, tes gâteaux et tant de choses encore auxquelles je ne pense pas, MERCI.

Comme je l'ai dit précédemment ces 3 ans ont été une chance, j'ai rencontré à Alcatel des personnes non seulement très compétentes mais surtout disponibles et sympathiques. Travailler dans une aussi bonne ambiance était particulièrement motivant pour moi. Je ne vais pas énumérer toutes les personnes que j'ai pu croiser dans les laboratoires d'Alcatel, même si toutes ont contribué à ce climat. J'aurais juste une pensée amicale pour Fabien, Gaëlle, Yann et Frédéric avec lesquels j'ai partagé ma vie de thésard. Je tiens aussi à remercier Laurent et Patrick pour s'être penché sur mes problèmes d'électronique de base et pour avoir cherché au fond de leurs armoires des moutons à 5 pattes (composants fonctionnant à des fréquences inusitées). Merci également à Jean-Guy Provost pour sa gentillesse, sa disponibilité et son analyseur de RIN.

Au cours de cette thèse, j'ai aussi eu la chance de croiser quelques personnalités bisontines. Merci, Hervé, Eric, Thibault et Arnaud, je vous dois beaucoup quant aux

résultats présentés dans ce manuscrit. Travailler avec vous et en particulier avec Arnaud, a été un plaisir et une source de motivations inépuisable.

Je tiens aussi à remercier Claude Froelhy pour l'intérêt qu'il a toujours porté à mes travaux ainsi que Alain Barthélémy, mon directeur de thèse, pour ses conseils et ses remarques. Je le remercie également pour l'aide qu'il m'a apporté lors de mes démarches administratives auprès de l'université. Finalement, je le remercie ainsi que Philippe Emplit et Yves Jaouen, pour leur relecture minutieuse de mon manuscrit.

Pour finir ces remerciements, je ne peux pas oublier Olivier et son soutien discret mais constant : en début de thèse « Mais tu as 3 ans, tu ne vas pas tout résoudre en 3 mois » et tout au long de la thèse, quelques rappels de la célèbre maxime (célèbre au moins dans la petite famille Durécu) « Tout ce qui est fait n'est plus à faire ».

Table des matières

REMERCIEMENTS.....	3
TABLE DES MATIÈRES	5
LISTE DES ACRONYMES	9
INTRODUCTION GÉNÉRALE.....	11
Contexte économique.....	11
Contexte technologique	11
• Supports de transmission des systèmes de télécommunications	11
• Les transmissions par fibre optique	12
• Les amplificateurs optiques	13
Objectifs de la thèse	14
CHAPITRE 1 : PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT D'UN AMPLIFICATEUR PARAMÉTRIQUE À FIBRE OPTIQUE.....	17
I. Propagation d'une onde lumineuse dans une fibre optique	17
1) La fibre optique : milieu de propagation	17
2) Les effets linéaires	18
a- Les pertes	18
b- La dispersion chromatique	19
c- La dispersion modale de polarisation	20
3) Les effets non linéaires	21
a- La polarisation non linéaire	21
b- L'effet Kerr.....	21
c- Les effets Raman et Brillouin	22
4) Modélisation mathématique de la propagation.....	23
a- Equation de propagation	23
b- Résolution numérique.....	24
II. Le processus de l'amplification paramétrique.....	24
1) Expression analytique du gain paramétrique.....	25
a- Equations couplées	25
b- Résolution analytique	26
c- Limites	27
2) Influence des paramètres de l'amplificateur sur la courbe de gain	28
a- La dispersion de la fibre non linéaire	28
b- La longueur de la fibre non linéaire	29
c- La puissance de pompe et le coefficient non linéaire	30
3) Premières conclusions	31

III. Petit historique des amplificateurs paramétriques à fibre optique.....	32
1) Les premières démonstrations.....	32
2) Etat de l'art.....	33
3) Applications	35
IV. Conclusion	36

CHAPITRE 2 : RÉALISATION EXPÉRIMENTALE D'UN AMPLIFICATEUR PARAMÉTRIQUE..... 37

I. Optimisation de la bande d'amplification	37
1) Utilisation de la bande complète	37
a- Principe général.....	37
b- Mise en œuvre.....	38
2) Influence des variations longitudinales de la dispersion chromatique.....	40
a- Approche théorique	40
b- Mise en évidence expérimentale	43
c- Estimation des variations de dispersion des fibres.....	46
3) Aplanir la bande de gain	47
a- Concaténation de fibres.....	48
b- Amplificateur paramétrique à deux pompes de longueurs d'onde différentes.....	49
II. Choix de la pompe paramétrique	51
1) L'effet Brillouin	51
a- L'effet physique	51
b- Les solutions	52
2) Recherche d'une pompe adaptée.....	56
a- Source multimode	57
b- Pompe constituée d'émission spontanée amplifiée filtrée	58
c- Laser Raman.....	61
d- Laser erbium à fibre	62
e- Conclusion.....	64
3) Moduler la pompe	65
a- Moduler en amplitude	65
b- Moduler directement une diode laser.....	65
c- Moduler en phase	65
4) Réalisation expérimentale du module de pompage.....	67
III. Conclusion	69

CHAPITRE 3 : LES SOURCES DE DISTORSION DU SIGNAL DANS UN AMPLIFICATEUR PARAMÉTRIQUE..... 71

I. Effet de la modulation de phase de la pompe.....	71
1) Principe théorique	71
a- Approche simplifiée	71
b- Evaluation de la qualité du signal amplifié.....	73
2) Influence du format de la modulation de phase	76
a- Etude numérique	76
b- Mise en évidence expérimentale	77
3) Influence de la longueur d'onde signal	79

a- Etude numérique	79
b- Etude expérimentale	80
4) Conclusion	82
II. Transfert du RIN de la pompe vers le signal lors du processus d'amplification	83
1) Estimation du transfert de RIN	83
a- Principe	83
b- Estimation analytique du transfert	85
c- Calcul numérique	87
2) Caractérisation expérimentale	89
a- Méthode de mesure	89
b- Transfert de RIN en fonction de longueur d'onde signal	91
c- Cas de la saturation	92
3) Conclusion	93
III. L'amplification paramétrique de canaux multiplexés en longueurs d'onde	94
1) Etude des interactions entre canaux dans un amplificateur paramétrique	94
a- Les différentes sources de diaphotie	94
b- Cadre de l'étude numérique	97
c- Diaphotie dans le cas de 2 canaux	98
d- Diaphotie dans le cas de plus de 2 canaux	101
e- Conclusion	102
2) Conception d'un amplificateur paramétrique pour réduire les interactions entre canaux	102
a- Influence des paramètres de l'amplificateur	102
b- Comparaison de quelques amplificateurs paramétriques	105
3) Conclusion	109
IV. Conclusion	110
CHAPITRE 4 : ETUDE DU FACTEUR DE BRUIT D'UN AMPLIFICATEUR PARAMÉTRIQUE	113
I. Définition et mesure du facteur de bruit d'un amplificateur optique	113
1) Définition du facteur de bruit	113
a- Définition	113
b- Application à deux amplificateurs optiques	117
2) Mesure du facteur de bruit	119
a- Méthode de mesure optique	119
b- Méthode de mesure électrique	120
c- Comparaison des deux méthodes	121
II. Dégradation du facteur de bruit causée par le bruit de la pompe paramétrique	122
1) Le bruit large bande du spectre de pompe	122
2) Transfert du bruit localisé au pied de la pompe	124
a- Mise en évidence expérimentale	124
b- Etude numérique	126
c- Etude expérimentale	130
d- Conclusion	135

III. Dégradation du facteur de bruit causée par le bruit de la bande complémentaire	135
1) Etude numérique	135
2) Etude expérimentale.....	138
IV. Conclusion	140
CONCLUSION GÉNÉRALE	143
RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES	147
ANNEXE 1 : L'AMPLIFICATEUR PARAMÉTRIQUE SENSIBLE À LA PHASE.....	155
I. Principe	155
II. Architecture générale.....	155
III. Description de trois expériences	157
1) Amplification faible bruit.....	157
2) Compensation de la dispersion.....	158
3) Amplificateur paramétrique sensible à la phase non dégénéré en fréquence....	159
IV. Conclusion	159
V. Références bibliographiques.....	160
ANNEXE 2 : CARACTÉRISTIQUES DES FIBRES UTILISÉES	161
I. Caractéristiques des fibres non linéaires	161
II. Mesure du coefficient non linéaire.....	161
1) Principe théorique	161
2) Dispositif expérimental	161
3) Exploitation des données.....	162
BIBLIOGRAPHIE DE L'AUTEUR	165
Publications dans des conférences.....	165
Publications dans des revues scientifiques	165
Brevets.....	166

Liste des acronymes

	Signification anglaise	Signification française
ASE	Amplified Spontaneous Emission	Emission spontanée amplifiée
DSF	Dispersion Shifted Fiber	Fibre à dispersion décalée
EDFA	Erbium Doped Fiber Amplifier	Amplificateur à fibre dopée à l'erbium
ESNR	Electrical Signal to Noise Ratio	Rapport signal à bruit électrique
FOPA	Fiber Optical Parametric Amplifier	Amplificateur paramétrique à fibre optique
FWM	Four Wave Mixing	Mélange à quatre ondes
GVD	Group Velocity Dispersion	Dispersion de vitesse de groupe
HNLF	Highly Non Linear Fiber	Fibre hautement non linéaire
NF	Noise Figure	Facteur de bruit
NRZ	Non Return to Zero	Format de modulation sans retour à zéro entre les bits
OE		Ouverture de l'oeil
OSNR	Optical Signal to Noise Ratio	Rapport signal à bruit optique
PBS	Polarisation Beam Splitter	Séparateur de polarisation
PMD	Polarisation Mode Dispersion	Dispersion des modes de polarisation
PRBS	Pseudo-Random Bit Sequence	Séquence binaire pseudo-aléatoire
RIN	Relative Intensity Noise	Bruit relatif d'intensité
RZ-DPSK	Return to Zero-Differential Phase Shift Keying	Modulation par différence de phase avec un retour à zéro entre les bits
SMF	Single Mode Fiber	Fibre monomode
SOA	Semiconductor Optical Amplifier	Amplificateur optique à semiconducteur
SPM	Self Phase Modulation	Auto modulation de phase
TEB		Taux d'erreurs binaires
WDM	Wavelength Division Multiplexing	Multiplexage en longueur d'onde
XPM	Cross-Phase Modulation	Modulation de phase croisée

Introduction générale

Contexte économique

Suite à l'invention du téléphone par Bell en 1876, le XX^{ème} siècle a vu naître un nouveau secteur économique : les télécommunications. A partir de la seconde moitié de ce siècle, ce secteur industriel a pris son essor et n'a cessé de croître. Les innovations technologiques successives ont permis de proposer toujours plus de services aux utilisateurs finaux et de pénétrer de plus en plus profondément la société. Après la téléphonie fixe qui est entrée dans tous les foyers, les opérateurs de télécommunications nous ont proposé la téléphonie mobile et internet. Ainsi 10 ans après ses débuts, la technologie de téléphonie mobile GSM, compte un milliard d'utilisateurs dans le monde, soit près d'un sixième de la population mondiale. L'essor considérable de ce secteur industriel a ainsi suscité l'enthousiasme des investisseurs qui ont parié sur le développement rapide des nouvelles technologies de communications. Au regard des profits promis par ce secteur économique, les opérateurs de télécommunications se sont endettés pour améliorer les infrastructures de leurs réseaux ou pour financer le déploiement de nouvelles technologies de communication, par exemple en téléphonie mobile, l'UMTS (Universal Mobile Telecommunication System). Ainsi les investisseurs et les acteurs majeurs de ce secteur industriel se sont un peu trop enthousiasmés à la fin des années 1990 provoquant le phénomène appelé « la bulle Internet ». Pendant trois ou quatre années, les entreprises de télécommunications ont été surévaluées par les investisseurs. Par exemple, en 1999, la société eBay de vente par Internet est valorisée à hauteur de 8600 fois le montant de ces bénéfices annuels, alors que la moyenne des grandes entreprises industrielles se situe entre 10 et 20 fois. Lorsque la bulle éclate en 2001, les opérateurs de télécommunications se retrouvent endettés et n'obtiennent pas les retours espérés sur leurs investissements. Il s'ensuit quelques années de crise et de morosité sur le marché des télécommunications. Cependant, le secteur industriel des télécommunications reste un marché économique très prometteur. La demande des utilisateurs continue d'augmenter, ils réclament toujours davantage de services et de qualité. Les opérateurs et les équipementiers en sont conscients et préparent donc déjà les prochains systèmes de communications et les services associés. L'avenir des télécommunications passe maintenant par la convergence des différents réseaux : mobile, fixe et internet.

Contexte technologique

- **Supports de transmission des systèmes de télécommunications**

Les nouveaux moyens de communication ont révolutionné notre façon de communiquer. Nous pouvons maintenant non seulement communiquer verbalement mais aussi échanger des données comme du texte, des images ou de la vidéo. Les informations échangées deviennent variées, mais aussi de plus en plus complexes. La vidéo, par exemple, combine des données image et voix qui doivent être synchronisées lorsque l'utilisateur final les reçoit. Le problème du transfert de la vidéo devient encore plus délicat lorsqu'il s'agit d'une communication en temps réel.

Ces informations génèrent donc un trafic de plus en plus important. La capacité des réseaux de communications doit donc évoluer d'autant plus que le volume de données transmises à travers le monde est également en constante augmentation.

Différents supports de transmission permettent d'acheminer toutes ces données dans les réseaux de télécommunications. Le choix du support est déterminé de façon à adapter la capacité disponible, ou bande passante, à la densité du trafic.

Le plus simple de ces supports est la paire de cuivre torsadée. Elle est réalisée à partir de paires de fils électriques, quelquefois blindés. La plupart des installations téléphoniques utilisent ce mode de câblage. La paire torsadée est réservée pour le réseau d'accès, c'est-à-dire pour relier l'utilisateur au réseau général. Elle affaiblit considérablement les signaux propagés, ce qui limite sa portée et sa capacité. Plus la distance à parcourir est faible et plus le débit binaire peut être grand. Néanmoins, on ne peut dépasser certaines limites puisque l'atténuation du signal augmente avec la fréquence. La technologie ADSL permet cependant de réutiliser ce réseau d'accès à des débits plus élevés.

La fibre optique est un câble possédant de nombreux avantages : légèreté, immunité au bruit, faible atténuation, très grande largeur de bande de quelques dizaines de mégahertz à plusieurs gigahertz pour la fibre monomode. Ce support permet d'atteindre des débits de l'ordre de la dizaine de Gbit/s sur plusieurs kilomètres. Le câblage optique est particulièrement adapté à la liaison entre concentrateurs car elle permet des connexions sur des longues distances (de quelques kilomètres à 100-150 km dans le cas de fibre monomode). Il est actuellement principalement utilisé sur les épines dorsales des réseaux où la capacité requise est élevée ainsi que dans les réseaux métropolitains. Afin d'augmenter le débit proposé à l'utilisateur final, l'installation de la fibre dans le réseau d'accès fait aujourd'hui l'objet de nombreux débats.

- **Les transmissions par fibre optique**

La fibre optique se révèle être un support très supérieur au câble en cuivre pour transmettre la masse considérable d'informations produites par notre société. Elle présente en effet une atténuation quasiment constante sur une très grande plage de fréquences (plusieurs milliers de GHz) et offre donc l'avantage de bandes passantes gigantesques permettant de faire face aux besoins en capacité exigés par l'accroissement du trafic, lié au développement des communications de données et d'Internet.

Les transmissions optiques sont une technologie très récente. Ce n'est qu'en 1966 que Kao et Hockam des Standard Telecommunication Laboratories en Grande-Bretagne ont avancé l'idée d'utiliser une fibre optique comme support de transmission. Depuis, l'évolution a été fulgurante. Les premiers systèmes sont installés en 1978, ils fonctionnent à la longueur d'onde optique de 0,8 μm et acheminent un débit compris entre 50 et 100 Mbit/s, avec un espacement entre répéteurs de 10 à 15 km, c'est à dire trois fois plus environ que les systèmes sur câble coaxial de capacité équivalente. La seconde génération de systèmes de transmission optique, apparaît au début des années 80 et découle directement de la mise au point de la fibre unimodale et du laser à semi-conducteur à 1,3 μm . La dispersion chromatique de la fibre monomode de l'époque est minimale à cette longueur d'onde, ce qui permet de transmettre des débits supérieurs à 1 Gbit/s, avec un espacement entre répéteurs de plusieurs dizaines de km. La portée de ces systèmes est limitée par les pertes de la fibre, 0,5 dB/km dans le

meilleur des cas. Pour augmenter la distance de transmission, on envisage alors de développer des sources laser émettant à la longueur d'onde de 1,55 μm pour laquelle l'atténuation des fibres optiques est minimale. Toutefois, à cette longueur d'onde, la dispersion chromatique du matériau de la fibre est plus forte ce qui limite la bande passante et donc le débit. Pour une transmission optique, un choix doit être fait entre le débit et la distance. Ce dilemme a été résolu grâce à des progrès simultanés sur les lasers émettant sur un seul mode et sur les fibres optiques. En optimisant le profil d'indice, les fabricants de fibres optiques réussissent à mettre au point des fibres à dispersion décalée, c'est-à-dire avec une dispersion faible autour de la longueur d'onde 1,55 μm . Les premiers systèmes fonctionnant à 1,55 μm apparaissent alors à la fin des années 80 avec un débit supérieur à 2 Gbit/s.

- **Les amplificateurs optiques**

Le saut technologique suivant pour les transmissions par fibre optique vient du développement très rapide des amplificateurs optiques à fibre dopée à l'erbium. Apparus dès la fin des années 80, ces amplificateurs ont été intégrés très rapidement dans les produits industriels et ont considérablement transformé les communications par fibre. Jusqu'à leur mise en place, l'atténuation et les déformations que subit le signal optique lors de sa transmission sur la fibre optique sont régulièrement compensés par des répéteurs opto-électroniques. Ces dispositifs convertissent le signal optique en signal électrique qu'ils amplifient et remettent en forme, puis le reconvertissent en un signal optique pour poursuivre la transmission. Le débit du signal optique est donc limité par celui de l'électronique. De plus, comme un répéteur ne peut traiter qu'un signal optique, il n'est possible de transmettre qu'un seul signal sur la fibre. Les amplificateurs optiques ont une bande passante très supérieure à celle de l'électronique et peuvent amplifier simultanément plusieurs porteuses optiques, juxtaposées dans le spectre. Ainsi apparaît le concept de multiplexage en longueur d'onde (WDM pour Wavelength Division Multiplexing). Le débit transporté par chaque fibre peut donc être multiplié par le nombre de canaux qui s'y propagent. Cette approche permet d'augmenter la capacité d'un réseau de façon très importante sans modifier son infrastructure physique. Le développement du multiplexage en longueur d'onde est indissociable de celui l'amplificateur erbium, sans lequel il aurait eu peu d'intérêt en termes de coût. Les premiers systèmes WDM apparus vers 1995 offraient une capacité de 10 Gbit/s (4 x 2,5 Gbit/s). Depuis cette date, tous les opérateurs de télécommunications ont déployé des systèmes WDM dans leurs réseaux pour faire face à l'explosion du trafic attendue. Actuellement, des systèmes comportant une centaine de canaux à 2,5 Gbits/s ou quelques dizaines de canaux à 10 Gbit/s sont d'ores et déjà disponibles. Des expériences de laboratoire ont déjà prouvé la faisabilité de système à 40 Gbit/s par canal. En 2004, lors de la conférence Optical Fiber Communication (OFC 2004), Alcatel a fait la démonstration d'une capacité de transmission de 6 Tbit/s (149 canaux WDM à 42,7 Gbit/s) sur 6 120 km, ce qui correspond à 100 millions de communications téléphoniques ou 3 millions de liaisons ADSL à haut débit sur une seule fibre [1]. L'unité de capacité est devenue le Terabit/s, soit 1 000 Gbit/s. Depuis, les premiers systèmes des années 80, la capacité de transport sur une seule fibre aura donc été multipliée par un facteur d'environ 30 000.

Comme nous venons de le voir, les amplificateurs à fibre dopée erbium ont révolutionné les transmissions par fibre optique. Ils ont permis d'accroître la distance entre répéteurs, d'accroître le débit par canal optique et surtout de transmettre simultanément plusieurs canaux optiques. Cependant, ces amplificateurs imposent

quelques contraintes pour l'évolution des futurs systèmes de communication optique: leur bande spectrale d'amplification est moins étendue que la bande de transmission offerte par la fibre optique. La répartition des canaux multiplexés en longueur d'onde doit donc se restreindre à une bande de longueur d'onde, appelée bande C, d'environ 35 nm, de 1530 à 1565 nm. Pour étendre la bande de longueurs d'onde utilisable pour les transmissions optiques, de nouvelles techniques d'amplification optique doivent donc être développées. Il a tout d'abord été envisagé d'ouvrir de nouvelles fenêtres spectrales dans d'autres bandes de longueurs d'onde. L'amplificateur erbium a ainsi été adapté pour fonctionner dans la bande L, de 1565 à 1625 nm. D'autres amplificateurs à base de terres rares, ont également été étudiés. Par exemple, le thulium permet une amplification sur la bande S, de 1460 à 1500 nm. L'étude de l'effet Raman a aussi été relancée. Après avoir été le premier candidat à l'amplification optique, l'effet Raman avait été supplanté par les amplificateurs à fibre dopée erbium en raison de l'efficacité de ces derniers. L'amplification Raman est possible à toutes les longueurs d'ondes et peut se réaliser de façon distribuée sur la fibre de propagation. Ceci présente l'avantage d'améliorer les performances en bruit et d'étendre la portée de la transmission. Les amplificateurs Raman sont donc actuellement largement étudiés pour compléter les amplificateurs erbium. Toutefois, la courbe de gain de l'effet Raman n'est pas très étendue et pour élargir le spectre de gain d'un amplificateur, il est nécessaire d'utiliser plusieurs longueurs d'onde de pompe, et donc de multiplier le nombre de pompe.

Objectifs de la thèse

L'étude présentée dans ce manuscrit porte sur un amplificateur optique d'un autre type: l'amplificateur paramétrique. L'amplification paramétrique repose sur un effet non linéaire de la fibre optique. Suivant la conception de l'amplificateur et notamment le profil de dispersion de la fibre non linéaire utilisée, la courbe de gain peut être très large et localisée sur n'importe quelle bande spectrale. Lorsque cette thèse a débuté, deux expériences venaient de montrer l'une une bande de gain de 104 nm [2] et l'autre un gain de 49 dB [3]. Les amplificateurs paramétriques à fibre sont donc des candidats potentiels pour fournir une large bande de gain aux systèmes de télécommunications optiques. L'objet de cette thèse est d'étudier leur implémentation pour un système de transmission optique en tenant compte des contraintes industrielles. Il s'agit d'étudier le processus même de l'amplification paramétrique et de déterminer les paramètres de l'amplificateur qui produisent un spectre de gain utilisable dans un système de transmission. Le but est de générer une courbe de gain d'une largeur spectrale supérieure à celle de l'EDFA, environ 40 nm, avec une faible excursion de gain sur cette bande. Toutefois, la courbe de gain n'est pas un critère suffisant pour juger de l'intérêt des amplificateurs paramétriques. Nous devons également étudier les éventuelles perturbations apportées par l'amplificateur sur les canaux amplifiés. Ces perturbations peuvent être causées soit par une déformation des canaux, soit un bruit supplémentaire.

Le chapitre 1 introduit le principe de fonctionnement des amplificateurs paramétriques. Dans une première partie, nous rappelons les effets physiques qu'une onde subit lors de sa propagation dans une fibre optique ainsi que la façon de les modéliser. La deuxième partie décrit les conditions nécessaires pour obtenir une amplification paramétrique et l'influence des différents paramètres de l'amplificateur sur la courbe de gain paramétrique. Le chapitre se finit par une description de

l'évolution des amplificateurs paramétriques à fibre et de leurs applications potentielles.

Après l'explication des conditions théoriques de fonctionnement du chapitre 1, nous nous intéressons, dans le chapitre 2, à la mise en oeuvre d'un amplificateur paramétrique. Dans une première partie, nous expliquons comment exploiter au mieux toute la bande de gain de l'amplificateur et nous constaterons l'importance des propriétés de la fibre non linéaire. La seconde partie traite de la mise en oeuvre de la pompe paramétrique et des moyens utilisés pour s'affranchir du phénomène de diffusion Brillouin.

Le chapitre 3 traite de la qualité du signal amplifié par un amplificateur paramétrique. Trois sources de distorsions possibles sont présentées. Dans la première partie, nous montrons que le dispositif mis en oeuvre pour contrer l'effet Brillouin (modulation de la phase de la pompe) entraîne des perturbations sur le signal amplifié. Dans la deuxième partie, nous étudions numériquement le transfert du bruit relatif d'intensité de la pompe vers le signal. Une validation expérimentale est ensuite effectuée pour un amplificateur paramétrique. La troisième partie présente une étude numérique de l'amplification paramétrique de plusieurs canaux multiplexés en longueurs d'onde. De cette étude, sont dégagées quelques règles de conception des amplificateurs paramétriques à fibre.

Enfin le chapitre 4 est consacré à l'étude du facteur de bruit d'un amplificateur paramétrique. La première partie rappelle la définition du facteur de bruit d'un amplificateur optique et les différentes méthodes de mesures. Dans la deuxième partie, nous montrons l'influence du rapport signal à bruit de la pompe sur le facteur de bruit de l'amplificateur paramétrique à l'aide de simulations numériques et de résultats expérimentaux. La troisième partie détaille l'effet du bruit présent dans la bande conjuguée sur le facteur de bruit d'un amplificateur paramétrique.

Chapitre 1 : Principe de fonctionnement d'un amplificateur paramétrique à fibre optique

Dans un amplificateur optique paramétrique, le processus d'amplification se réalise par l'intermédiaire d'effets non linéaires. Selon [4], un processus est paramétrique si l'énergie des photons est conservée. Lors d'un processus non paramétrique, une partie de l'énergie des photons peut être transférée au milieu matériel.

L'amplification paramétrique peut être réalisée soit dans des cristaux (LiNbO_3 , PPLN, KTP ...) par un effet d'ordre 2, soit dans des fibres optiques par un effet d'ordre 3. Dans cette étude, nous nous sommes concentrés sur l'amplification paramétrique dans les fibres optiques pour plusieurs raisons. Tout d'abord, les fibres optiques présentent une grande longueur d'interaction ce qui rend le processus efficace. Ensuite, pour des raisons technologiques, un amplificateur constitué uniquement de fibres est préférable pour l'assemblage et la stabilité. Enfin, des premiers résultats assez remarquables avaient été obtenus dans plusieurs laboratoires avec des amplificateurs paramétriques à fibre optique avant le début de la thèse [2], [3].

Le fonctionnement des amplificateurs paramétriques à fibre optique repose sur l'effet non linéaire du mélange à quatre ondes. L'amplification est réalisée par interaction de deux ondes de pompe de pulsation ω_1 et ω_2 avec une onde signal ω_s . Lors de cette interaction une nouvelle onde, conjuguée du signal et appelée idler, est générée avec une pulsation ω_i telle que $\omega_1 + \omega_2 = \omega_s + \omega_i$. Les 2 pulsations de pompe peuvent être identiques, il s'agit alors d'une configuration dite dégénérée. Dans la majeure partie de ce manuscrit, nous nous sommes concentrés sur le cas d'un amplificateur à une longueur d'onde de pompe, plus simple, même si la plupart des résultats peuvent être étendus au cas à deux longueurs d'onde de pompe.

Dans ce chapitre, nous allons tout d'abord décrire le milieu matériel, lieu de l'amplification : la fibre optique, ainsi que les effets linéaires et non linéaires qui interviennent lors de l'amplification. Dans une seconde partie, nous détaillerons le fonctionnement général d'un amplificateur paramétrique. Dans un premier temps, l'amplification paramétrique sera décrite, simplement et avec quelques hypothèses, par un modèle analytique. Malgré ses limites, ce modèle permet de dégager les premiers principes qui régissent l'amplification paramétrique et d'identifier les paramètres qui déterminent les caractéristiques de la courbe de gain. Finalement, nous retracerons l'histoire des amplificateurs paramétriques à fibre optique et le contexte scientifique dans lequel s'est effectuée cette thèse.

I. Propagation d'une onde lumineuse dans une fibre optique

1) La fibre optique : milieu de propagation

Une fibre optique est généralement composée de deux cylindres concentriques, le cœur et la gaine, d'indices de réfraction légèrement différents. Celui de la gaine étant plus faible, la lumière est guidée dans le cœur par réflexion totale. A partir des caractéristiques opto-géométriques de ce guide, on montre [5] qu'une onde lumineuse peut se propager le long de la fibre avec différentes répartitions transverses de son

énergie. Ces différentes formes d'onde dans la section transverse du cœur sont appelées modes. En choisissant convenablement les paramètres de la fibre (rayon de cœur, indices du cœur et de la gaine), il est possible de rendre la fibre monomode sur une certaine plage de longueur d'onde. Ceci signifie que les ondes se propagent uniquement dans le mode fondamental lorsque leur longueur d'onde est supérieure à une longueur d'onde donnée, appelée longueur d'onde de coupure. Par la suite, nous ne considérerons que des fibres monomodes.

Les fibres optiques sont réalisées à base de silice (SiO_2), d'autres éléments peuvent y être ajoutés afin de modifier leurs propriétés optiques. Ce milieu matériel présente une réponse lorsqu'il est traversé par une onde lumineuse. Sa polarisation est modifiée par l'excitation d'une onde électromagnétique. On peut décomposer cette polarisation en deux composantes principales. La première dépend linéairement du champ électrique de l'onde, on parle alors d'effets linéaires. La seconde dépend du champ électrique au cube et décrit les effets non linéaires. L'amplification paramétrique exploite la réponse non linéaire d'une fibre optique soumise à une onde de forte intensité.

2) Les effets linéaires

a- Les pertes

Lorsqu'un signal lumineux se propage dans une fibre optique, son intensité subit une atténuation. Cette atténuation est causée par différents phénomènes : principalement, la diffusion Rayleigh sur les impuretés, l'absorption par les ions OH^- et l'absorption par la silice. Elle dépend donc de la longueur d'onde du signal lumineux comme illustré par la Figure 1.1.

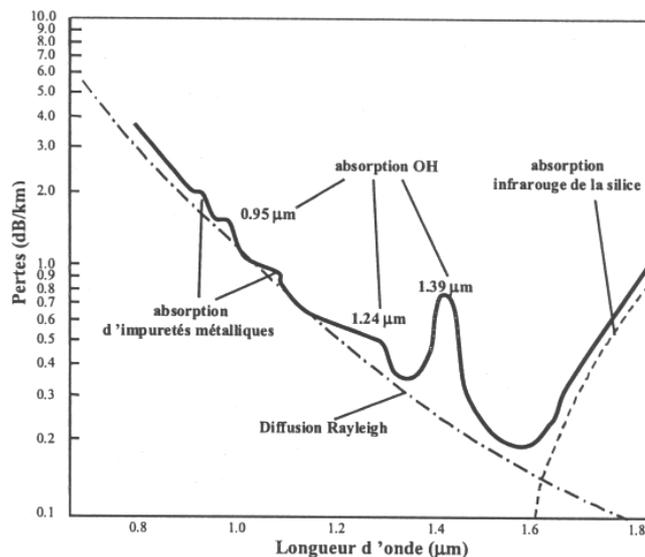


Figure 1.1 : Atténuation d'une fibre optique en fonction de la longueur d'onde [6].

Lors de sa propagation, la puissance d'une onde lumineuse décroît de façon exponentielle. Les pertes subies sont généralement caractérisées par l'atténuation linéique, exprimée en dB/km. Actuellement, les fibres de ligne sont d'une excellente qualité, leur atténuation linéique est 0,2 dB/km à la longueur d'onde de transmission usuelle 1550 nm.

A cette atténuation intrinsèque de la fibre, il est nécessaire d'ajouter les pertes locales de soudure entre les différentes fibres et les pertes dues aux microcourbures.

b- La dispersion chromatique

La dispersion chromatique des fibres optiques résulte de la dépendance de l'indice de réfraction « n » à la longueur d'onde. Cette dépendance se traduit par le fait que des signaux de longueurs d'onde différentes se propagent à des vitesses différentes. Par exemple, les différentes composantes spectrales d'un signal se déphasent les unes par rapport aux autres au cours de la propagation, ce qui entraîne une déformation des impulsions lumineuses.

De façon formelle [7], on tient compte de la dispersion en effectuant un développement en série de Taylor de la constante de propagation β autour d'une pulsation de référence ω_{ref} :

$$\begin{aligned}\beta(\omega) &= n(\omega) \cdot \frac{\omega}{c} \\ &= \beta(\omega_{ref}) + \beta_1(\omega - \omega_{ref}) + \frac{\beta_2}{2}(\omega - \omega_{ref})^2 + \frac{\beta_3}{6}(\omega - \omega_{ref})^3 + \frac{\beta_4}{24}(\omega - \omega_{ref})^4 \dots\end{aligned}$$

avec $\beta_j = \left(\frac{d^j \beta}{d\omega^j} \right)_{\omega=\omega_{ref}}$ équation 1.1

La dérivée première β_1 peut être reliée à la vitesse de propagation, v_g , de l'enveloppe des signaux appelée vitesse de groupe par la relation $\beta_1 = 1/v_g$. La dérivée seconde β_2 est associée à la dispersion de vitesse de groupe (GVD : 'Group Velocity Dispersion'), responsable de la déformation des impulsions lumineuses. Dans le domaine des télécommunications optiques, on parle plus souvent de dispersion chromatique D, exprimée en $ps \cdot nm^{-1} \cdot km^{-1}$ ainsi que de la pente de la dispersion D', en $ps \cdot nm^{-2} \cdot km^{-1}$. Ces nouvelles grandeurs sont reliées aux dérivées de la constante de propagation par les relations suivantes :

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2$$
 équation 1.2

$$D' = \frac{d^2\beta_1}{d\lambda^2} = \frac{4\pi c}{\lambda^3} \left(\beta_2 + \frac{\pi c}{\lambda} \beta_3 \right)$$
 équation 1.3

On distingue deux régimes de dispersion dans les fibres optiques : le régime normal pour lequel $D < 0$ ($\beta_2 > 0$) et le régime anormal où $D > 0$ ($\beta_2 < 0$). Dans le régime normal, les ondes de longueurs d'onde courtes se déplacent moins vite que les ondes de longueurs d'onde plus longues. Pour le régime anormal, elles se déplacent plus rapidement. Ces deux régimes sont séparés par la longueur d'onde de dispersion nulle λ_0 . La fibre standard, la SMF ('Single Mode Fiber'), a une longueur d'onde de dispersion nulle à 1310 nm. La longueur d'onde de dispersion nulle peut être décalée vers la longueur d'onde 1550 nm en jouant sur le profil d'indice de la fibre et donc sur l'indice effectif du guide. La fibre est alors dénommée DSF pour 'Dispersion Shifted Fiber'. Les profils de dispersion de ces deux fibres sont représentés à la Figure 1.2.

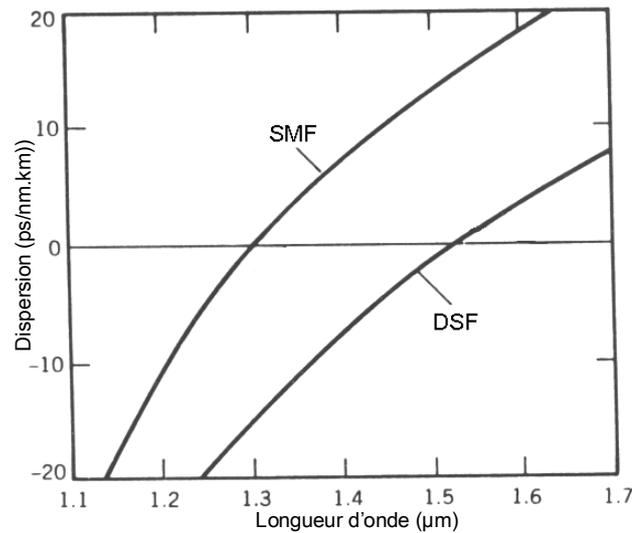


Figure 1.2 : Exemple de profil de dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde pour deux types de fibre, la fibre monomode standard (SMF) et la fibre à dispersion décalée (DSF).

c- La dispersion modale de polarisation

Nous venons de voir que les fibres optiques sont conçues de façon à ce que les ondes ne se propagent que dans un seul mode. Leur énergie est équi-répartie sur les deux directions transverses par rapport au sens de propagation. En pratique, du fait des défauts de fabrication et de contraintes mécaniques ou thermiques, la fibre perd sa symétrie de révolution et les directions transverses ne sont plus équivalentes. On peut considérer qu'elles acquièrent des indices de réfraction différents auxquels sont associées des vitesses de propagation différentes. Ce phénomène peut être décrit comme une biréfringence. Deux modes distincts peuvent donc se propager avec des états de polarisation respectivement parallèles à chacun des axes propres comme représenté en Figure 1.3. On parle de dispersion de modes de polarisation.

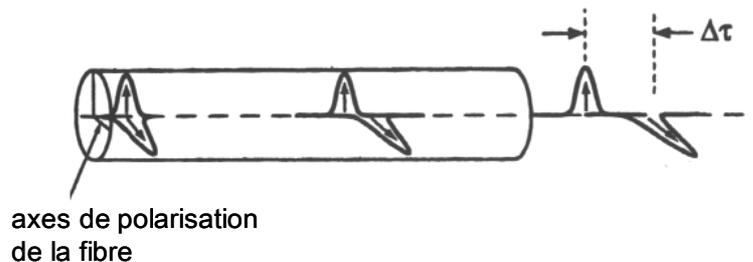


Figure 1.3 : Effet de la dispersion modale de polarisation (PMD) sur une impulsion [8].

Par ailleurs, la dissymétrie de la fibre n'est pas constante. Elle varie dans le temps et le long de la fibre de façon aléatoire. La fibre se comporte alors comme une succession de lames biréfringentes dont les axes de biréfringence sont orientés aléatoirement. On appelle PMD ('Polarization Mode Dispersion') la moyenne sur le temps ou sur les longueurs d'onde de la différence de temps de propagation induite par ce phénomène. La PMD s'exprime en $\text{ps.km}^{-1/2}$.

3) Les effets non linéaires

a- La polarisation non linéaire

Même si la silice ne fait pas partie des éléments fortement non linéaires, les fibres optiques peuvent être le lieu de phénomènes non linéaires très efficaces du fait du confinement de la lumière sur une faible surface et d'une longueur d'interaction importante. Lorsqu'une fibre optique est exposée à un champ optique de forte intensité, ses propriétés optiques sont modifiées. Le vecteur polarisation dépend alors du champ électrique de l'onde optique de façon non linéaire. La polarisation s'exprime en fonction du champ électrique selon l'équation 1.4.

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi^{(1)} \cdot \vec{E} + \epsilon_0 \chi^{(2)} : \vec{E} \vec{E} + \epsilon_0 \chi^{(3)} : \vec{E} \vec{E} \vec{E} \quad \text{équation 1.4}$$

avec ϵ_0 la permittivité du vide, $\chi^{(j)}$ le tenseur de susceptibilité d'ordre j.

Le terme d'ordre 1 correspond aux effets linéaires, l'atténuation et la dispersion vues précédemment. Les effets non linéaires du second ordre sont quasiment inexistantes. La molécule d'oxyde de silice (SiO_2) étant centro-symétrique, le second ordre de la susceptibilité électromagnétique $\chi^{(2)}$ est négligeable dans le cadre de l'étude que nous allons mener. Par contre, le troisième ordre $\chi^{(3)}$ induit plusieurs effets non négligeables. Ces effets peuvent être classés en deux catégories. Soit ils sont dus à l'interaction du champ électrique avec les nuages électroniques du matériau et sont rassemblés dans l'effet Kerr, soit ils font intervenir les noyaux des atomes et les états de vibration du matériau et sont alors qualifiés d'inélastiques.

b- L'effet Kerr

On considère que l'effet Kerr est un effet instantané, son temps de réponse étant de l'ordre de 10^{-15} s. Il est modélisé par la dépendance non linéaire de l'indice de réfraction à la puissance. L'indice de réfraction N s'écrit :

$$N = n(\omega) + n_2 \cdot P/A_{\text{eff}} \quad \text{équation 1.5}$$

où $n(\omega)$ est la partie de l'indice de réfraction responsable de la dispersion, n_2 l'indice de réfraction non linéaire, P la puissance optique (en W) et A_{eff} la surface effective de la fibre. Dans les fibres optiques à base de silice, n_2 vaut environ $2,7 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ et on néglige sa dépendance à la longueur d'onde. En supposant que le champ est polarisé linéairement, il peut être relié à la susceptibilité par la relation suivante [7] :

$$n_2 = \frac{3}{8n} \text{Re}[\chi^{(3)}] \quad \text{équation 1.6}$$

La non linéarité Kerr d'une fibre dépend à la fois de l'indice non linéaire et du confinement de la puissance optique, c'est-à-dire de l'aire effective. Ces deux paramètres sont généralement rassemblés en un seul, le coefficient non linéaire γ de la fibre, exprimé en $\text{W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ par l'équation 1.7. Pour une fibre à dispersion décalée standard, le coefficient non linéaire vaut $2 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ et pour une fibre dite hautement non linéaire, il peut dépasser $20 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$.

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{\text{eff}}} \quad \text{équation 1.7}$$

La constante de propagation β' dépend de la puissance optique, elle s'exprime suivant l'équation 1.8. Dans cette expression, on retrouve le terme linéaire dû à la dispersion, que l'on qualifie de phase linéaire et un terme fonction de la puissance présente dans la fibre qui correspond à la phase non linéaire. L'effet du coefficient non linéaire γ se traduit donc par un déphasage supplémentaire.

$$\beta'(\omega, P) = N \frac{\omega}{c} = n(\omega) \frac{\omega}{c} + \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{eff}} P = \beta(\omega) + \gamma.P \quad \text{équation 1.8}$$

L'influence de l'effet Kerr sur un signal optique peut s'observer au travers trois phénomènes différents : l'automodulation de phase, ou SPM pour 'Self Phase Modulation', la modulation de phase croisée, ou XPM pour 'Cross Phase Modulation' et le mélange à quatre ondes, ou FWM pour 'Four-Wave Mixing'.

L'automodulation de phase est la modification de la phase du signal sous l'effet de sa propre puissance. Par exemple, lorsqu'une impulsion lumineuse se propage, les variations dans son profil d'intensité induisent une variation de sa phase et donc de la fréquence de sa porteuse optique. L'automodulation de phase provoque donc un élargissement spectral des impulsions de forte intensité.

La modulation de phase croisée est un phénomène très similaire à l'automodulation de phase. Elle s'observe lorsque deux signaux distincts, de longueurs d'onde différentes, se propagent simultanément dans la fibre. La puissance d'un signal modifie l'indice de réfraction et donc les propriétés optiques du milieu dans lequel se propage également le second signal. Ainsi si un signal est modulé en intensité, l'indice de réfraction de la fibre se trouve également modulé ainsi que la phase du second signal.

Le mélange à quatre ondes se traduit également par la génération de nouvelles fréquences optiques. Si trois signaux de pulsation ω_1 , ω_2 et ω_3 sont injectés dans une fibre, une quatrième onde peut être générée avec une pulsation ω_4 qui vérifie la relation de conservation de l'énergie : $\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 - \omega_3$. Par calcul du troisième terme de l'équation 1.4, on peut trouver de nombreux autres produits d'intermodulation. Cependant, pour que la génération de ces ondes soit efficace, les quatre ondes intervenant doivent respecter une condition d'accord de phase. Lorsque deux des quatre ondes, ou plus, ont la même pulsation optique, le mélange à quatre ondes est qualifié de dégénéré. L'amplification paramétrique repose sur cet effet non linéaire et consiste à rendre le processus de mélange à quatre ondes très efficace en maintenant l'accord de phase tout au long de la propagation. Nous y reviendrons plus en détails par la suite.

c- Les effets Raman et Brillouin

La seconde catégorie des effets non linéaires intervenant dans une fibre optique regroupe l'effet Brillouin et l'effet Raman. Ce sont des phénomènes inélastiques pour lesquels le milieu de propagation joue un rôle actif. Lorsque la fibre est soumise à une onde de forte intensité, appelée pompe, de fréquence ν_p , les molécules vont acquérir une certaine énergie E qui correspond à un de leurs états de vibrations. Les photons de pompe vont donc perdre cette énergie et leur fréquence sera décalée vers les basses fréquences. L'effet Raman et l'effet Brillouin sont tout à fait similaires, la principale différence réside dans les états de vibrations excités. Pour l'effet Raman, l'énergie des états de vibrations correspond à des phonons optiques, de fréquence 12 THz, alors que pour l'effet Brillouin, il correspond à des phonons acoustiques, de fréquence

11 GHz. Ces deux effets proviennent d'une interaction entre le champ optique et les mouvements des atomes de silice. Ils ont donc des temps de réponse plus longs que l'effet Kerr.

Pour l'effet Raman, une pompe peut céder son énergie à des fréquences inférieures de 12 THz et sur une bande spectrale d'environ 10 THz. Les ondes générées par effet Raman se propagent dans le même sens que la pompe ou dans le sens contraire. Cet effet est utilisé dans les amplificateurs Raman pour obtenir un gain large bande comme représenté en Figure 1.4.

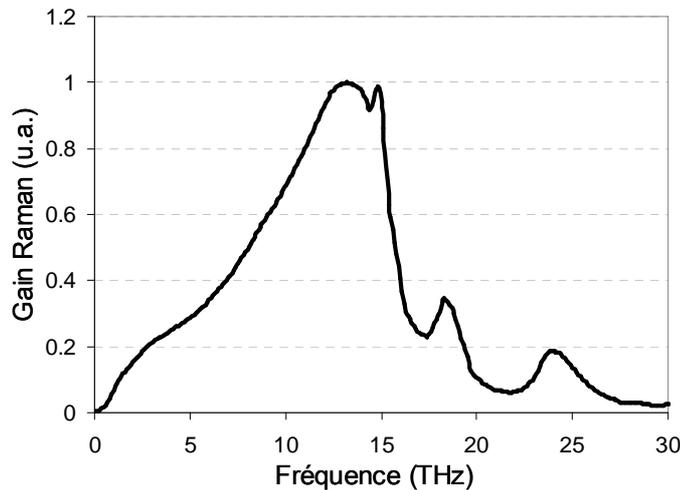


Figure 1.4 : Spectre de gain Raman en fonction de l'écart spectral entre la pompe et le signal.

La bande de gain Brillouin se situe, quant à elle, à 11 GHz de la pompe et ne s'étend que sur environ 80 MHz. L'onde générée est rétro diffusée dans la fibre. L'effet Brillouin est un effet très limitant pour la conception des amplificateurs paramétriques à fibre. Nous le détaillerons donc ultérieurement ainsi que les moyens mis en œuvre pour s'en affranchir.

4) Modélisation mathématique de la propagation

a- Equation de propagation

Sous condition de quelques hypothèses, la propagation d'une onde dans une fibre optique peut être modélisée par une seule équation, appelée l'équation non linéaire de Schrödinger [5]. Cette équation régit l'évolution de l'enveloppe A du champ électrique le long de la fibre :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} + \dots + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma |A|^2 A \quad \text{équation 1.9}$$

Les hypothèses définissant les conditions de validité de cette équation sont les suivantes :

- Les ondes se propagent toutes dans la même direction et dans le même mode fondamental F(x,y) sur la même aire effective.
- Elles sont polarisées linéairement dans la même direction ce qui permet d'adopter une notation scalaire des champs électriques. Un modèle vectoriel pourrait être développé.

- Elles sont quasi-monochromatiques, c'est-à-dire que leurs largeurs spectrales sont très inférieures à leur porteuse optique. On ne peut donc pas modéliser avec cette équation la propagation d'impulsions d'une durée inférieures à 0,1 ps.
- On ne tient pas compte des effets de PMD et des effets Raman et Brillouin.
- Finalement, on considère que l'enveloppe du champ électrique varie lentement par rapport à la période optique. Le champ électrique d'une onde s'écrit alors de la façon suivante :

$$\vec{E}(r, t) = x \frac{1}{2} [F(x, y) \cdot A(z, t) \cdot e^{i(\beta z - \omega t)} + c.c.] \quad \text{équation 1.10}$$

L'équation non linéaire de Schrödinger permet de modéliser les effets dus à l'atténuation, à la dispersion chromatique et à l'effet Kerr (SPM, XPM ou FWM). Si on se place dans un référentiel mobile qui se déplace à la vitesse de propagation de l'onde, l'équation 1.9 se simplifie et le terme en β_1 s'annule.

b- Résolution numérique

L'équation non linéaire de Schrödinger n'a de solutions analytiques simples que pour des cas très rares. Dans le cas général, l'équation de Schrödinger est intégrée numériquement. La méthode d'intégration la plus courante est la méthode de Fourier itérative à pas séparés ('Split Step Fourier Method'). Formellement, on peut écrire l'équation 1.9 sous la forme :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \left(\hat{D} + \hat{N} \right) A \quad \text{équation 1.11}$$

avec D l'opérateur de dispersion et N l'opérateur non linéaire

$$\hat{D} = -\frac{\alpha}{2} - \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3}{\partial t^3} - \frac{i}{24} \beta_4 \frac{\partial^4}{\partial t^4} \quad \text{équation 1.12}$$

$$\hat{N} = i \gamma |A|^2 \quad \text{équation 1.13}$$

La méthode consiste à découper la fibre en petites sections de longueur dz. A chaque pas dz, on applique successivement au champ électrique total l'opérateur de dispersion dans le domaine spectral, puis l'opérateur non linéaire dans l'espace temporel. On passe d'un espace à l'autre par transformée de Fourier rapide. L'évolution du champ électrique total est ainsi calculée le long de la fibre. Le pas de l'intégration doit être faible pour simuler correctement les différents effets physiques de la propagation. Chacun de ces effets est caractérisé par une longueur d'interaction. Dans le cadre de notre étude, les effets non linéaires ont la longueur caractéristique la plus courte, notée L_{NL} . Elle se calcule à partir du coefficient non linéaire, γ , et de la puissance présente dans la fibre, P_0 : $L_{NL} = 1/(\gamma \cdot P_0)$ et vaut environ 100 m. Le pas d'intégration choisi est alors 1 m.

II. Le processus de l'amplification paramétrique

Le fonctionnement des amplificateurs paramétriques à fibre repose sur la réponse non linéaire de la fibre soumise à un champ optique de forte intensité. Dans un amplificateur paramétrique, un signal est amplifié par le phénomène de mélange à

quatre ondes. Au cours de ce processus, deux photons de pompe de puissance $2.h.v_p$ (h étant la constante de Planck et v_p la fréquence optique de la pompe) vont donner leur énergie au signal (de fréquence v_s) sous forme d'un photon signal. Une troisième onde, conjuguée du signal et dénommée couramment « idler », est générée de fréquence v_i telle que l'énergie soit conservée, c'est-à-dire $v_i = 2.v_p - v_s$. Afin que le transfert d'énergie de la pompe vers le signal par mélange à quatre ondes soit efficace, les trois ondes (la pompe, le signal et l'idler) doivent vérifier une condition d'accord de phase et cet accord de phase doit être maintenu tout au long de la propagation dans l'amplificateur.

1) Expression analytique du gain paramétrique

a- Equations couplées

Pour le cas de l'amplification paramétrique d'un unique signal par une pompe, l'équation non linéaire de Schrödinger peut se résoudre analytiquement si on la décompose suivant les fréquences optiques en un système de trois équations couplées. Cette résolution a été effectuée de façon très détaillée par R. H. Stolen et J. E. Bjorkholm [9] ou G. P. Agrawal [7].

On considère uniquement les interactions entre les trois ondes, la pompe, le signal et l'onde conjuguée ou idler. Le champ total est alors composé de la somme des champs de ces trois ondes :

$$\begin{aligned} E(z, t) &= E_p(z, t) + E_s(z, t) + E_i(z, t) \\ &= \frac{1}{2} \left[A_p(z) e^{i(\beta_p z - \omega_p t)} + A_s(z) e^{i(\beta_s z - \omega_s t)} + A_i(z) e^{i(\beta_i z - \omega_i t)} + c.c. \right] \end{aligned} \quad \text{équation 1.14}$$

avec A_k ($k=p, s$ ou i) les enveloppes complexes des champs électriques respectivement de la pompe, du signal et de l'idler.

Si l'on injecte cette expression dans l'équation 1.9, on obtient le système d'équations couplées suivant :

$$\begin{aligned} \frac{dA_p}{dz} &= -\frac{\alpha}{2} A_p + i\gamma \left[|A_p|^2 A_p + \left(2|A_s|^2 + 2|A_i|^2 \right) A_p + 2A_s A_i A_p^* e^{-i\Delta\beta z} \right] \\ \frac{dA_s}{dz} &= -\frac{\alpha}{2} A_s + i\gamma \left[|A_s|^2 A_s + \left(2|A_p|^2 + 2|A_i|^2 \right) A_s + A_p^2 A_i^* e^{i\Delta\beta z} \right] \\ \frac{dA_i^*}{dz} &= -\frac{\alpha}{2} A_i^* - i\gamma \left[|A_i|^2 A_i^* + \left(2|A_p|^2 + 2|A_s|^2 \right) A_i^* + A_p^{*2} A_s e^{-i\Delta\beta z} \right] \end{aligned} \quad \text{équation 1.15}$$

avec $\Delta\beta$ l'accord de phase linéaire $\Delta\beta = 2.\beta_p - \beta_s - \beta_i$. Dans ces équations, on peut distinguer les différents effets Kerr. Après le premier terme correspondant à l'atténuation, le deuxième terme modélise l'automodulation de phase d'une des ondes sur elle-même, puis le troisième la modulation de phase croisée, effet de la puissance des autres ondes. Ces deux effets ne nécessitent pas d'accord de phase. Le dernier terme traduit le transfert d'énergie entre les trois ondes par mélange à quatre ondes. Ce système d'équation peut être intégré pas à pas ou résolu analytiquement avec quelques hypothèses supplémentaires.

b- Résolution analytique

Pour résoudre analytiquement le système d'équations, on néglige l'atténuation. Comme la pompe est de très forte puissance par rapport au signal et à l'onde conjuguée, on néglige également les termes de modulation de phase croisée dus au signal et à l'onde conjuguée ainsi que l'automodulation de phase du signal et de l'onde conjuguée. On suppose de plus que la pompe ne subit aucune déplétion et donc que le terme de mélange à quatre ondes n'a pas d'effet sur l'évolution de sa puissance. Le système d'équation 1.15 s'écrit alors :

$$\begin{aligned}\frac{dA_p}{dz} &= i\gamma|A_p|^2 A_p \\ \frac{dA_s}{dz} &= i\gamma\left[2|A_p|^2 A_s + A_p^2 A_i^* e^{i\Delta\beta z}\right] \\ \frac{dA_i^*}{dz} &= -i\gamma\left[2|A_p|^2 A_i^* + A_p^{*2} A_s e^{-i\Delta\beta z}\right]\end{aligned}\quad \text{équation 1.16}$$

Ce système a une solution analytique de la forme [9] :

$$A_s = \left[ae^{gz} + be^{-gz}\right]e^{i(\kappa/2 + \gamma P_p)z} \quad \text{équation 1.17}$$

P_p représente la puissance de pompe, g le gain paramétrique linéaire et κ l'accord de phase total. Ils s'expriment suivant les relations suivantes :

$$g^2 = (\gamma P_p)^2 - \left(\frac{\kappa}{2}\right)^2 \quad \text{équation 1.18}$$

$$\kappa = \Delta\beta - 2\gamma P_p \quad \text{équation 1.19}$$

L'accord de phase total est la somme de l'accord de phase linéaire $\Delta\beta$ causé par la dispersion et de l'accord de phase non linéaire $2\gamma P_p$ dû à la modulation de phase par SPM ou XPM. A partir d'un développement de β en série de Taylor centré sur ω_0 ou ω_p , on peut calculer l'accord de phase linéaire sous les formes suivantes :

$$\begin{aligned}\Delta\beta &= \frac{2\pi c}{\lambda^2} D'(\lambda_s - \lambda_p)^2 (\lambda_p - \lambda_o) \\ &= -\beta_2(\omega_s - \omega_p)^2 - \frac{\beta_4}{12}(\omega_s - \omega_p)^4\end{aligned}\quad \text{équation 1.20}$$

En se plaçant dans une configuration dite insensible à la phase, c'est-à-dire avec une onde conjuguée absente en entrée de fibre $A_i(z=0) = 0$, on obtient l'expression du gain du signal :

$$\text{si } g^2 > 0, \quad G = 1 + (\gamma P_p)^2 \frac{sh^2 gL}{g^2} \quad \text{équation 1.21}$$

$$\text{si } g^2 < 0, \quad G = 1 + \left[\left(\frac{\kappa}{2g} \right)^2 - 1 \right] \sin^2 igL \quad \text{équation 1.22}$$

Pour le cas $g^2 < 0$, la pompe et le signal échangent leur énergie périodiquement sans que le signal ne soit amplifié. Par contre pour $g^2 > 0$, le gain paramétrique est réel. Cette condition est vérifiée si l'accord de phase linéaire est tel que $0 > \Delta\beta > -2\gamma P_p$. Suivant la valeur de ce terme de déphasage linéaire, c'est-à-dire suivant les positions

relatives de la pompe, du signal et de la longueur d'onde de dispersion nulle, différents régimes de gain peuvent être distingués. D'une part, si l'accord de phase est total, $\kappa = 0$ ou $\Delta\beta = 2\gamma P_p$, l'amplification devient exponentielle et le gain paramétrique s'écrit (le terme $e^{-\gamma P_p L}$ du sinus hyperbolique est négligé) :

$$G_{\max} \approx 1 + \frac{1}{4} e^{2\gamma P_p L} \quad \text{équation 1.23}$$

D'autre part, pour une longueur d'onde signal très proche de la longueur d'onde de pompe, l'accord de phase linéaire est quasiment nul et l'expression du gain paramétrique se simplifie. L'amplification devient alors parabolique:

$$G \approx 1 + (\gamma P_p L)^2 \quad \text{équation 1.24}$$

D'après l'expression générale du gain paramétrique donné par l'équation 1.21 et l'expression de l'accord de phase linéaire donné par l'équation 1.20, on remarque que le gain paramétrique dépend des puissances paires de l'écart spectral entre la pompe et le signal. La courbe de gain est donc symétrique en fréquence par rapport à la longueur d'onde de la pompe comme représenté par la Figure 1.5. Par contre, toute la bande d'amplification ne peut pas être directement utilisée pour l'amplification en raison de la génération de l'onde conjuguée. Si on amplifie un signal situé à gauche de la pompe, l'onde conjuguée est générée à droite à une longueur d'onde symétrique de celle du signal par rapport à la pompe. Il est donc impossible d'amplifier un second signal au voisinage de cette longueur d'onde si l'on souhaite éviter la diaphotie entre les canaux.

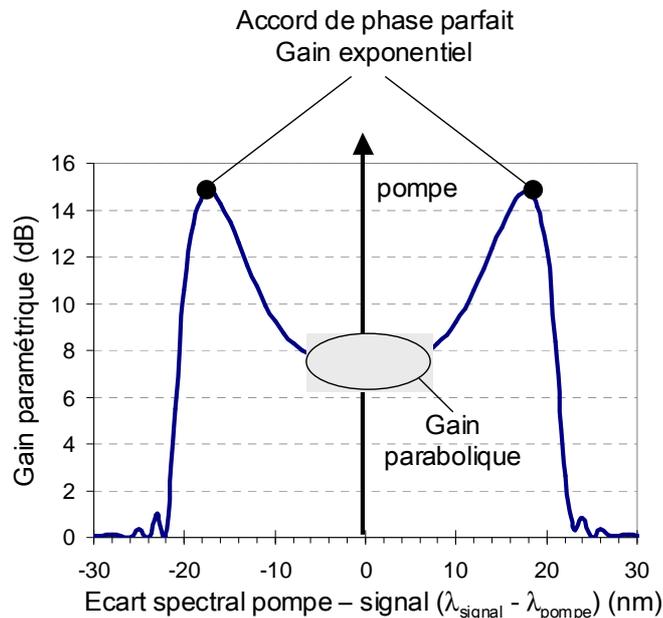


Figure 1.5 : Exemple de courbe de gain paramétrique théorique. Les paramètres de l'amplificateur sont : $L = 3 \text{ km}$, $\gamma = 2 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$, $\beta_3 = 1,088 \cdot 10^{-40} \text{ s}^3 \cdot \text{m}^{-1}$, $\beta_4 = -5,37 \cdot 10^{-55} \text{ s}^4 \cdot \text{m}^{-1}$, ($D' = 0,067 \text{ ps} \cdot \text{nm}^{-2} \cdot \text{km}^{-1}$), $\lambda_p = \lambda_0$, $P_p = 400 \text{ mW}$.

c- Limites

L'expression analytique du gain paramétrique est très utile dans une première étude de l'amplificateur paramétrique car elle permet de comprendre rapidement son fonctionnement, ces différents régimes de gain et les principaux paramètres qui déterminent sa courbe de gain. Cependant, cet outil ne peut pas être utilisé pour une étude plus approfondie. Il ne tient pas compte, par exemple, de la génération de raies

secondaires. La modélisation est scalaire et suppose une dispersion chromatique uniforme en z . Le modèle ne permet pas non plus d'analyser les effets de saturation étant donné que l'hypothèse de non déplétion de la pompe a été faite. Finalement, l'étude de l'amplificateur paramétrique pour des canaux multiplexés en longueur d'onde est, quant à elle, impossible.

2) Influence des paramètres de l'amplificateur sur la courbe de gain

Si on détaille l'expression analytique du gain paramétrique de l'équation 1.21, on constate que l'allure de la courbe de gain des amplificateurs paramétriques va dépendre de plusieurs paramètres : la puissance de la pompe et les caractéristiques de la fibre (sa longueur, son coefficient non linéaire et sa dispersion chromatique).

a- La dispersion de la fibre non linéaire

Les principaux paramètres d'un amplificateur paramétrique, qui définissent sa courbe de gain, sont les caractéristiques de dispersion de la fibre, ainsi que la position de la longueur d'onde de pompe par rapport à la longueur d'onde de dispersion nulle. Dans toute cette étude, on considère des fibres dont la dispersion dépend linéairement de la longueur d'onde avec une pente D' positive, ce type de variation de la dispersion correspond à un terme β_4 négatif. Suivant la position relative de la pompe par rapport à la longueur d'onde de dispersion nulle, on peut obtenir des courbes de gain très différentes comme illustré par la Figure 1.6. Ces courbes de gain ont été calculées à partir de l'équation 1.21 et de l'équation 1.22, avec des paramètres de fibre correspondant à ceux d'une fibre à dispersion décalée de 3 km ($\gamma = 2 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$, $D' = 0,067 \text{ ps} \cdot \text{nm}^{-2} \cdot \text{km}^{-1}$), la puissance de pompe valant 800 mW. Pour obtenir une amplification efficace, l'accord de phase linéaire $\Delta\beta$ doit compenser l'accord de phase non linéaire $2 \cdot \gamma \cdot P_p$. Ils doivent donc être de signes opposés, soit $\Delta\beta < 0$.

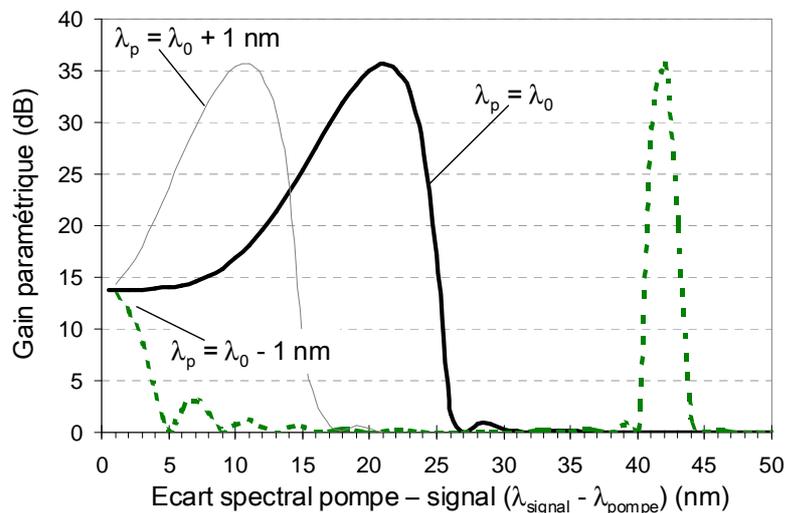


Figure 1.6 : Allure de la courbe de gain paramétrique pour différentes caractéristiques de dispersion.

Les autres paramètres sont : $L = 3 \text{ km}$, $\alpha = 0 \text{ dB/km}$, $\lambda_0 = 1550 \text{ nm}$, $\beta_3 = 1,088 \cdot 10^{-40} \text{ s}^3 \cdot \text{m}^{-1}$, $\beta_4 = -5,37 \cdot 10^{-55} \text{ s}^4 \cdot \text{m}^{-1}$, ($D' = 0,067 \text{ ps} \cdot \text{nm}^{-2} \cdot \text{km}^{-1}$), $\gamma = 2 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$, $P_p = 800 \text{ mW}$.

Si la pompe est en régime de dispersion anormale, c'est-à-dire dire $\lambda_p > \lambda_0$ (courbe grise $\lambda_p = \lambda_0 + 1 \text{ nm}$), le déphasage linéaire est négatif quel que soit l'écart spectral entre la pompe et le signal. Pour les faibles écarts, il compense légèrement le déphasage non linéaire, puis pour un écart spectral croissant, il le compense de mieux en mieux, le gain augmente donc avec l'écart spectral. Pour une longueur d'onde

signal (ici $\lambda_p + 11$ nm), les déphasages se compensent exactement et l'accord de phase est total. Le gain est donc maximum pour cette longueur d'onde. Il chute ensuite abruptement car le déphasage linéaire devient trop négatif.

Si la pompe est en régime de dispersion normale, c'est-à-dire $\lambda_p < \lambda_0$ (courbe pointillée $\lambda_p = \lambda_0 - 1$ nm), la zone d'amplification est localisée autour de la longueur d'onde de pompe et la bande d'amplification est assez réduite (10 nm pour cet exemple). En effet, en régime de dispersion normale, le terme prédominant de l'accord de phase linéaire, β_2 , est positif. Donc l'accord de phase parfait ne peut pas être atteint. La courbe pointillée présente néanmoins un pic de gain très étroit et très éloigné de la pompe [10]. Pour de forts écarts spectraux entre la pompe et le signal, le terme en β_4 devient prédominant dans l'accord de phase linéaire. Comme ce terme est négatif et dépend de l'écart spectral à la puissance quatre, il compense exactement le déphasage non linéaire sur une très faible plage spectrale.

La plus grande bande d'amplification est obtenue pour une longueur d'onde de pompe strictement égale à la longueur d'onde de dispersion nulle (courbe noire $\lambda_p = \lambda_0$).

On remarque que quelle que soit la position de la pompe par rapport à la longueur d'onde de dispersion nulle, le même niveau de gain est obtenu pour les longueurs d'onde signal proche de la pompe. En effet, pour ces écarts spectraux, le déphasage linéaire est quasiment nul et la dispersion n'intervient pas dans l'expression du gain.

Il est aussi possible d'augmenter la bande spectrale d'amplification en choisissant une fibre avec une pente de dispersion plus faible. Ainsi sur la Figure 1.7, sont représentées deux courbes de gain, la pente de dispersion vaut $0,067 \text{ ps.nm}^{-2}.\text{km}^{-1}$ pour la courbe pleine et $0,032 \text{ ps.nm}^{-2}.\text{km}^{-1}$ pour la courbe pointillée. Les autres paramètres sont indiqués dans la légende. Le maximum de gain est alors décalé de 4 nm.

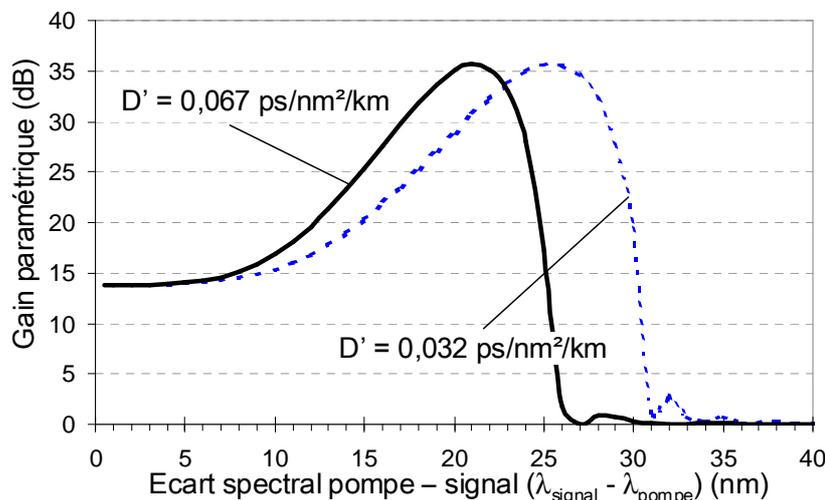


Figure 1.7 : Allure de la courbe de gain paramétrique pour deux pentes de dispersion différentes. Les autres paramètres sont : $L = 3$ km, $\alpha = 0$ dB/km, $\lambda_0 = 1550$ nm, $\gamma = 2 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$, $P_p = 800$ mW.

b- La longueur de la fibre non linéaire

La longueur de la fibre n'intervient pas dans l'expression de l'accord de phase. Elle influence l'allure de la courbe de gain de façon beaucoup plus simple. Le gain paramétrique produit par deux fibres exactement similaires mais de longueurs

différentes a été calculé : le résultat de ces calculs est donné par la Figure 1.8. La longueur de la fibre n'a d'effet que sur le niveau du gain mais cet effet n'est pas uniforme sur la bande spectrale. Diminuer la longueur de la fibre lisse la courbe de gain et réduit les différences d'amplification entre les deux régimes de gain, parabolique et exponentiel. En régime parabolique, le gain linéaire dépend de la longueur au carré alors qu'en régime exponentiel, il en dépend exponentiellement. Donc doubler la longueur induit un accroissement d'environ 6 dB en régime parabolique alors qu'en régime exponentiel, cela revient à plus que doubler le gain exprimé en décibel.

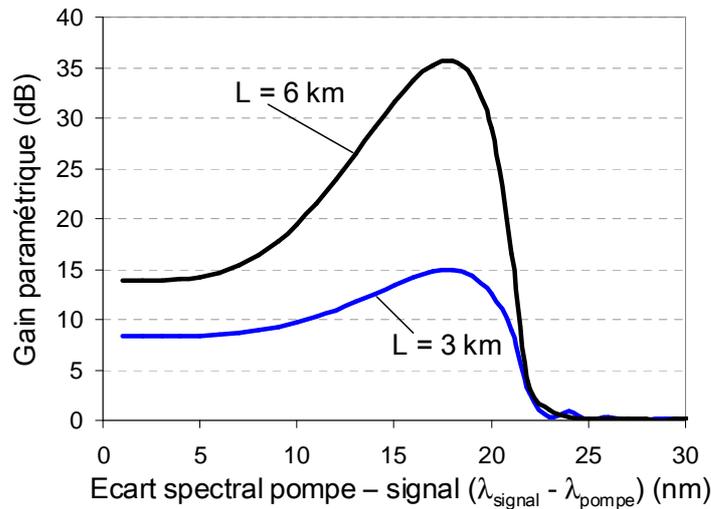


Figure 1.8 : Influence de la longueur de fibre sur la courbe de gain paramétrique. ($\lambda_p - \lambda_0 = 0$ nm, $\lambda_0 = 1550$ nm, $\beta_3 = 1,088 \cdot 10^{-40}$ s³.m⁻¹, $\beta_4 = -5,37 \cdot 10^{-55}$ s⁴.m⁻¹, ($D' = 0,067$ ps.nm⁻².km⁻¹), $\alpha = 0$ dB/km, $\gamma = 2$ W⁻¹.km⁻¹, $P_p = 400$ mW)

c- La puissance de pompe et le coefficient non linéaire

Suivant l'expression analytique du gain paramétrique de l'équation 1.21, on constate que la puissance de la pompe et le coefficient non linéaire de la fibre ont des rôles parfaitement identiques. Le gain est caractérisé par le produit $\gamma \cdot P_p$. Ainsi multiplier la puissance de pompe ou le coefficient non linéaire par deux aura exactement le même effet sur la courbe de gain. Ceci est vérifié par la Figure 1.9.

Le produit $\gamma \cdot P_p$ intervient dans l'expression du gain pour déterminer l'accord de phase non linéaire mais aussi sur le niveau général du gain de la même façon que la longueur de la fibre. Ainsi augmenter la puissance de pompe ou le coefficient non linéaire entraîne un décalage du maximum de gain vers les plus grands écarts spectraux ainsi qu'une augmentation du niveau de gain. Pour les signaux situés au maximum de gain ou à côté de la pompe, le niveau de gain dépend du produit $\gamma \cdot P_p \cdot L$, respectivement de façon exponentielle ou quadratique. Une augmentation de la puissance de pompe ou du coefficient non linéaire provoque donc le même accroissement non uniforme du gain qu'une augmentation de la longueur de la fibre. Finalement, augmenter la puissance de la pompe ou le coefficient non linéaire de la fibre permet d'étendre la bande spectrale d'amplification mais au prix d'un accroissement des différences de gain sur la bande. On obtient donc une bande plus large, mais moins plate.

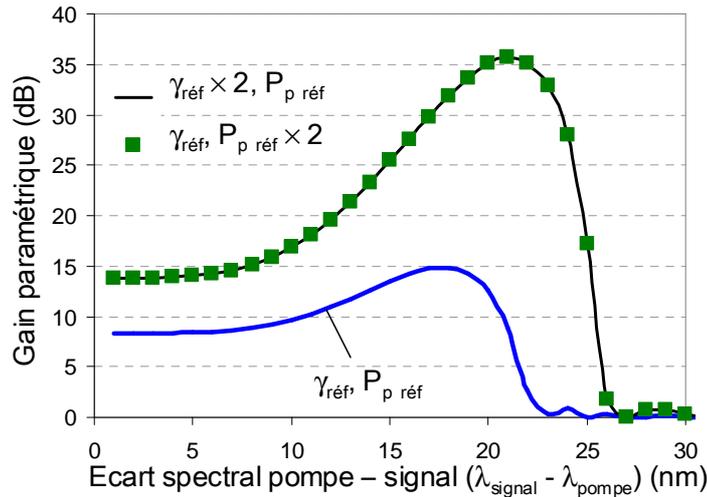


Figure 1.9 : Influence de la puissance de pompe ou du coefficient non linéaire sur la courbe de gain paramétrique. ($\lambda_p - \lambda_0 = 0$ nm, $\lambda_0 = 1550$ nm, $\beta_3 = 1,088 \cdot 10^{-40}$ s³.m⁻¹, $\beta_4 = -5,37 \cdot 10^{-55}$ s⁴.m⁻¹, ($D' = 0,067$ ps.nm⁻².km⁻¹), $L = 3$ km, $\alpha = 0$ dB/km, $\gamma_{réf} = 2$ W⁻¹. km⁻¹, $P_{p réf} = 400$ mW)

3) Premières conclusions

Nous pouvons résumer les conditions de fonctionnement d'un amplificateur paramétrique à fibre. Pour obtenir du gain, l'onde de pompe doit pouvoir s'accorder en phase avec les canaux à amplifier. Cet accord de phase peut être atteint assez simplement en choisissant une pompe et une fibre non linéaire telles que la longueur d'onde de pompe soit légèrement supérieure à la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre. Dans ce cas, deux bandes spectrales peuvent être amplifiées de part et d'autre de la pompe. En pratique, une seule de ces deux bandes est exploitée car sur la seconde bande, les ondes conjuguées sont générées.

Pour étendre la zone d'amplification, plusieurs paramètres de l'amplificateur doivent être ajustés. Une faible dispersion positive à la longueur d'onde de pompe et une faible pente de dispersion de la fibre favorise un quasi-accord de phase sur une plus grande plage spectrale. Un accroissement de la puissance de pompe et du coefficient non linéaire de la fibre éloigne la longueur d'onde signal pour laquelle le gain maximum est atteint. La zone d'accord de phase s'en trouve donc élargie. La longueur de la fibre amplificatrice n'agit que sur le niveau de gain et non sur la bande.

Il est toutefois nécessaire de préciser que cette approche analytique de l'amplification paramétrique reste très théorique. Elle ne prend pas en compte de nombreuses conditions réelles d'amplification. Dans la suite du manuscrit, nous verrons que la mise en œuvre expérimentale d'un amplificateur paramétrique à fibre est un peu plus délicate. Par exemple, ce modèle analytique suppose que la dispersion chromatique est uniforme le long de la fibre alors que ce n'est pas le cas dans les fibres réelles. Considérant l'importance de la position relative de la pompe par rapport à la dispersion nulle pour déterminer la courbe de gain, on comprend aisément que des variations longitudinales de la longueur d'onde de dispersion nulle peuvent induire une déformation de la courbe de gain. En effet, nous avons vu qu'une variation de seulement ± 1 nm modifie radicalement la courbe de gain.

III. Petit historique des amplificateurs paramétriques à fibre optique

1) Les premières démonstrations

Les premiers travaux sur l'amplification paramétrique dans les fibres optiques ont été menés dans les années 1970 principalement dans les laboratoires de recherche des Bell Labs par l'équipe de R. H. Stolen. L'accord de phase nécessaire pour l'amplification était tout d'abord réalisé dans des fibres multimodes en compensant la dispersion du matériau par la dispersion modale [11], [12]. Avec l'apparition des fibres monomodes, de faible dispersion autour de 1300 nm, il fut alors possible de maintenir l'accord de phase sur une plus grande longueur de fibre et ainsi de rendre l'amplification plus efficace [13], [14]. C'est aussi à cette époque que la théorie de l'amplification paramétrique dans les fibres optiques est complètement développée par R. H. Stolen [9].

Il faut ensuite attendre les années 1990 pour que les amplificateurs paramétriques à fibre réalisent un gain qui compense complètement les pertes de la fibre [15]. Cette performance a été possible grâce au développement des amplificateurs à fibre dopée à l'Erbium (EDFA pour 'Erbium Doped Fiber Amplifier') qui permettent d'atteindre de fortes puissances de pompe. De plus avec l'arrivée des fibres à dispersion décalée (DSF), l'accord de phase est réalisé à des longueurs d'onde voisines de 1550 nm, fenêtre spectrale des télécommunications par fibres optiques. La première démonstration d'amplification paramétrique large bande fut réalisée par l'équipe de M. Marhic en 1996 : ils montrèrent alors une bande de gain de 35 nm avec un gain maximum de 19 dB [16]. A partir de cette démonstration, quelques recherches ont été menées dans le but d'aplanir la courbe de gain. Ainsi l'équipe de M. Marhic proposèrent le pompage à deux longueurs d'onde [17], [18] et K. Inoue l'arrangement de plusieurs fibres en fonction de leur dispersion [19].

Toutes les expériences, citées précédemment, ont été réalisées avec une pompe pulsée afin de bénéficier d'une forte puissance sans être gêné par l'effet Brillouin. Pour amplifier un signal portant une information, la pompe devait donc être synchronisée sur le signal. Pour une application de l'amplificateur paramétrique dans les télécommunications, il est nécessaire de s'affranchir de ce problème et de disposer d'une pompe continue. La première expérience, utilisant une pompe continue, a rapidement montré les limites imposées par l'effet Brillouin [20]. L'équipe de M. Marhic proposent de moduler la phase de la pompe, ils montrent en 1996 un gain net de 5 dB dans un amplificateur paramétrique pompée par une onde continue, modulée en phase [21].

Finalement, l'année 2000 voit l'établissement de nouveaux records de gain et de bande d'amplification grâce au développement des fibres hautement non linéaires à dispersion décalée (HNL-DSF pour 'Highly Non Linear Dispersion Shifted Fiber'). Ces fibres présentent un coefficient non linéaire 5 à 10 fois supérieur aux fibres classiques en raison d'une plus petite aire effective. Elles permettent d'obtenir des gains très élevés et des bandes d'amplification très larges. Ainsi l'équipe de M. Marhic démontra une bande de gain de 208 nm (soit 2 bandes de 104 nm de part et d'autre de la pompe) en utilisant 20 m de HNLF et une pompe pulsée de puissance pic de 11 W [2]. Le laboratoire suédois de l'université de Chalmers ('Chalmers University of Technology') réalisa pour sa part un gain interne de 49 dB avec un arrangement de trois fibres non linéaires pompées par une onde continue de 1,6 W

[3]. Ces deux démonstrations expérimentales ont suscité un très fort engouement au niveau international et à partir de l'année 2000, de nombreux laboratoires de recherche se sont intéressés aux amplificateurs paramétriques à fibre. Par la suite de nombreuses études ont été menées afin d'améliorer la conception et les résultats des amplificateurs paramétriques.

2) Etat de l'art

Pour que les amplificateurs paramétriques à fibre trouvent une application dans les systèmes de télécommunications optiques, plusieurs problèmes propres à leur fonctionnement doivent être résolus. Tout d'abord, nous avons vu dans le paragraphe précédent qu'une des difficultés majeures des amplificateurs paramétriques est de produire une bande d'amplification à la fois large et plate. Différentes solutions ont été envisagées sur lesquelles nous reviendrons au cours du chapitre 2. Dès 1996, M. Marhic propose un pompage à deux longueurs d'onde [17], [18]. En 2002, cette idée est reprise et très largement exploitée par les laboratoires de Lucent [22]. Ils obtiennent expérimentalement une bande de gain de 41,5 nm avec une excursion de gain de 3 dB [23]. Cette bande est située entre les deux longueurs d'onde de pompe et correspond à une bande signal et une bande conjuguée de 20,7 nm chacune. Parallèlement, l'université de Besançon montre numériquement que la courbe de gain peut être aplanie en concaténant plusieurs fibres non linéaires dont la longueur et les caractéristiques de dispersion sont optimisées [24]. Ce dispositif a été testé expérimentalement, une bande de gain de 75 nm a ainsi été aplanie [25]. Récemment, il a été suggéré d'ajuster la courbe de gain par un contrôle de la température [26].

Le premier obstacle à la réalisation expérimentale d'un amplificateur paramétrique réside dans la diffusion Brillouin stimulée. En effet, l'amplification paramétrique nécessite une forte puissance de pompe largement supérieure au seuil de l'effet Brillouin. Une façon de contrecarrer cet effet est d'élargir le spectre de pompe par une modulation [27]. La modulation de phase a été retenue afin de conserver une onde de pompe continue et d'assurer une amplification continue [21]. Toutefois, après investigations, on se rend compte que la modulation de la pompe entraîne des distorsions du signal amplifié [28]. Ce point sera abordé dans le chapitre 3.

Par ailleurs, quelques études ont été menées afin de déterminer les performances des amplificateurs paramétriques en terme de bruit. Tout d'abord, S. French et J. Blows ont montré la nécessité de filtrer la pompe pour supprimer tout bruit présent dans la bande spectrale d'amplification [29]. Puis la mesure du facteur de bruit par des moyens électriques a révélé la présence de nouveaux bruits et montré que la mesure optique n'est pas suffisante [30]. Finalement, le facteur de bruit limite qu'un amplificateur paramétrique insensible à la phase peut théoriquement atteindre, a été revu à la hausse en prenant en compte l'effet Raman [31]. Notre contribution à l'étude du facteur de bruit d'un amplificateur paramétrique à fibre est rapportée dans le chapitre 4.

Au cours de ces trois dernières années, les équipes de recherche se sont également intéressées au fonctionnement des amplificateurs paramétriques en régime multiplexé en longueur d'onde au travers d'études numériques [32], mais aussi expérimentales [33]. L'amplification de quatre canaux modulés et multiplexés en longueurs d'onde a montré que le régime WDM entraîne des problèmes de diaphotie entre les canaux, mais aussi de saturation de gain croisée [34]. Le chapitre 3 présente les résultats de notre étude numérique.

Un des principaux inconvénients des amplificateurs paramétriques est la sensibilité de leur gain à l'état de polarisation des signaux. En effet, K. Inoue a montré que l'efficacité du mélange à quatre ondes dépend des polarisations relatives des ondes les unes par rapport aux autres [35]. Ainsi dans un amplificateur paramétrique à une longueur d'onde de pompe, si le signal est dans le même état de polarisation que la pompe, il est amplifié avec un gain maximum. Par contre, si son état de polarisation est orthogonal à celui de la pompe, le gain est nul. Pour que les amplificateurs paramétriques soient utilisables dans des systèmes de transmission, ils doivent devenir insensibles à la polarisation. La solution consiste à mettre en œuvre une diversité de polarisation de la pompe. Cette solution peut se décliner de deux façons différentes. Soit l'amplificateur est pompé par deux longueurs d'onde avec deux pompes dont les états de polarisations sont orthogonaux et linéaires [36], [37]. Soit la fibre non linéaire est insérée dans une boucle fermée par un séparateur de polarisation (PBS) [38]. Ce dispositif est représenté en Figure 1.10. Dans ce cas, la pompe et le signal sont injectés dans la fibre par le port T. Une partie de leur puissance se propage dans la fibre dans le sens horaire (de 1 vers 2), l'autre partie dans le sens anti-horaire (de 2 vers 1). L'état de polarisation de la pompe est ajusté de manière à être orienté à 45° des axes de polarisation du PBS. Ainsi la puissance est équi-répartie entre les deux sens de propagation. Quel que soit l'état de polarisation du signal, les deux parties du signal vont donc être amplifiées de la même façon par des puissances équivalentes, environ égales à la moitié de la puissance de pompe. Le signal amplifié est reconstitué en sortie du PBS sur le port R. Ce dispositif nécessite une fibre à maintien de polarisation.

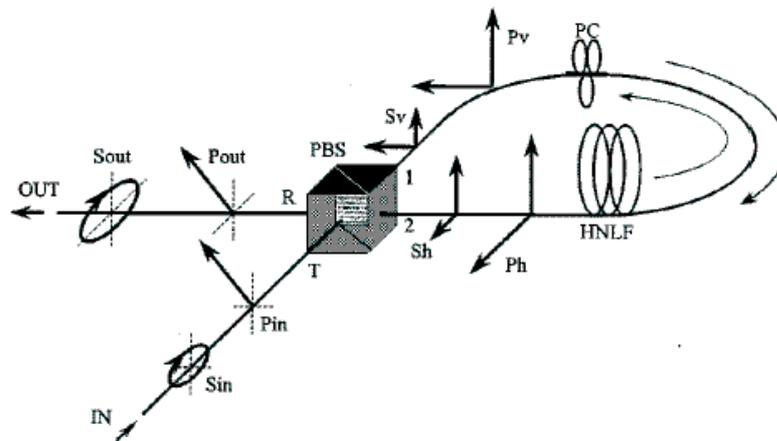


Figure 1.10 : Amplificateur paramétrique à une pompe insensible à la polarisation [39].

Rendre un amplificateur paramétrique insensible à la polarisation se paie par un besoin d'une puissance de pompe supplémentaire. Pour les amplificateurs à une pompe, comme la pompe est divisée en deux, elle doit être deux fois plus puissante, si l'on souhaite obtenir le même gain qu'un amplificateur sensible à la polarisation. Dans le cas d'un amplificateur à deux longueurs d'onde de pompe, on peut montrer, par une étude théorique, que si les pompes sont polarisées circulairement de façon orthogonale, alors l'amplificateur devient insensible à la polarisation et les puissances de pompe peuvent être divisées par deux par rapport au cas à polarisations linéaires et orthogonales [40]. Cependant l'intérêt de cette étude reste assez limité étant donné que la polarisation circulaire des pompes ne sera pas conservée lors de la propagation.

Pour finir, K. Inoue a su tirer parti du régime de saturation pour amplifier un signal tout en réduisant ses fluctuations d'intensité [41]. Dans la suite de ce manuscrit, on verra qu'il est préférable d'éviter ce mode de fonctionnement particulier.

3) Applications

Outre leur fonction d'amplification, les amplificateurs paramétriques offrent de nombreuses possibilités d'application dans les systèmes de télécommunications optiques. Une des applications les plus directes consiste à exploiter la génération de l'onde idler, conjuguée du signal pour effectuer une conversion de longueur d'onde, très utile dans les nœuds des réseaux optiques [42]. Avec un pompage continu, la conversion est transparente vis à vis du débit des canaux et elle se réalise sans pertes grâce au gain paramétrique. La conversion s'effectue soit par bande, soit par longueur d'onde. Pour concurrencer la conversion en longueur d'onde par amplificateurs optiques à semiconducteurs (SOA), les amplificateurs paramétriques doivent montrer des bandes de conversion plus larges et plus plates. Avec une pompe accordable en longueur d'onde, il est possible de faire varier la longueur d'onde de l'onde convertie puisque $v_i = 2.v_p - v_s$. De plus, l'utilisation d'une fibre non linéaire à dispersion plate permet d'accroître la bande de conversion [43]. Toutefois, la modulation de phase de la pompe, mise en œuvre pour éviter l'effet Brillouin, perturbe la conversion en longueur d'onde par amplification paramétrique. En effet, l'onde conjuguée acquiert une largeur spectrale double par rapport à celle de la pompe. Cet effet peut être théoriquement supprimé en modulant la phase de la pompe numériquement entre 0 et π [44], [45].

Par ailleurs, lors de la conversion en longueur d'onde, le spectre de l'onde conjuguée est inversé par rapport à celui du signal. Cette caractéristique peut être exploitée en plaçant un amplificateur paramétrique au milieu de la fibre de transmission, l'effet de la dispersion de la fibre de ligne peut alors être compensé. Les avantages de l'inversion spectrale, ou conjugaison de phase, en milieu de transmission ont été montrés récemment [46].

De plus, un des avantages des amplificateurs paramétriques est leur réponse instantanée. Cette caractéristique peut être mis à profit pour de multiples fonctions de traitement optique du signal. En effet, en modulant en intensité la pompe d'un amplificateur paramétrique, le gain de l'amplificateur va alors moduler le signal et l'onde conjuguée lors de l'amplification. Il est alors possible de réaliser un démultiplexage temporel [47], [48], un échantillonnage optique [49] ou une génération et compression d'impulsions courtes [50], [51].

Par ailleurs, la saturation du gain d'un amplificateur paramétrique peut être utilisée pour réduire les variations d'intensité entre les bits d'un signal [52]. Toutefois l'amplificateur paramétrique fonctionne comme un limiteur de puissance optique si bien qu'il réduit les variations d'intensité sur les bits '1' mais pas sur les bits '0'. Pour remettre parfaitement en forme les signaux, soit il est associé à un absorbant saturable [53], soit on accepte une conversion en longueur d'onde et on sélectionne en sortie de l'amplificateur les raies d'ordre supérieur [54]. Les amplificateurs paramétriques réalisent la remise en forme tout en conservant la phase des signaux. Ceci peut se révéler très intéressant avec les nouveaux formats de modulation de type RZ-DPSK (RZ-DPSK pour 'Return to Zero Differential Phase Shift Keying') qui font porter l'information à transmettre sur la phase des canaux. Une régénération de type 3R (c'est-à-dire ré-amplifier, remettre en forme et re-synchroniser) peut finalement être

réalisée à partir d'un amplificateur paramétrique en le faisant fonctionner en régime de saturation et avec une pompe modulée en intensité [55].

Pour conclure, les amplificateurs paramétriques possèdent en outre la capacité de devenir sensible à la phase des signaux si l'onde conjuguée est présente à l'entrée de l'amplificateur. Cette sensibilité à la phase peut être exploitée pour réaliser des amplificateurs avec un facteur de bruit inférieur à la limite quantique. Ce type d'amplificateurs est décrit en annexe 1.

IV. Conclusion

Ce premier chapitre nous a permis de dresser les principes théoriques de fonctionnement d'un amplificateur paramétrique à fibre. La première partie du chapitre a ainsi rappelé les principaux effets physiques qu'une onde subit lorsqu'elle se propage le long d'une fibre optique. Et la seconde partie a expliqué comment tirer partie de ces effets pour réaliser une amplification paramétrique. Le gain d'un amplificateur paramétrique est produit, par un processus de mélange à quatre ondes, grâce un contrôle fin de la relation d'accord de phase entre trois ondes (la pompe, le signal à amplifier et une troisième onde, conjuguée au signal). La conservation de cette relation de phase tout au long de la propagation est essentielle pour atteindre une bonne efficacité du processus non linéaire. La relation d'accord de phase dépend de la dispersion de la fibre non linéaire, de la puissance de la pompe et du coefficient non linéaire de la fibre. Elle peut être facilement obtenue en plaçant la longueur d'onde de pompe proche de la longueur d'onde dispersion nulle de la fibre, dans un régime de dispersion légèrement anormale. Ensuite, la courbe de gain de l'amplificateur paramétrique dépend de nombreux paramètres liés à la fibre et à la pompe. Ainsi pour accroître le niveau de gain, il est possible d'augmenter soit la puissance de pompe, soit le coefficient non linéaire de la fibre, soit la longueur de la fibre. Pour favoriser une amplification large bande, il est préférable de choisir une pompe forte puissance ou une fibre hautement non linéaire plutôt qu'une longue fibre non linéaire. De plus, pour une fibre donnée, la bande de gain est maximale lorsque la longueur d'onde de pompe est égale à la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre. Toutefois, nous avons vu qu'il est assez difficile d'obtenir une bande de gain à la fois large et uniforme.

Dans la dernière partie de ce chapitre, nous avons replacé le travail de cette thèse dans son contexte scientifique grâce à un rapide historique des amplificateurs paramétriques à fibre. Les nombreuses applications possibles des amplificateurs paramétriques dans les systèmes de télécommunications optiques ont finalement été présentées.

Chapitre 2 : Réalisation expérimentale d'un amplificateur paramétrique

Le chapitre précédent a montré que la réalisation d'une bande de gain large et uniforme par un amplificateur paramétrique n'est pas immédiate, même d'un point de vue théorique, puisque les premiers problèmes proviennent des propriétés du processus d'amplification. Par exemple, la moitié de la bande de gain existante n'est pas utilisable pour l'amplification puisqu'une onde complémentaire y est générée. Nous avons vu également qu'il ne semble pas aisé de disposer d'une bande d'amplification à la fois large et plate. Ce chapitre explore les difficultés supplémentaires rencontrées lors de la réalisation expérimentale d'un amplificateur paramétrique à fibre. En effet, les fibres réelles ne sont pas parfaitement homogènes et régulières comme cela a été supposé précédemment. Leurs caractéristiques de dispersion varient sur leur longueur ce qui pénalise la génération du gain paramétrique. Une autre difficulté majeure à laquelle se heurte l'amplification paramétrique vient de la nécessité d'injecter dans la fibre non linéaire une forte puissance de pompe. Avec les niveaux de puissance requis, la diffusion Brillouin impose alors de fortes contraintes sur les caractéristiques de la pompe. Ce chapitre est donc divisé en deux parties consacrées respectivement à l'optimisation de la bande d'amplification et à la recherche d'une pompe adaptée à l'amplification paramétrique. La première partie décrit tout d'abord une architecture d'amplificateur qui permet d'exploiter la bande complète d'amplification. Puis l'influence des fluctuations longitudinales de la dispersion sur la courbe de gain est étudiée numériquement et expérimentalement. Finalement quelques solutions pour aplanir la courbe de gain sont envisagées. Dans la seconde partie, après un bref rappel sur l'effet Brillouin, les différentes techniques pour accroître sa puissance seuil sont décrites et comparées. Différents essais de pompe paramétrique sont ensuite présentés. A partir de ces tentatives, plusieurs conclusions sont tirées quant à la constitution de la pompe et l'architecture finale du module de pompage d'un amplificateur paramétrique à fibre est finalement détaillée.

I. Optimisation de la bande d'amplification

1) *Utilisation de la bande complète*

a- Principe général

Dans le chapitre 1, nous avons vu qu'un amplificateur paramétrique à une longueur d'onde de pompe présente deux bandes spectrales d'amplification, symétriques l'une de l'autre et situées de part et d'autre de la longueur d'onde de pompe. Lorsqu'un signal est amplifié par un processus paramétrique, une onde, conjuguée du signal, est générée à une longueur d'onde symétrique de celle du signal par rapport à la pompe. Si les canaux à amplifier se situent dans une des deux bandes d'amplification, la seconde bande est occupée par les ondes conjuguées. Les ondes conjuguées portent la même information que les canaux dont elles sont issues. Pour éviter la diaphotie entre canaux, la seconde bande ne peut donc pas servir à amplifier de nouveaux canaux. La Figure 2.1 illustre la diaphotie possible entre les deux bandes d'amplification dans le

cas simple où uniquement deux canaux sont amplifiés. Le canal 1 est amplifié dans la 1^{ère} bande et génère l'onde conjuguée, idler 1, dans la seconde. Le canal 2 est amplifié dans la 2nde bande. L'onde conjuguée est générée à une longueur d'onde très proche de celle du canal 2 si bien que son spectre, qui porte les informations du canal 1, se superpose sur une partie du spectre du canal 2. Dans ce cas, les informations du canal 2 sont brouillées par celles du canal 1. La diaphotie est maximale si les canaux 1 et 2 sont parfaitement symétriques par rapport à la pompe.

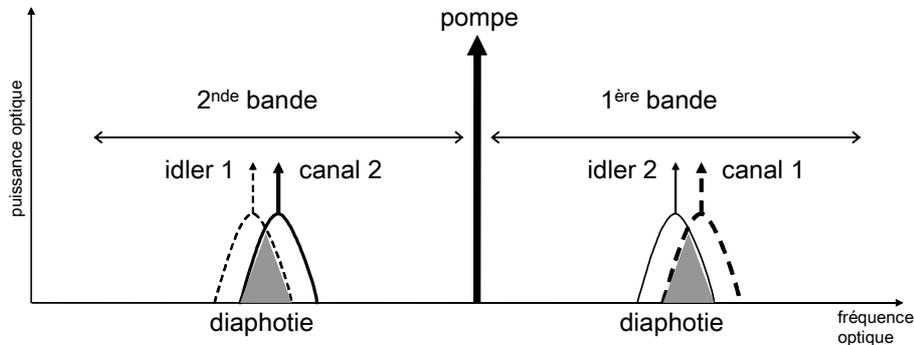


Figure 2.1 : Diaphotie entre les deux bandes spectrales d'un amplificateur paramétrique.

Pour exploiter les deux bandes d'amplification, les ondes conjuguées générées doivent pouvoir être séparées des canaux amplifiés. Ceci est possible si on tient compte du fait que l'amplification paramétrique ne se réalise qu'entre des ondes co-propagatives. Ainsi si une partie de la bande, dénommée bande 1, est amplifiée suivant un sens de propagation, la bande complémentaire, bande 2, peut être amplifiée dans le sens de propagation opposé. La pompe doit bien évidemment être propagée dans les deux sens de propagation.

b- Mise en œuvre

Un premier dispositif a été proposé en 2003 pour utiliser la bande complète d'un amplificateur paramétrique [56]. La bande complète de l'amplificateur est divisée en deux groupes de canaux par un entrelaceur de canaux (ou interleaver en anglais). Ainsi une première bande contient les canaux pairs et la seconde les canaux impairs comme représenté par la Figure 2.2. L'architecture générale de l'amplificateur paramétrique est décrite en Figure 2.3. Sur cette figure, le dispositif d'injection de la pompe n'est pas représenté. La bande paire est amplifiée dans le sens ici descendant et la bande impaire dans le sens montant de la fibre non linéaire. Les ondes conjuguées sortent de l'amplificateur par la voie d'entrée, un isolateur est donc nécessaire pour les supprimer ou un circulateur optique pour les extraire.

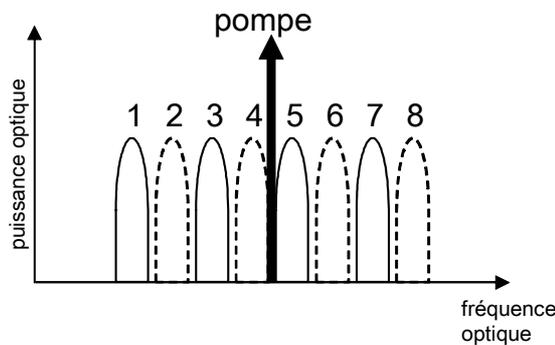


Figure 2.2 : Utilisation de la bande totale par décomposition en une bande paire et une bande impaire.

La séparation de la bande d'amplification par bande paire ou impaire présente quelques inconvénients du fait de l'utilisation d'un entrelaceur. Ce composant fixe l'écart spectral entre les canaux, la position des canaux et le nombre maximal de canaux. Il impose donc de sérieuses contraintes pour l'évolution de l'amplificateur ou du système dans lequel l'amplificateur est utilisé (ajout de canaux, réduction de l'espacement entre canaux de 100 à 50 GHz...).

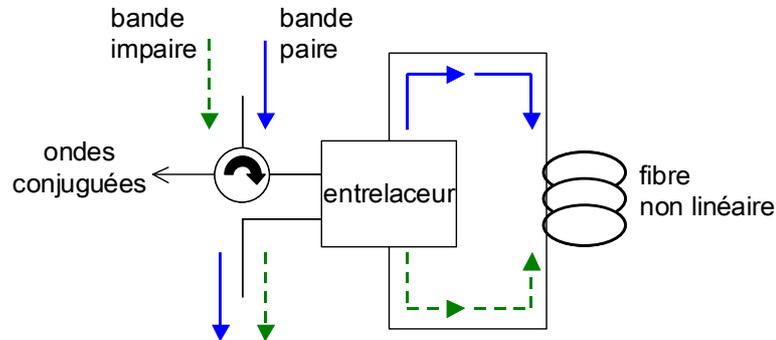


Figure 2.3 : Architecture d'un amplificateur paramétrique pour une exploitation complète de sa bande disponible par utilisation d'un entrelaceur.

Pour éviter ces inconvénients, nous proposons donc de diviser la bande totale de l'amplificateur en deux sous-bandes continues dans lesquelles les canaux pourront être disposés à la demande. Ces deux sous-bandes sont définies par les deux bandes naturelles de l'amplification paramétriques et sont séparées par la longueur d'onde de pompe dans le cas des amplificateurs à une longueur d'onde de pompe. Un composant simple du type multiplexeur de bande peut être utilisé pour les séparer et les ré-assembler en entrée et sortie de l'amplificateur ainsi que pour séparer les canaux des ondes conjuguées. L'architecture d'un amplificateur paramétrique de ce type est décrite par la Figure 2.4. Comme précédemment, les ondes conjuguées peuvent être extraites grâce à un circulateur optique placé sur la voie d'entrée. Dans le cas d'un amplificateur paramétrique à une pompe, il est assez simple d'injecter la pompe si la longueur d'onde de coupure des multiplexeurs est convenablement choisie. Elle doit être située entre la longueur d'onde de pompe et la longueur d'onde signal la plus proche de la pompe soit dans la bande 1, soit dans la bande 2. Ainsi la pompe peut être injectée directement par les voies d'entrée et de sortie du dispositif. La Figure 2.5 représente la circulation de la pompe pour le cas où la pompe fait partie de la bande 1 vis à vis du multiplexeur. Un résiduel de pompe sortira cependant par les voies d'entrée et sortie.

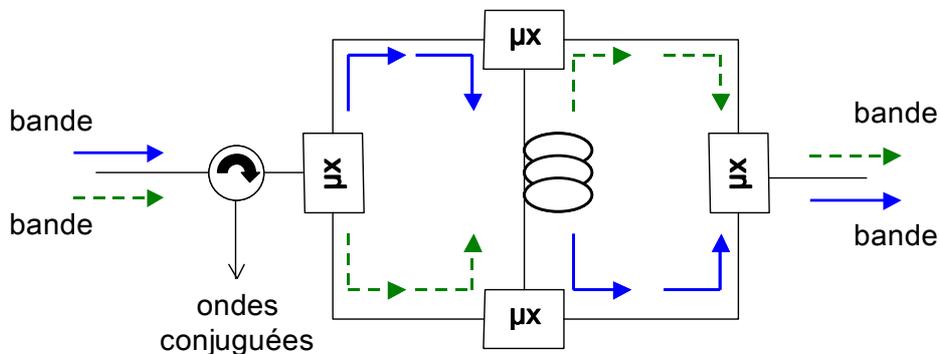


Figure 2.4 : Architecture d'un amplificateur paramétrique pour une exploitation complète de sa bande disponible par utilisation de multiplexeurs de bande. (μx : multiplexeur de bande)

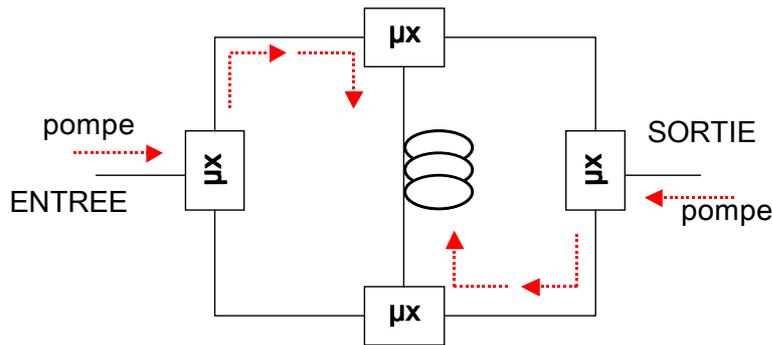


Figure 2.5 : Circulation de la pompe dans l'amplificateur du type décrit par la Figure 2.4. La longueur d'onde de coupure des multiplexeurs est située entre la longueur d'onde de pompe et la bande 2.

Malgré l'intérêt de ces dispositifs, aucune démonstration expérimentale n'a été réalisée même si l'architecture de la Figure 2.4 a fait l'objet d'un dépôt de brevet [57]. La courbe de gain produite par cet amplificateur n'a pas été étudiée. A priori les canaux ne devraient pas être perturbés par les ondes conjuguées qui leur sont contra-propagatives puisqu'ils ne devraient pas interagir par mélange à quatre ondes. Par contre, la pompe contra-propagative peut apporter une contribution supplémentaire à l'accord de phase non linéaire par modulation de phase croisée et ainsi modifier la condition d'accord de phase et donc la courbe de gain. Il est également possible que des échanges d'énergie se produisent entre les deux composantes de pompe contra-propagatives [58]. Dans toute la suite du manuscrit, seule la bande d'amplification supérieure à la longueur d'onde de pompe sera exploitée.

2) Influence des variations longitudinales de la dispersion chromatique

a- Approche théorique

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, les caractéristiques de la courbe de gain d'un amplificateur paramétrique sont très sensibles à la position de la pompe par rapport à la longueur d'onde dispersion nulle de la fibre non linéaire, ou plus précisément à la dispersion chromatique de la fibre à la longueur d'onde de pompe. Cette sensibilité a été mise en évidence avec un modèle analytique simplifié en considérant une fibre uniforme : ses caractéristiques opto-géométriques ne varient pas sur sa longueur. Cependant, les fibres réelles ne sont pas parfaitement uniformes et homogènes en raison des imperfections de fabrication et des contraintes mécaniques. Les variations longitudinales de l'indice de réfraction et du rayon de cœur induisent des fluctuations de la dispersion le long de la fibre [59]. La courbe de gain paramétrique est déterminée par la relation d'accord de phase entre les ondes de pompe, de signal et l'onde conjuguée. Si la dispersion de la fibre varie longitudinalement, la relation d'accord de phase subit des modifications locales et n'est plus maintenue le long de la fibre. La courbe de gain s'en trouve alors perturbée.

Considérons, par exemple, une variation linéaire de la dispersion. L'influence de ce type de variation sur le gain paramétrique a été simulée numériquement. La fibre est découpée en plusieurs tronçons et à chaque tronçon est affectée une longueur d'onde de dispersion nulle λ_0 différente, mais la même pente de dispersion D' . En pratique, à chaque tronçon, la courbe de dispersion est décalée en longueur d'onde. La variation de la dispersion le long de la fibre est donc modélisée par une variation discontinue, de faible échelle. On souhaite évaluer l'effet de la variation linéaire de la dispersion et

non l'effet des variations discontinues à chaque tronçon. D'après [60], une variation discontinue de la dispersion a le même effet sur la courbe de gain paramétrique qu'une variation continue de même amplitude. De plus, d'après [61], les variations sur une courte échelle, de l'ordre du mètre, ont beaucoup moins d'influence que les variations sur une grande échelle de l'ordre du kilomètre. Nous pouvons donc supposer que notre manière de modéliser les variations de λ_0 n'a pas d'effets sur la courbe de gain calculée. Plusieurs simulations ont tout d'abord été réalisées pour évaluer la longueur des tronçons maximale pour que la distribution discontinue approche au mieux une distribution continue. Une pompe de 500 mW et de longueur d'onde 1555,5 nm est injectée dans une fibre non linéaire dont les paramètres principaux sont : $L = 500$ m, $\alpha = 0,55$ dB/km, $\gamma = 17,8$ W⁻¹.km⁻¹, $D' = 0,03$ ps.nm⁻².km⁻¹. La fibre présente une variation linéaire de son λ_0 de 1552,5 à 1557,5 nm. La courbe de gain paramétrique est calculée pour plusieurs découpages de la fibre : 2 sections de 250 m (avec des λ_0 respectivement égaux à 1552,5 et 1557,5 nm), 10 sections de 50 m, 50 sections de 10 m, 100 sections de 5 m et 500 sections de 1 m. Pour l'intégration numérique de l'équation de propagation, le pas est de l'ordre de 0,1 m. Les courbes de gain sont données par la Figure 2.6. On calcule l'écart moyen entre la courbe de gain des tronçons de 1 m et les autres courbes de gain. Pour des tronçons de 250 m, il est de 4,98 dB, pour des tronçons de 50 m, 0,56 dB, pour des tronçons de 10 m, 0,15 dB et pour des tronçons de 5 m, 0,11 dB. On peut donc considérer qu'avec un découpage de la fibre en sections de 1 m, le spectre de gain calculé n'est plus affecté par les variations discontinues de la dispersion, entre chaque tronçon, mais uniquement par sa variation globale le long de la fibre.

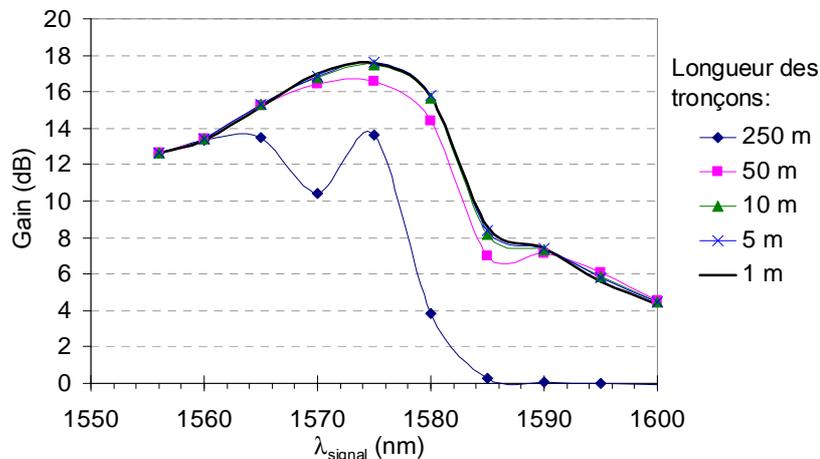


Figure 2.6 : Influence sur la courbe de gain calculée de la longueur des tronçons utilisés pour modéliser une évolution linéaire de la dispersion dans une fibre de 500 m.

Trois distributions longitudinales de λ_0 ont été étudiées, elles sont représentées par la Figure 2.7.a. Ces distributions présentent le même λ_0 moyen, 1555 nm. La première (trait continu noir) correspond à une dispersion constante sur la longueur de la fibre, la deuxième (trait continu gris) à une distribution linéaire d'amplitude 3 nm et la troisième (trait pointillé) à une distribution linéaire d'amplitude 5 nm. Les autres caractéristiques des fibres sont les suivantes : $L = 500$ m, $\alpha = 0,55$ dB/km, $\gamma = 13,2$ W⁻¹.km⁻¹, $D' = 0,03$ ps.nm⁻².km⁻¹. Pour ces trois fibres, le spectre de gain paramétrique a été calculé pour deux longueurs d'onde de pompe différentes. Tout d'abord, la pompe a une longueur d'onde égale au λ_0 moyen, 1555 nm, et une puissance de 740 mW, les résultats sont donnés par la Figure 2.7.b. Puis la longueur

d'onde de la pompe est décalée de 1 nm par rapport au λ_0 moyen, soit à 1556 nm, la puissance de pompe vaut toujours 740 mW, les courbes de gain calculées sont représentés par la Figure 2.7.c.

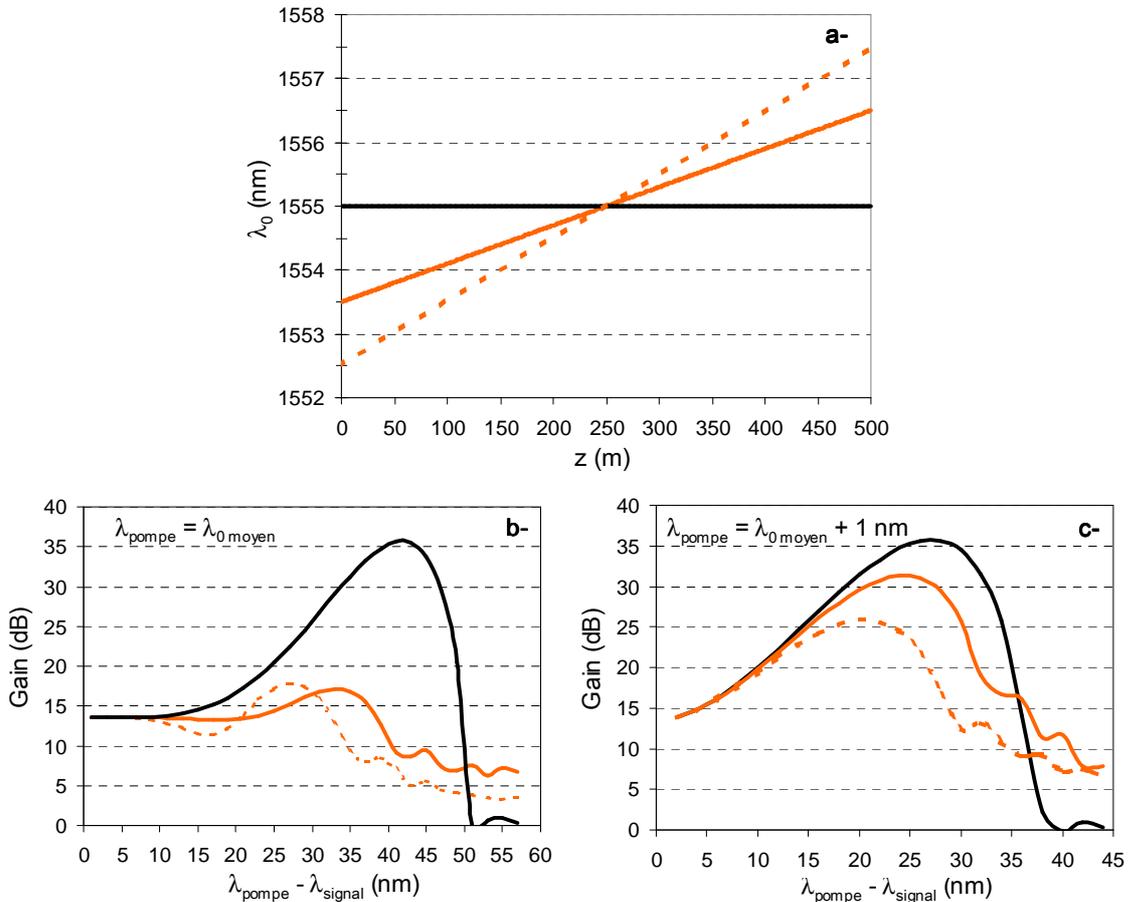


Figure 2.7 : Influence d'une variation longitudinale linéaire de la dispersion sur la courbe de gain.
 a- Distributions longitudinales de longueur d'onde de dispersion étudiées. Courbes de gain correspondantes pour une longueur d'onde de pompe égale b- au λ_0 moyen, c- au λ_0 moyen + 1 nm.

Les courbes de gain de la Figure 2.7.b, pour une longueur d'onde de pompe égale à la longueur d'onde de dispersion nulle montre l'influence d'une variation linéaire de la dispersion. On constate tout d'abord que les fluctuations de la dispersion déforment le spectre de gain et induisent une réduction significative du maximum de gain de plus de 15 dB. En effet, la valeur du gain maximum est très sensible à la dispersion puisqu'elle est atteinte par un accord de phase parfait avec un coefficient de gain linéique maximum et constant sur toute la longueur de la fibre. Si la dispersion varie, la condition d'accord de phase parfait n'est plus satisfaite en tout point de la fibre et le gain linéique n'est pas maximum. De plus, en cours de propagation, l'onde conjuguée est présente dans la fibre et l'amplification paramétrique devient sensible à la phase des ondes. En modifiant la relation d'accord de phase, le régime de dé-amplification, c'est-à-dire de transfert de l'énergie du signal et de l'onde conjuguée vers la pompe, est alors possible, ce qui entraîne une diminution du gain total de la fibre. Par ailleurs, on peut remarquer que les variations de la dispersion n'ont aucun effet sur le gain aux longueurs d'onde proches de la pompe. Effectivement, en régime de gain parabolique, la dispersion intervient très peu dans l'expression du gain puisque l'accord de phase linéaire est quasiment nul.

Si on éloigne la longueur d'onde de pompe de la longueur d'onde de dispersion nulle moyenne comme sur la Figure 2.7.c, on constate que les fluctuations de dispersion

déforment moins la courbe de gain. En effet, la longueur d'onde de pompe est dans ce cas supérieure aux λ_0 locaux d'un plus grand nombre de tronçons. La pompe est donc plus fréquemment en régime de dispersion anormale et produit donc du gain sur une plus grande longueur de fibre. Lorsqu'on compare les courbes obtenues avec une amplitude de variations de 3 ou 5 nm, on conclut évidemment que moins la dispersion varie, moins la courbe de gain est déformée.

b- Mise en évidence expérimentale

L'influence des fluctuations longitudinales de la dispersion a été un des premiers obstacles à la réalisation expérimentale d'un amplificateur paramétrique à fibre. Deux premières fibres, dénommées fibre 1 et fibre 2, ont été testées. Leurs caractéristiques sont résumées dans le Tableau 1 et le dispositif de mesure des courbes de gain paramétrique est décrit par la Figure 2.8. Les valeurs du coefficient non linéaire des fibres ont été déterminées au laboratoire suivant la méthode décrite en annexe 2.

	Fibre 1	Fibre 2	Fibre 3	Fibre 4
L (m)	3 000	2 000	500	490
α (dB/km) @ 1550 nm	0,53	0,8	0,56	0,56
λ_0 (nm)	1554,4	1555,3	1554,4	1553,1
D' (ps.nm ² .km ⁻¹)	0,039	0,035	0,026	0,03
A _{eff} (μm ²)	18,2	< 15	10,4	11
γ (W ⁻¹ .km ⁻¹)	7,5	5,9	13,5	11,2

Tableau 1 : Caractéristiques des fibres non linéaires testées.

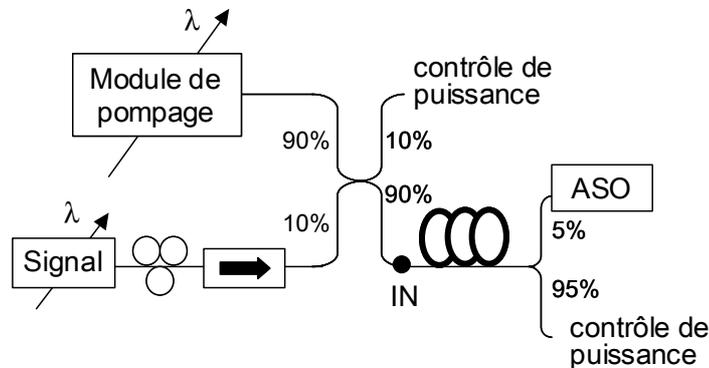


Figure 2.8 : Banc de mesure du spectre de gain d'un amplificateur paramétrique.

Le signal et la pompe sont fournis par des lasers à cavité externe accordables en longueur d'onde. La longueur d'onde de la pompe peut varier de 1530 à 1580 nm et celle du signal de 1510 à 1630 nm. La pompe et le signal sont injectés dans la fibre non linéaire par l'intermédiaire d'un coupleur 90 - 10 %. Malgré ses fortes pertes de couplage, ce moyen de couplage optique est utilisé car il a l'avantage de fonctionner sur toute la bande spectrale considérée. Les puissances données sont toujours celles injectées dans la fibre au point IN sur la Figure 2.8. Pour une longueur d'onde et une puissance de pompe fixées, la puissance de sortie du signal est mesurée sur l'analyseur de spectre optique, successivement pour plusieurs longueurs d'onde. Puis la même mesure est effectuée mais avec une pompe éteinte. On mesure de cette façon un gain On/Off défini comme la différence entre les puissances de signal en sortie de fibre en présence ou non de la pompe, c'est-à-dire avec ou sans gain. Avec une

mesure préalable des pertes de la fibre, on obtient le gain net de l'amplificateur, égal au gain On/Off de l'amplificateur moins ses pertes. Les pertes comprennent l'atténuation de la fibre et les pertes de couplage dans la fibre non linéaire (soudures). Par contre, les pertes d'insertion du coupleur 90 – 10 % ne sont pas prises en compte dans le calcul du gain net. Lors de la mesure, on vérifie que la pompe ne subit pas de déplétion et pour chaque longueur d'onde signal, l'état de polarisation du signal est ajusté avec un contrôleur de polarisation de Lefèvre de manière à obtenir la puissance maximale en sortie de l'amplificateur. Par ailleurs, un isolateur protège la source signal d'éventuels retours optiques.

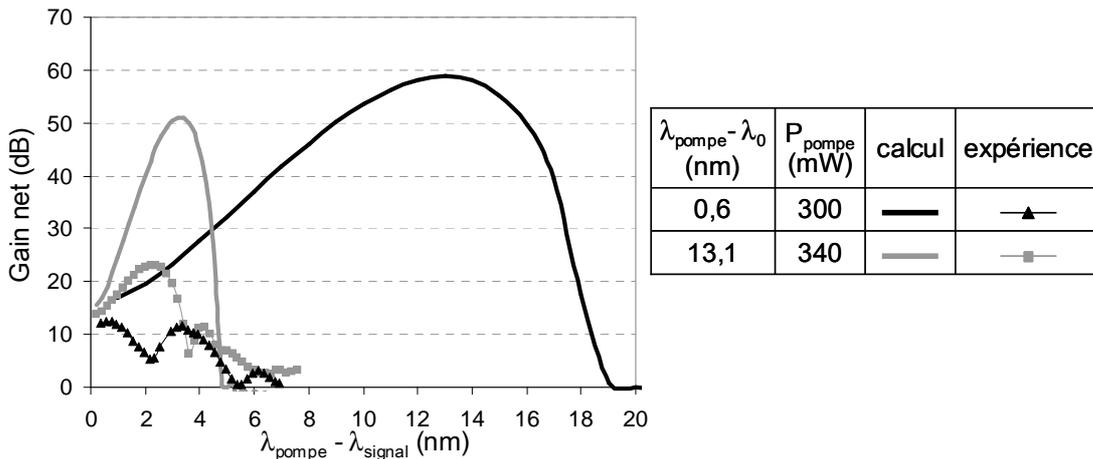


Figure 2.9 : Spectres de gain mesurés et calculés dans les mêmes conditions pour la fibre 1.

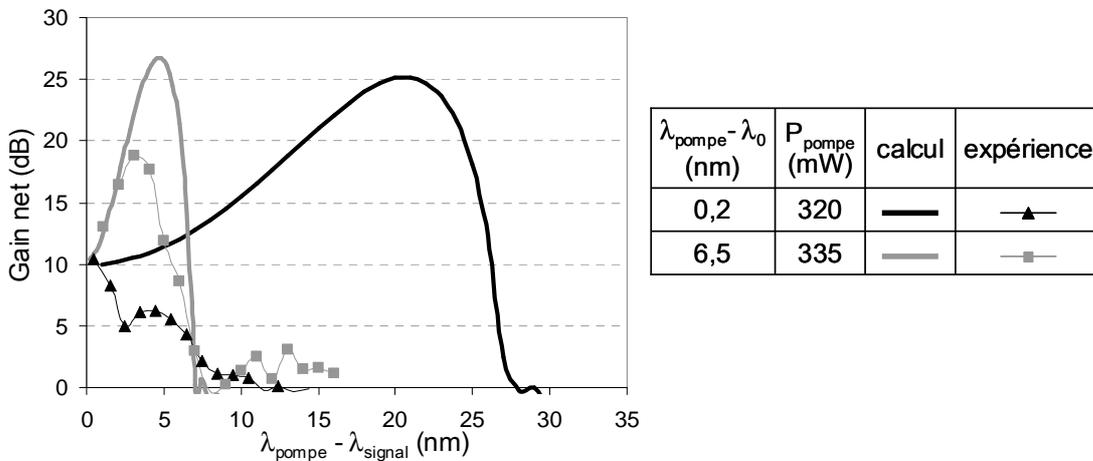


Figure 2.10 : Spectres de gain mesurés et calculés dans les mêmes conditions pour la fibre 2.

A partir de leurs caractéristiques, les courbes de gain des fibres 1 et 2 ont été calculées par l'équation 1.21 et l'équation 1.22. Pour ces calculs de courbe de gain, on rappelle que la dispersion chromatique est constante le long de la fibre. Les courbes calculées et celles mesurées sont données par la Figure 2.9 pour la fibre 1 et par la Figure 2.10 pour la fibre 2. La comparaison de ces courbes montre clairement que le gain obtenu n'est pas celui attendu. Pour ces 2 fibres, la bande spectrale d'amplification est fortement réduite lorsque la pompe est proche de la longueur d'onde de dispersion nulle moyenne. Pour une longueur d'onde de pompe largement supérieure au λ_0 moyen, on retrouve un lobe de gain paramétrique, mais de niveau et d'étendue spectrale inférieurs à ceux du calcul. Ce comportement avait déjà été remarqué par calculs numériques, dans le paragraphe précédent. Pour les fibres 1 et 2, la largeur de la bande de gain mesurée est inférieure à 10 nm. Ces deux expériences

montrent que lorsque les fluctuations de dispersion sont trop importantes, il est impossible de réaliser une amplification paramétrique large bande.

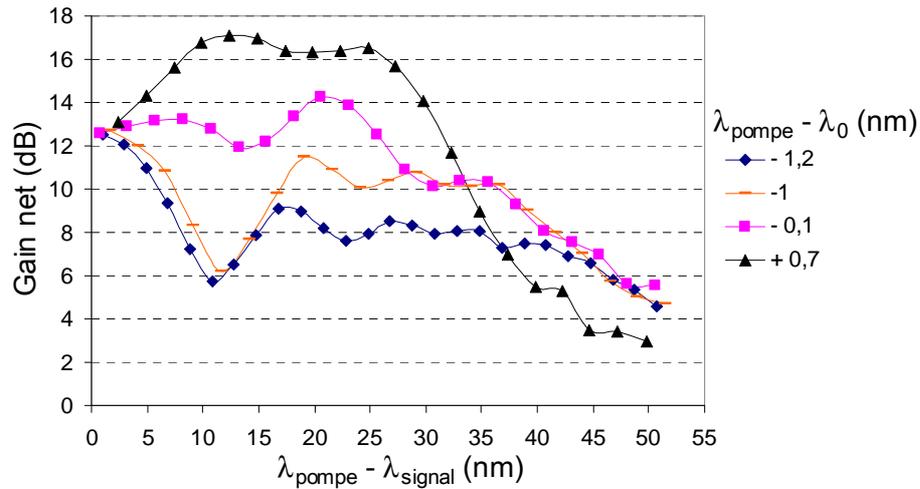


Figure 2.11 : Spectres de gain mesurés pour plusieurs longueurs d'onde de pompe avec la fibre 3 ($P_p = 740$ mW).

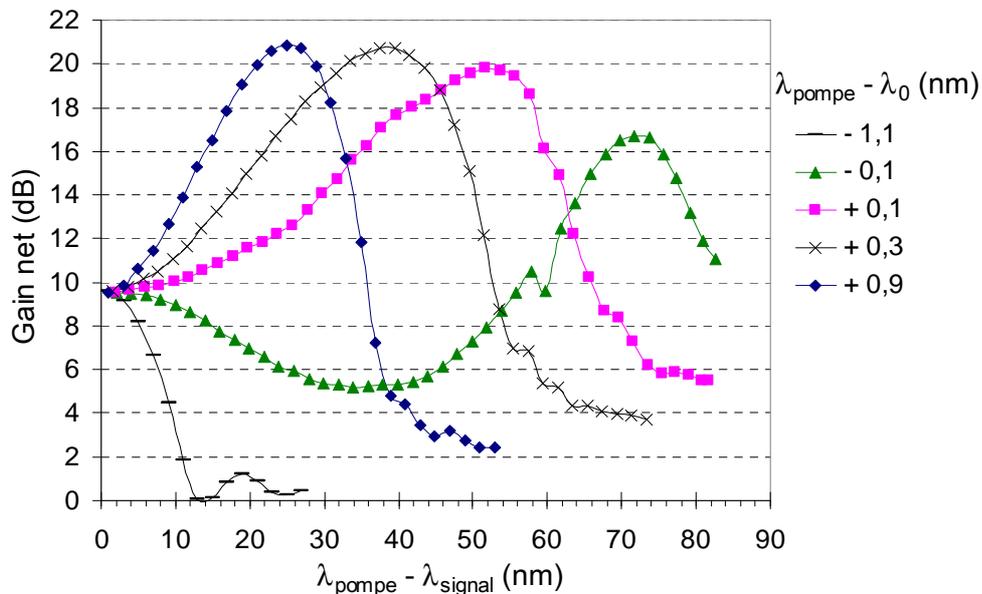


Figure 2.12 : Spectres de gain mesurés pour plusieurs longueurs d'onde de pompe avec la fibre 4 ($P_p = 630$ mW).

Par la suite, deux autres fibres, les fibres 3 et 4, de dispersion plus uniforme, ont été testées. Ces fibres sont plus courtes (500 m au lieu de 3 km) et donc moins sujettes aux variations de dispersion. Pour ces deux fibres, plusieurs spectres de gain ont été mesurés avec différentes longueurs d'onde de pompe et pour une puissance de pompe constante, 740 mW pour la fibre 3 et 630 mW pour la fibre 4. Ils sont représentés en Figure 2.11 pour la fibre 3 et en Figure 2.12 pour la fibre 4. Des bandes spectrales d'amplification beaucoup plus étendues que précédemment sont obtenues. En effet, la fibre 3 présente une zone d'amplification de 30 nm environ et la fibre 4 de 60 nm, voire 70 nm. Concernant la fibre 4, lorsque l'on augmente la longueur d'onde de pompe, l'allure de la courbe de gain évolue d'une façon complètement similaire à la théorie sans apparition de multiples lobes de gain comme pour la fibre 3. Ce comportement est le signe d'une très bonne uniformité longitudinale en dispersion. En effet, les courbes peuvent quasiment être calculées avec l'expression analytique

simplifiée du gain paramétrique, comme l'illustre la Figure 2.13. Pour les deux séries de mesures des Figure 2.11 et Figure 2.12, on peut constater que le gain aux longueurs d'onde signal proches de la pompe reste constant quelle que soit la longueur d'onde de pompe et n'est donc pas soumis aux variations de dispersion comme cela avait été prévu par les calculs numériques du paragraphe précédent. Par ailleurs, les variations longitudinales de la dispersion peuvent aussi induire des courbes de gain intéressantes. Par exemple, dans le cas de la fibre 3, les variations de dispersion entraînent un aplatissement de la courbe de gain. Celle obtenue avec une longueur d'onde de pompe située à 0,7 nm de la longueur d'onde de dispersion nulle présente une excursion de gain de seulement 3 dB sur une bande de 25 nm

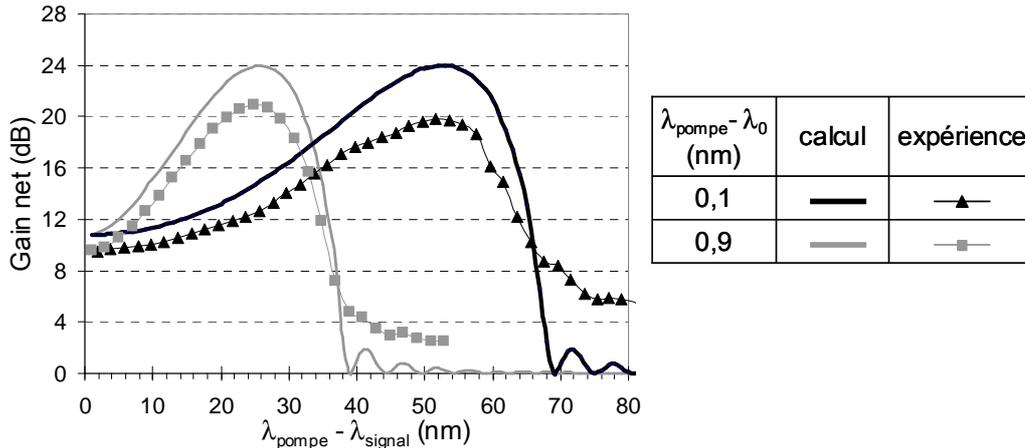


Figure 2.13 : Spectres de gain mesurés et calculés dans les mêmes conditions pour la fibre 4.

c- Estimation des variations de dispersion des fibres

A partir des spectres de gain paramétrique mesurés en fonction de la longueur d'onde de pompe, il est possible de retrouver le profil de variation de la longueur d'onde de dispersion nulle le long de la fibre. Un algorithme a été développé au cours d'une collaboration avec l'université de Besançon. Le profil de variation est approché par une série de polynômes orthogonaux et les coefficients de chacun des polynômes sont déterminés par une méthode de Gauss-Newton [62], [63]. Grâce à cet algorithme, les distributions longitudinales en λ_0 des fibres 3 et 4 ont été calculées en approchant au mieux les courbes de gain expérimentales. La Figure 2.14.a représente le profil de variations du λ_0 de la fibre 3 et les courbes de gain correspondant à ce profil sont superposées aux courbes expérimentales sur la Figure 2.14.b. Les courbes relatives à la fibre 4 sont présentées par la Figure 2.15. Les traits représentent les courbes de gain simulées et les symboles les courbes de gain expérimentales. On remarque que la fibre 4 est d'une excellente qualité puisque les variations de sa longueur d'onde de dispersion nulle sont limitées à une amplitude de 1,2 nm. Ces calculs permettent, en outre, de déterminer le λ_0 moyen des fibres, leur pente de dispersion et la valeur du coefficient β_4 à la longueur d'onde de pompe. Ces valeurs sont résumées dans le Tableau 2.

	Fibre 3	Fibre 4
λ_0 moyen (nm)	1554,3	1553
Pente de dispersion (ps.nm ⁻² .km ⁻¹)	0,032	0,027
β_4 (s ⁴ .m ⁻¹)	-1,4 10 ⁻⁵⁷	-3,84 10 ⁻⁵⁶

Tableau 2 : Caractéristiques des fibres 3 et 4 obtenues par le calcul de la distribution longitudinale de leur dispersion.

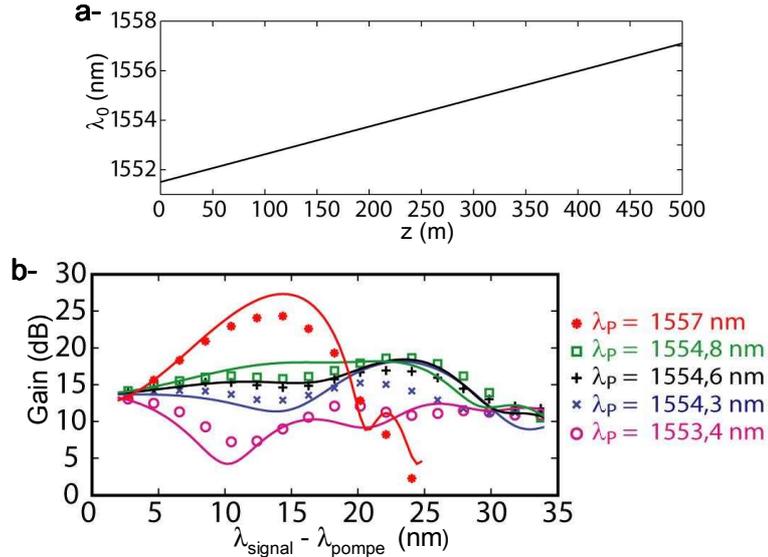


Figure 2.14 -a: Profil calculé de variations de la longueur d'onde de dispersion nulle le long de la fibre 3. -b : Courbes de gain simulées à partir de ce profil (traits) et courbes de gain expérimentales (symboles) pour plusieurs longueurs d'onde de pompe. Simulations effectuées par Arnaud Mussot [62].

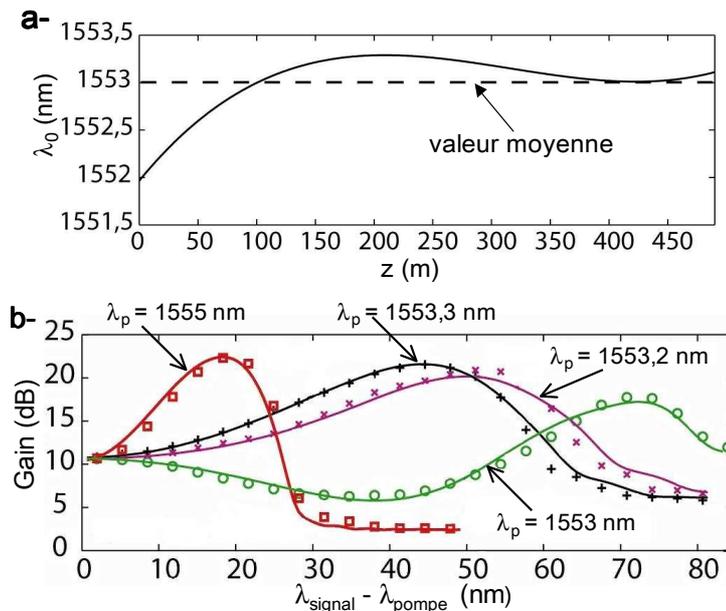


Figure 2.15 -a: Profil calculé de variations de la longueur d'onde de dispersion nulle le long de la fibre 4. -b : Courbes de gain simulées à partir de ce profil (traits) et courbes de gain expérimentales (symboles) pour plusieurs longueurs d'onde de pompe. Simulations effectuées par Arnaud Mussot [62].

3) Aplanir la bande de gain

Au cours du chapitre 1, nous avons vu qu'il était très difficile d'obtenir une bande d'amplification large et avec une faible excursion de gain. Les paramètres qui permettent d'augmenter sensiblement la bande de gain sont la puissance de la pompe, le coefficient non linéaire de la fibre et le choix de la longueur d'onde de pompe. Si on augmente la puissance de pompe et le coefficient non linéaire, la bande spectrale d'amplification s'élargit mais l'excursion de gain également. La bande de gain peut aussi être étendue en choisissant une longueur d'onde de pompe proche de la longueur d'onde de dispersion nulle. Toutefois, nous venons de voir qu'avec cette configuration, l'amplification paramétrique devient très sensible aux variations

longitudinales de la dispersion et donc que la bande de gain risque d'être complètement déformée. Pour aplanir le spectre de gain paramétrique, deux techniques ont été développées : concaténer judicieusement plusieurs fibres ou utiliser un schéma d'amplification paramétrique à deux longueurs d'onde de pompe.

a- Concaténation de fibres

En utilisant la dépendance du gain paramétrique à la dispersion de la fibre, il est possible d'envisager d'aplanir la courbe de gain en utilisant une fibre non linéaire composée de différentes sections de dispersions différentes. La longueur et les caractéristiques de chacune des sections doivent être optimisées conjointement avec la longueur d'onde et la puissance de pompe. L'université de Besançon a largement étudié ce principe d'amplification paramétrique [24], [64]. Par des simulations numériques, ils montrent de très larges bandes de gain avec une excursion de gain réduite. La Figure 2.16 montre la courbe de gain obtenue en associant 4 sections de fibres non linéaires. Un gain quasiment uniforme est atteint sur une bande de 100 nm (50 nm de part et d'autre de la longueur d'onde de pompe). Le gain moyen vaut 11,8 dB avec une amplitude de variation de 0,2 dB sur deux bandes de 35 nm.

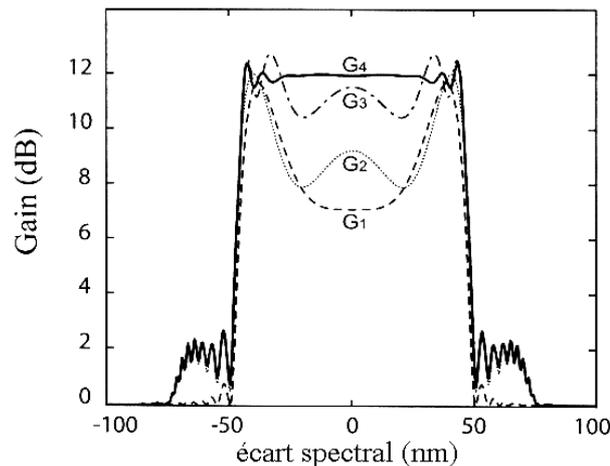


Figure 2.16 : Calcul numérique d'un spectre de gain paramétrique aplanir par une concaténation optimisée de 4 fibres [64]. G_1 , G_2 , G_3 et G_4 sont les gains obtenus respectivement à la fin des fibres 1, 2, 3 et 4.

Le gain global de cet amplificateur n'est pas égal à la somme des gains que produirait chaque fibre. Le principe de l'amplification repose ici sur la sensibilité à la phase du gain paramétrique lorsque l'onde conjuguée est présente et de puissance équivalente à celle du signal. Dans la première fibre, l'onde conjuguée est inexistante en entrée de la fibre mais est très rapidement générée avec une puissance comparable à celle du signal. A l'entrée de la seconde fibre et des suivantes, l'onde conjuguée est donc présente et l'amplification devient sensible à la phase. Le gain produit dans la seconde fibre n'est donc pas le même que celui que la fibre produirait si elle était utilisée seule. Ainsi, il est possible qu'à certaines longueurs d'onde signal, le signal soit dé-amplifié dans certaines fibres. Par exemple, dans la Figure 2.16, un signal de longueur d'onde $\lambda_p + 35$ nm transfère son énergie à la pompe dans la dernière fibre : on remarque qu'à cette longueur d'onde, $G_3 > G_4$.

Du fait de l'exploitation de la sensibilité à la phase, la mise en œuvre expérimentale de ce schéma d'amplificateur semble assez délicate. Il paraît, en effet, difficile de contrôler et de conserver la relation de phase entre les ondes à la jonction de deux fibres. De plus, les fluctuations longitudinales de la dispersion risquent de totalement

déformer la courbe de gain. L'équipe de S. French et J. Blows a néanmoins montré expérimentalement un relatif aplanissement d'une courbe de gain paramétrique en concaténant deux fibres à dispersion décalée [25]. La Figure 2.17.a représente le gain produit par la première fibre et la Figure 2.17.b celui mesuré en sortie des deux fibres concaténées. On peut remarquer qu'entre ces deux courbes de gain, le gain des longueurs d'onde signal proches de la pompe augmente grâce à la concaténation des fibres.

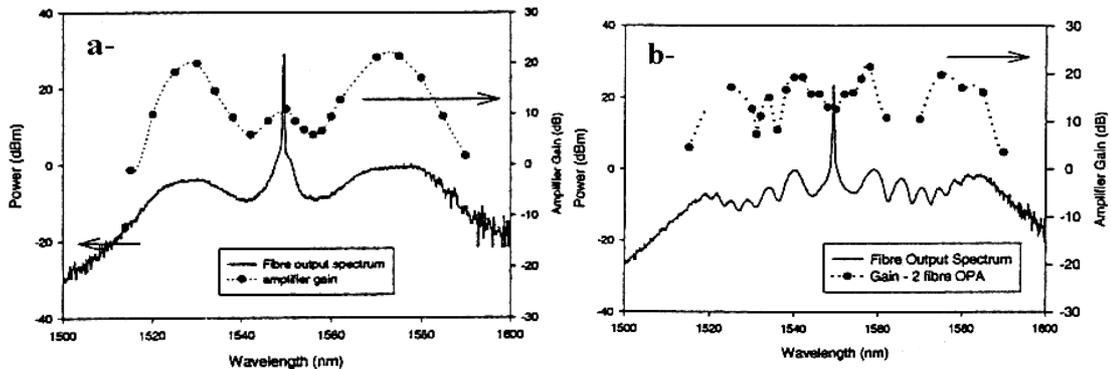


Figure 2.17 : Aplanissement expérimental d'une courbe de gain par concaténation de deux fibres à dispersion décalée [25]. a- spectre de gain de la première fibre. b- spectre de gain des deux fibres concaténées.

Une extension de cette méthode d'aplanissement serait de déterminer un profil de variation continu de la dispersion le long d'une seule fibre qui permettrait d'atteindre une courbe de gain uniforme et plane. Toutefois, les fabricants de fibres ont déjà actuellement des difficultés à tirer une fibre uniforme. Donc contrôler le profil longitudinal de dispersion de la fibre lors de sa fabrication reste pour le moment utopique.

b- Amplificateur paramétrique à deux pompes de longueurs d'onde différentes

La deuxième solution pour aplanir le spectre de gain paramétrique consiste à utiliser un pompage à deux longueurs d'onde. La bande d'amplification se situe alors entre les deux longueurs d'onde de pompe. Pour obtenir une large bande d'amplification et une faible variation de gain sur la bande, les longueurs d'onde des pompes doivent être judicieusement choisies par rapport aux caractéristiques de dispersion de la fibre non linéaire [65]. Pour résumer, si la fibre présente un coefficient de dispersion β_4 positif, les pompes sont placées symétriquement par rapport à la longueur d'onde de dispersion nulle et si β_4 est négatif, la longueur d'onde centrale λ_c doit être légèrement inférieure à la longueur d'onde de dispersion nulle. L'écart spectral entre les pompes détermine la bande de gain, mais également l'excursion de gain sur la bande. Un compromis doit être trouvé entre la largeur de bande et l'excursion de gain sur cette bande [22]. Il est nécessaire de remarquer que les ondes conjuguées générées lors de l'amplification paramétrique sont également situées entre les deux longueurs d'onde de pompe. Seule la moitié de la bande spectrale située entre les deux pompes peut donc être directement exploitée pour l'amplification, comme illustré par la Figure 2.18. Le premier amplificateur paramétrique à 2 pompes fut réalisé en 1997 [18], puis cette architecture fut reprise en 2002 avec une fibre fortement non linéaire [22]. Finalement, grâce à l'amélioration de la qualité des fibres non linéaires, une bande d'amplification de 41,5 nm a finalement été atteinte en 2004 avec un gain maximum de 31 dB et une excursion de gain de 3 dB [23]. Cette bande comprend la bande signal et la bande conjuguée.

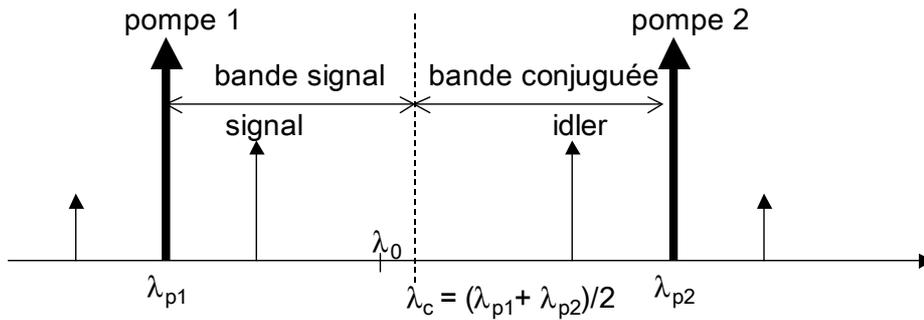


Figure 2.18 : Répartition des longueurs d'onde dans un amplificateur paramétrique à deux longueurs d'onde de pompe.

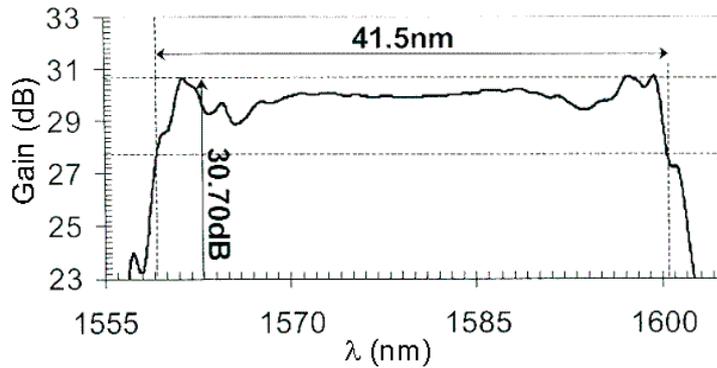


Figure 2.19 : Spectre de gain expérimental d'un amplificateur paramétrique à deux pompes [23].

Outre l'aplanissement du spectre de gain, le schéma de pompage à deux longueurs d'onde apporte d'autres avantages. Tout d'abord, comme l'amplification est réalisée avec deux pompes, la puissance totale requise est partagée entre ces deux pompes. Au lieu d'une pompe de forte puissance, on utilise deux pompes de puissances plus faibles ce qui relâche les contraintes imposées par l'effet Brillouin comme nous le verrons dans la partie suivante. De plus, la diversité de polarisation qui rend l'amplificateur paramétrique insensible à la polarisation des signaux est beaucoup plus simple à mettre en œuvre que dans un amplificateur à une pompe. Nous rappelons que dans un amplificateur à une pompe, la fibre non linéaire est insérée dans une boucle et doit être à maintien de polarisation. Dans les amplificateurs à deux pompes, il suffit d'injecter chacune des pompes avec des états de polarisation orthogonaux [37], la diversité de polarisation n'impose donc pas une architecture plus complexe. Néanmoins la diversité de polarisation entraîne une réduction du gain car l'efficacité de l'amplification paramétrique est plus faible lorsque les ondes ne sont pas dans le même état de polarisation. Par exemple, dans la référence [65], il est indiqué que l'utilisation de pompes croisées en polarisation induit une diminution du gain de 10 à 14 dB mais conserve l'allure spectrale et la platitude du spectre de gain.

Par contre, un amplificateur paramétrique à deux pompes est beaucoup plus sensible aux fluctuations longitudinales de la dispersion qu'un amplificateur à une pompe. Par exemple, pour un amplificateur conçu pour générer deux bandes d'amplification plates de 49 nm, des variations de la longueur d'onde de dispersion nulle d'écart type 1 nm dégradent complètement la courbe de gain [66]. En comparaison, on a pu voir au paragraphe précédent sur la Figure 2.13, que les variations de dispersion, d'amplitude de 1,5 nm pour la fibre 4, ont peu d'influence sur la courbe de gain. Pour rendre la courbe de gain moins sensible aux variations de dispersion, il est préférable de réduire l'écartement spectral entre les pompes. Ainsi le terme d'accord de phase linéaire est plus faible et les variations de dispersion induisent des fluctuations

d'amplitude plus faible. Le choix des longueurs d'onde de pompe déterminent également la bande d'amplification, puisque la zone de gain se situe entre les deux longueurs d'onde de pompe. Un compromis doit être trouvé entre la bande d'amplification et la sensibilité du gain aux fluctuations de dispersion.

II. Choix de la pompe paramétrique

1) L'effet Brillouin

a- L'effet physique

L'amplification paramétrique dans une fibre nécessite l'utilisation de pompe d'assez forte puissance, environ 500 mW. Ce niveau de puissance excède largement le seuil critique de l'effet Brillouin à partir duquel l'effet devient stimulé. Dans ce cas, la majeure partie de la pompe est convertie en une autre onde optique rétro-diffusée dans la fibre et de fréquence optique plus faible. La pompe ne peut alors plus participer efficacement à l'amplification.

On rappelle que l'effet Brillouin se manifeste par la génération d'une onde contra propagative lorsque la fibre est soumise à une onde de pompe de forte intensité de fréquence optique ν_p . L'onde générée, appelée onde Stokes, est caractérisée par une fréquence optique ν_s plus faible d'environ 11 GHz dans les fibres optiques en silice. La diffusion Brillouin devient stimulée lorsque la puissance de pompe devient supérieure à une puissance seuil. La puissance de pompe amplifie alors l'onde Stokes et diminue considérablement. La puissance seuil de la diffusion Brillouin stimulée se détermine à partir des caractéristiques de la fibre et de l'onde de pompe excitatrice [67], [68].

$$P_{seuil\ Brillouin} (W) = 21 \frac{K.A_{eff}}{g_B L_{eff}} \frac{\Delta\nu_p \otimes \Delta\nu_B}{\Delta\nu_B^{int}} \quad \text{équation 2.1}$$

Dans cette expression, A_{eff} représente l'aire effective de la fibre, L_{eff} sa longueur effective, le coefficient K est un facteur correctif fonction des états de polarisation et du type de fibre. g_B est le coefficient de gain Brillouin pic, $\Delta\nu_B$ la largeur spectrale du gain Brillouin accumulé le long de la fibre et $\Delta\nu_B^{int}$ la largeur spectrale intrinsèque du gain Brillouin dans la silice. $\Delta\nu_p$ est la largeur spectrale de la pompe.

La longueur effective de la fibre est liée à sa longueur L et son atténuation linéique α selon la relation $L_{eff} = (1 - e^{-\alpha L})/\alpha$. Le coefficient K est artificiellement introduit dans l'équation 2.1 afin de tenir compte des variations des états de polarisation relatifs des ondes le long de la fibre avec $1 \leq K \leq 2$. Pour une fibre à maintien de polarisation, ce coefficient K vaut 1 si les états de polarisation des ondes sont colinéaires à l'un de ces axes de polarisation. Pour une fibre standard et pour des états de polarisation quelconques, K vaut 3/2 [69]. Les paramètres de la courbe de gain Brillouin dépendent des propriétés optiques, élastiques et géométriques de la fibre optique. Dans une fibre en silice, le coefficient de gain Brillouin pic g_B vaut $4,6 \cdot 10^{-11} \text{ m.W}^{-1}$. Si on considère la fibre uniforme sur sa longueur, le spectre de gain Brillouin de la fibre est équivalent à celui de la silice et $\Delta\nu_B = \Delta\nu_B^{int}$. La courbe de gain Brillouin est donc très étroite avec une largeur spectrale à mi-hauteur inférieure à 100 MHz. On remarque que la puissance seuil de l'effet Brillouin dépend également de la largeur spectrale de la pompe $\Delta\nu_p$. Le signe \otimes représente un produit de convolution. Pour des

profils spectraux gaussiens, $\Delta\nu_p \otimes \Delta\nu_B = (\Delta\nu_p^2 + \Delta\nu_B^2)^{1/2}$ et pour des profils lorentziens, $\Delta\nu_p \otimes \Delta\nu_B = \Delta\nu_p + \Delta\nu_B$. Ainsi pour une pompe ayant une largeur spectrale très supérieure à la largeur de gain Brillouin, on peut considérer $\Delta\nu_p \otimes \Delta\nu_B = \Delta\nu_p$.

Finalement, calculons les puissances seuil Brillouin de deux fibres typiques d'un amplificateur paramétrique en considérant une pompe dont le spectre est très étroit par rapport au spectre de gain Brillouin. La première fibre est une fibre à dispersion décalée (DSF) de longueur 3 km et d'aire effective $50 \mu\text{m}^2$, sa puissance seuil Brillouin est alors environ 12 mW. La deuxième fibre est une fibre non linéaire d'aire effective $11 \mu\text{m}^2$ et de longueur 500 m, sa puissance seuil vaut également 12 mW. Ces niveaux de seuil sont très inférieurs aux puissances de pompe requises pour obtenir une amplification. C'est pourquoi différentes solutions doivent être envisagées pour les relever.

b- Les solutions

Si on détaille l'expression du seuil Brillouin, on s'aperçoit qu'il est possible d'agir soit sur la fibre, soit sur la largeur spectrale de la pompe pour modifier la puissance seuil Brillouin. Pour une largeur spectrale de pompe donnée, d'après l'équation 2.1, le seuil Brillouin augmente si la largeur de gain Brillouin accumulé dans la fibre $\Delta\nu_B$ augmente ou si la longueur d'interaction Brillouin L_{eff} diminue.

(i) Augmenter la largeur de gain Brillouin :

La largeur de gain Brillouin intrinsèque à la silice est très difficilement modifiable. Par contre, le décalage en fréquence entre l'onde de pompe et l'onde Stokes Brillouin dépend pour sa part de nombreux paramètres. Il est, par exemple, sensible à la température, au diamètre de cœur de la fibre et à l'indice de réfraction de la fibre. Prenons le cas de la température. Si on impose des températures différentes à deux sections de la fibre, les ondes Stokes sont générées dans chacune des sections avec un décalage fréquentiel différent. Le spectre de gain cumulé le long de la fibre résulte alors de la superposition des 2 spectres de gain. Comme représenté sur la Figure 2.20, il se trouve donc constitué de 2 pics de gain Brillouin avec des valeurs pics plus faibles étant donné que les longueurs d'interaction des deux sections sont inférieures à la longueur totale. Ainsi en modifiant continûment les propriétés optiques, élastiques ou géométriques de la fibre sur sa longueur, il est possible d'élargir le spectre de gain Brillouin cumulé tout en diminuant le gain pic.

Pour réduire l'effet Brillouin, il a été envisagé d'utiliser des fibres produites avec des caractéristiques non uniformes sur leur longueur : un dopage en fluorine non-uniforme le long de la fibre qui induit une variation de l'indice de réfraction [71], une modification du diamètre de cœur de la fibre [72]. Cependant, nous supposons que ces variations longitudinales provoquent également des variations de la dispersion le long de la fibre et rendent alors l'amplification paramétrique inefficace. De façon moins brutale, il est possible d'appliquer à des fibres, supposées uniformes, une distribution soit de température [70] soit de tensions mécaniques [73]. D'après [70], avec une différence de température de $350 \text{ }^\circ\text{C}$, le seuil Brillouin s'élève de 8 dB et la longueur d'onde dispersion nulle varie de $0.062 \text{ nm}/^\circ\text{C}$, soit $21,7 \text{ nm}$ pour $350 \text{ }^\circ\text{C}$. Appliquer des contraintes mécaniques à la fibre permet également d'accroître le seuil Brillouin d'environ 7dB. On peut remarquer que les moyens mis en œuvre pour augmenter le seuil Brillouin sont assez complexes, pour finalement n'obtenir qu'une

augmentation assez faible par rapport au besoin de l'amplification paramétrique. De plus, ces dispositifs ne garantissent pas la possibilité de réaliser une amplification paramétrique dans ces fibres. Dans ces expériences, les augmentations de seuil Brillouin ont été mesurées, mais aucunes ne montrent d'essais d'amplification paramétrique.

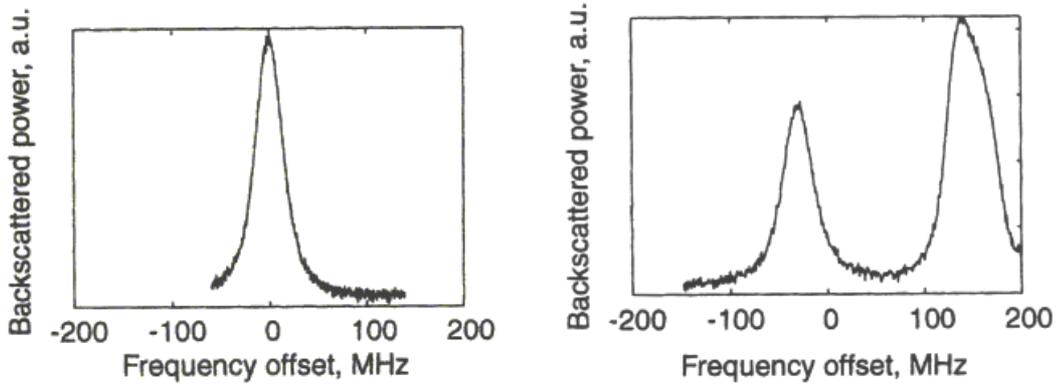


Figure 2.20: puissance rétro-diffusée par effet Brillouin dans une fibre. a- Température constante le long de la fibre. b- une section de la fibre est soumise à -20°C , la seconde à 120°C . La fibre est une HNL-DSF dont les caractéristiques sont $L = 100 \text{ m}$, $\alpha = 0,7 \text{ dB/km}$, $A_{\text{eff}} = 12 \mu\text{m}^2$. [70].

(ii) Diminuer la longueur d'interaction Brillouin :

Pour élever le seuil de l'effet Brillouin, on peut également envisager de réduire la longueur d'interaction de la diffusion Brillouin. Cependant, ceci ne doit pas être réalisé au détriment du processus d'amplification paramétrique. Etant donné que l'onde Brillouin est contra-propagative et que l'amplification paramétrique se produit entre des ondes co-propagatives, un isolateur permet de diviser la fibre non linéaire en deux sections distinctes pour la diffusion Brillouin tout en conservant une fibre entière pour l'amplification paramétrique. Cette technique a fait l'objet d'un dépôt de brevet [74].

Nous avons vu que la diffusion Brillouin devient stimulée lorsque la puissance de pompe atteint un certain niveau défini comme le seuil de l'effet Brillouin par l'équation 2.1. A partir de cette définition, on peut déduire le gain Brillouin seuil à partir duquel l'effet devient stimulé. Le gain Brillouin se cumule de façon contra-propagative suivant la relation de l'équation 2.2. D'après l'équation 2.1, il doit rester inférieur à e^{21} soit 91,2 dB.

$$G_{\text{Brillouin}}(L \rightarrow z) = \exp\left[\frac{g_B}{K.A_{\text{eff}}} P_p(z) (L-z)_{\text{eff}}\right] < e^{21} \quad \text{équation 2.2}$$

avec $(L-z)_{\text{eff}}$ défini par $(L-z)_{\text{eff}} = \frac{1 - e^{-\alpha(L-z)}}{\alpha}$

Considérons les caractéristiques de la fibre à dispersion décalée précédente. Sans isolateur, le seuil Brillouin de cette fibre est de 12,2 mW. Si on insère un isolateur, l'accroissement du seuil Brillouin va alors dépendre du coefficient d'isolation, de la position de l'isolateur dans la fibre et d'une façon moindre des pertes d'insertion de l'isolateur. Par exemple, la Figure 2.21 représente l'évolution du gain Brillouin cumulé le long de la fibre pour trois puissances de pompe (16, 20 et 24 mW) lorsqu'un isolateur est inséré (isolation = 50 dB, pertes d'insertion = 0,4 dB) à deux positions différentes. Lorsque l'isolateur est inséré à 1,5 km de l'entrée de la fibre

(cas b-), le seuil de l'effet Brillouin est environ à 20 mW alors que s'il est inséré à 600 m (cas a-), une puissance de pompe de 20 mW déclenche la diffusion Brillouin stimulé dans la seconde partie de la fibre.

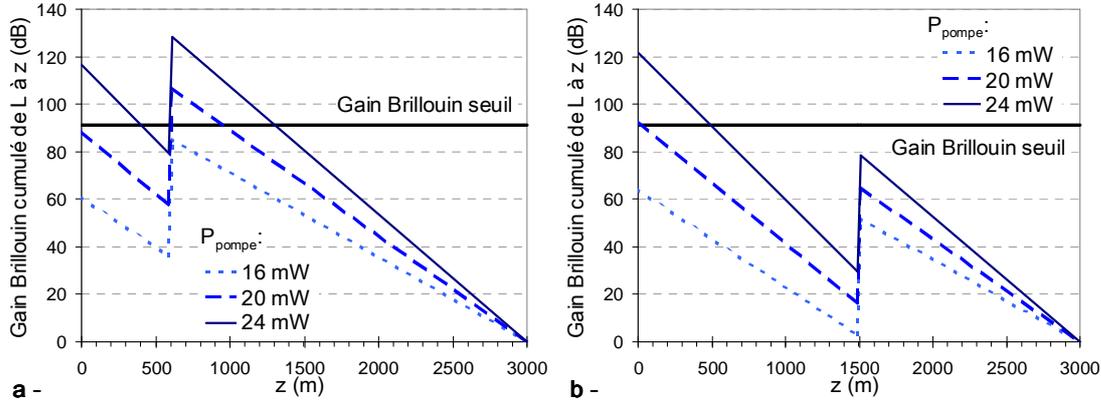


Figure 2.21: Gain Brillouin cumulé le long d'une fibre divisée par un isolateur (isolation = 50 dB, pertes d'insertion = 0,4 dB). a- isolateur à 600 m, b- isolateur à 1 500 m du début de la fibre. (caractéristiques de la fibre : $L = 3$ km, $\alpha = 0,2$ dB/km, $A_{\text{eff}} = 50 \mu\text{m}^2$, $g_B = 4,6 \cdot 10^{-11}$ m.W $^{-1}$)

Ce type de calcul a tout d'abord été validé par une expérience. La fibre 1 a été divisée en 2 sections de 1,3 et 1,7 km et un isolateur a été inséré. Le coefficient d'isolation vaut 60 dB et les pertes d'insertion 0,9 dB. Le seuil Brillouin est déterminé en mesurant la réduction de la puissance de pompe induite par la propagation dans la fibre en fonction de la puissance de pompe. A partir d'une certaine puissance, l'atténuation de la pompe augmente car la diffusion Brillouin devient stimulée. Ce niveau de puissance définit la puissance seuil de l'effet Brillouin. La pompe injectée a une largeur spectrale de 150 kHz. Avant de couper la fibre, le seuil Brillouin de la fibre totale a été mesuré à 10 dBm. Les calculs précédents estiment que le seuil sera élevé de 2,63 dB par l'insertion de l'isolateur à 1,3 km de l'entrée de la fibre. Expérimentalement, une augmentation du seuil de 2,7 dB est mesurée, ce qui valide le mode de calcul de l'accroissement du seuil Brillouin.

La position de l'isolateur doit être optimisée afin d'atteindre un accroissement maximum du seuil Brillouin. En entrée de chacune des sections, le gain cumulé doit resté inférieur à e^{21} . En résolvant un système de 2 équations à 2 inconnues (P_{seuil} et position de l'isolateur, z_I), on peut donc déterminer l'accroissement maximum de la puissance seuil Brillouin ainsi que la position de l'isolateur. Ceux-ci s'expriment en fonction de la puissance seuil de la fibre sans isolateur et de la longueur effective de la fibre totale. Ils dépendent également de l'isolation, I , et des pertes d'insertion, IL , de l'isolateur. La position de l'isolateur est déduite de sa position effective, $z_{I\text{eff}}$, donnée par l'équation 2.3.

$$z_{I\text{eff}} = \frac{1 - e^{-\alpha z_I}}{\alpha} = L_{\text{eff}} \frac{1}{1 + \frac{21}{I} e^{IL}} \quad \text{équation 2.3}$$

$$P_{\text{seuil avec isolateur}} = P_{\text{seuil sans isolateur}} \left[\frac{I}{21} + e^{IL} \right] \quad \text{équation 2.4}$$

L'expression de la puissance seuil maximale, de l'équation 2.4, est valable uniquement pour des valeurs d'isolation inférieures à 91,2 dB, ce qui correspond à la majeure partie des cas réels. Pour des isolations supérieures à 91,2 dB, la puissance seuil maximale est définie par l'équation 2.5.

$$P_{\text{seuil avec isolateur}} = P_{\text{seuil sans isolateur}} \left[1 + \frac{I}{21} e^{L} \right] \quad \text{équation 2.5}$$

La Figure 2.22 décrit l'évolution le long de la fibre du gain Brillouin cumulé pour une configuration optimisée. Dans ce cas, l'isolateur a un coefficient d'isolation de 45 dB et des pertes d'insertion de 0,4 dB. La fibre est toujours la fibre à dispersion décalée considérée précédemment. Dans cette configuration, la puissance seuil Brillouin est 19,4 mW, ce qui correspond à un accroissement du seuil d'environ 2 dB.

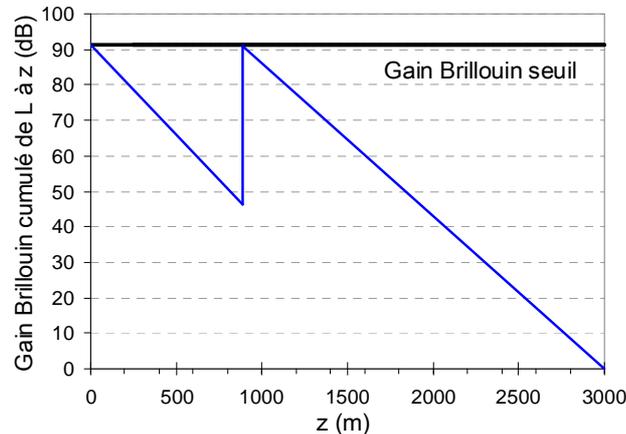


Figure 2.22 : Evolution du gain Brillouin cumulé le long d'une fibre divisée par un isolateur dont la position a été optimisée. Caractéristiques de la fibre : $L=3$ km, $\alpha=0,2$ dB/km, $A_{\text{eff}}=50\mu\text{m}^2$, $g_B=4,6 \cdot 10^{-11}$ m.W⁻¹. Caractéristiques de l'isolateur : isolation = 45 dB, pertes d'insertion = 0,4 dB.

La Figure 2.23 donne l'accroissement maximal du seuil Brillouin que l'on peut obtenir en fonction du coefficient d'isolation de l'isolateur ainsi que la proportion de la longueur effective de la 1^{ère} section par rapport à la longueur effective de la fibre totale. Les valeurs données par ces deux courbes sont indépendantes des caractéristiques de la fibre et peuvent donc être utilisées pour n'importe quelle fibre. Pour des cas d'isolateurs réalistes (60 dB), le seuil Brillouin peut être augmenté de 2,5 dB. Cet accroissement n'est pas suffisant pour l'amplification paramétrique. Mais cette solution est assez simple à mettre en œuvre. Elle peut être combinée à d'autres dispositifs anti-Brillouin et ainsi simplifier ces dispositifs en réduisant les performances requises. Par ailleurs, il est aussi possible d'insérer plusieurs isolateurs pour augmenter davantage le seuil Brillouin. La position optimale de ces isolateurs peut également être déterminée ainsi que la puissance seuil atteinte, mais ces calculs n'ont pas été réalisés.

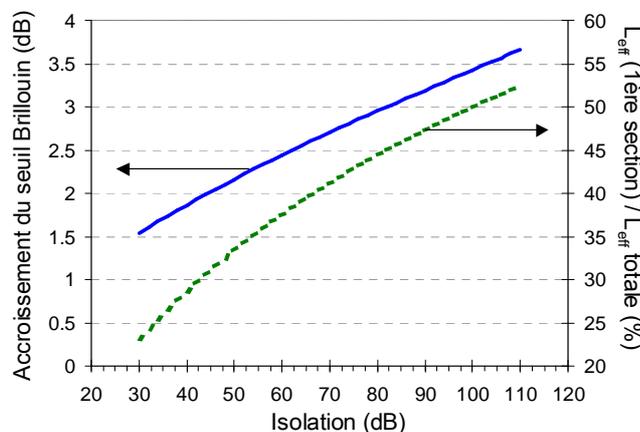


Figure 2.23 : Accroissement maximal de la puissance seuil Brillouin obtenu par l'insertion d'un isolateur (pertes d'insertion = 0,4 dB) et position optimale de l'isolateur.

Ce dispositif simple présente néanmoins quelques inconvénients. Tout d'abord, comme la pompe subit une atténuation supplémentaire dans l'isolateur, la courbe de gain de l'amplificateur est légèrement modifiée. Ceci peut être compensé en augmentant la puissance de pompe en entrée de la fibre. Nous avons simulé le gain paramétrique produit dans une fibre présentant une perte localisée, puis nous avons cherché la puissance de pompe supplémentaire nécessaire à ajouter pour retrouver la courbe de gain produite par la fibre sans perte localisée. Pour cette simulation numérique, la pompe est monochromatique et l'effet Brillouin n'est pas simulé. Les caractéristiques de la fibre sont les suivantes : $L = 800$ m, $\alpha = 0,8$ dB/km, $\gamma = 9,2$ W⁻¹.km⁻¹, $\lambda_0 = 1555$ nm, pente de dispersion = 0,06 ps.nm⁻².km⁻¹ et celle de la pompe $\lambda_p = 1555,2$ nm, $P_p = 500$ mW. La courbe de gain a tout d'abord été calculée sans pertes localisée, puis avec une perte localisée de 0,4 dB située à 480 m de l'entrée de la fibre non linéaire. Ces courbes de gain sont représentées à la Figure 2.24. On peut constater que l'insertion d'un isolateur n'induit qu'une faible réduction du gain de l'amplificateur. De plus, cette diminution de gain peut être compensée en augmentant la puissance de pompe à 532 mW, soit de 0,27 dB.

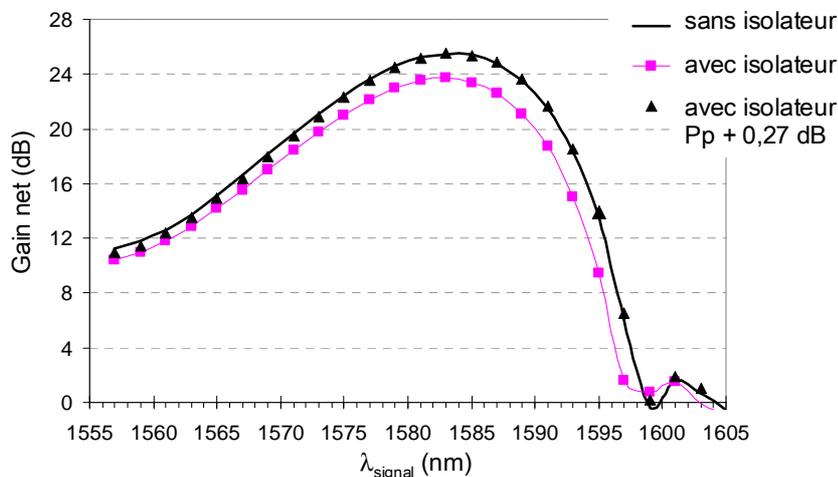


Figure 2.24 : Influence de la perte d'insertion d'un isolateur sur la courbe de gain d'un amplificateur paramétrique.

La réduction du gain paramétrique causée par les pertes d'insertion de l'isolateur est un problème relativement mineur. L'isolateur perturbe le fonctionnement de l'amplificateur paramétrique de façon beaucoup plus importante en modifiant la relation de phase entre les ondes. L'amplificateur est insensible à la phase du signal tant que l'onde conjuguée n'est pas présente. Cependant, au point d'insertion de l'isolateur, l'onde conjuguée existe et a une puissance comparable à celle du signal. L'amplificateur est donc sensible à la phase et la relation de phase ne doit pas être modifiée au risque de ne plus produire de gain ou même de renverser le transfert d'énergie du signal vers la pompe. Pour remédier à ce problème, nous proposons de supprimer les ondes conjuguées avant de poursuivre l'amplification dans la deuxième section de la fibre non linéaire [75]. Ainsi, l'onde conjuguée n'est plus présente, l'amplificateur n'est plus sensible à la phase et une amplification paramétrique peut avoir lieu dans la deuxième section de la fibre.

2) Recherche d'une pompe adaptée

Pour réaliser une amplification paramétrique large bande, il est nécessaire d'injecter dans la fibre non linéaire une puissance de pompe d'environ 500 mW. Nous avons vu précédemment que pour des fibres typiques d'un amplificateur paramétrique à fibre,

le seuil Brillouin se situe autour de 12 mW. Celui-ci doit donc être augmenté de 16 à 17 dB. Les techniques décrites dans le paragraphe précédent agissent sur la fibre. Cependant, soit elles sont inadaptées à l'amplification paramétrique, soit l'accroissement du seuil obtenu est insuffisant. La deuxième alternative pour augmenter le seuil Brillouin consiste à disposer d'une pompe avec une largeur spectrale suffisante. Ainsi dans le cas de l'amplificateur paramétrique, si l'on veut injecter une pompe de 500 mW, sa largeur spectrale doit être d'au minimum 3,5 GHz, soit 0,03 nm. Nous avons donc essayé de trouver une pompe de forte puissance et ayant un spectre optique suffisamment large. Différents types de source optique ont été testés. Cependant, comme nous allons le voir dans ce paragraphe, les conditions de faible dispersion à la longueur d'onde de pompe induisent très facilement des déformations du spectre de la pompe qui la rendent inefficace pour l'amplification paramétrique. Nous verrons, finalement, que la pompe est plutôt constituée par une source laser, de faible largeur spectrale, dont le spectre optique est ensuite élargi.

a- Source multimode

Le premier type de pompe considérée est une source optique dont le spectre est composé de plusieurs modes longitudinaux. La pompe dont nous disposons est fournie par une diode laser centrée à 1410 nm, avec une puissance de 170 mW. Son spectre est constitué de très nombreux modes. Cette pompe est testée en association avec une fibre non linéaire de longueur 2,6 km. La longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre est 1399 nm, sa pente de dispersion $0,024 \text{ ps.nm}^2.\text{km}^{-1}$, son coefficient non linéaire $12,6 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$ et son atténuation à 1420 nm $1,5 \text{ dB/km}$. La dispersion à la longueur d'onde de la pompe est donc très faible, environ $0,26 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$, les processus non linéaires de mélange à quatre ondes sont donc très efficaces à cette longueur d'onde. Ainsi, les produits d'intermodulation entre les modes de pompe sont facilement générés et le spectre de la pompe se déforme complètement lors de sa propagation dans la fibre non linéaire. Le spectre optique de la pompe en entrée de la fibre non linéaire est représenté par la Figure 2.25-a et en sortie de la fibre par la Figure 2.25-b. Outre l'élargissement du spectre causé par l'accroissement du courant appliqué à la diode laser, on remarque que le spectre optique s'élargit considérablement lors de la propagation. Cet élargissement est causé par la génération de nouvelles raies par mélange à quatre ondes. En effet, lorsque la pompe est injectée dans une fibre dont les caractéristiques sont relativement similaires ($L = 2 \text{ km}$, $D' = 0,035 \text{ ps.nm}^2.\text{km}^{-1}$, $\gamma = 7,3 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$) mais dont la dispersion est non nulle à la longueur d'onde pompe, $-5,08 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$, la largeur spectrale de la pompe est conservée. Dans cette fibre, la génération de raies par mélange à quatre ondes est défavorisée par la dispersion non nulle.

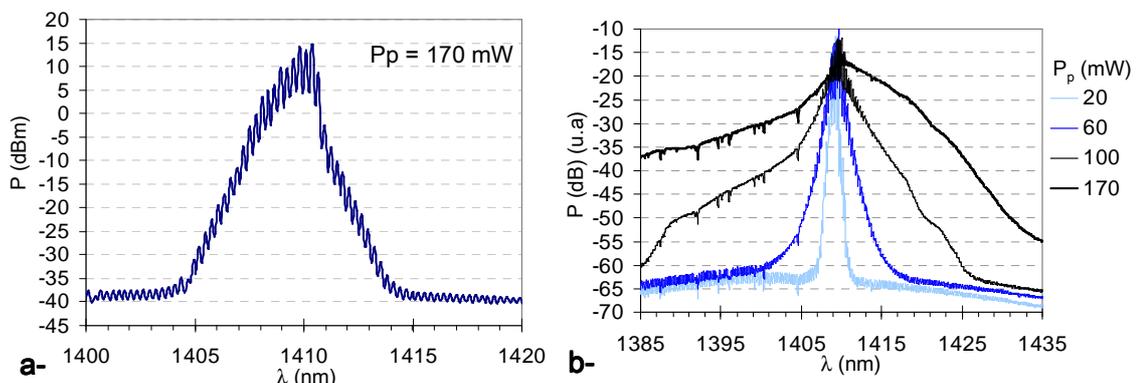


Figure 2.25 : Spectre de la pompe multimode. a- en entrée de la fibre non linéaire $P_p = 170 \text{ mW}$. b- en sortie de la fibre non linéaire pour différentes puissances de pompe.

Observons maintenant les spectres optiques de la pompe et d'un signal en sortie de la première fibre non linéaire de longueur de dispersion nulle égale à 1399 nm. Le signal, de faible puissance 0,24 mW, est situé à 1416,6 nm et est délivré par un laser accordable à cavité externe. Les spectres optiques sont mesurés avec un analyseur de spectre optique (résolution = 0,2 nm). Sur le premier spectre, Figure 2.26.a, la pompe est éteinte, seul le signal est détecté. Pour le deuxième spectre, Figure 2.26.b, la puissance de pompe injectée dans la fibre est 14,6 mW, on peut remarquer que l'onde conjuguée correspondant au processus non linéaire de l'amplification paramétrique n'est pas générée. Si on augmente la puissance de la pompe à 42 mW, Figure 2.26.c, le spectre du signal s'élargit, ainsi que celui de la pompe. L'onde conjuguée n'est toujours pas observable. Si l'on augmente davantage la puissance de pompe, le spectre de la pompe continue à s'élargir en sortie de la fibre et le signal ne peut plus être discerné. On peut conclure que l'amplification paramétrique produite par une pompe multimode est complètement inefficace. De plus, en observant plus précisément le spectre optique du signal en sortie de la fibre non linéaire et en présence de la pompe ($P_p = 33$ mW) à la Figure 2.26.d, on peut remarquer que la structure multimode de la pompe est reproduite à la longueur d'onde signal.

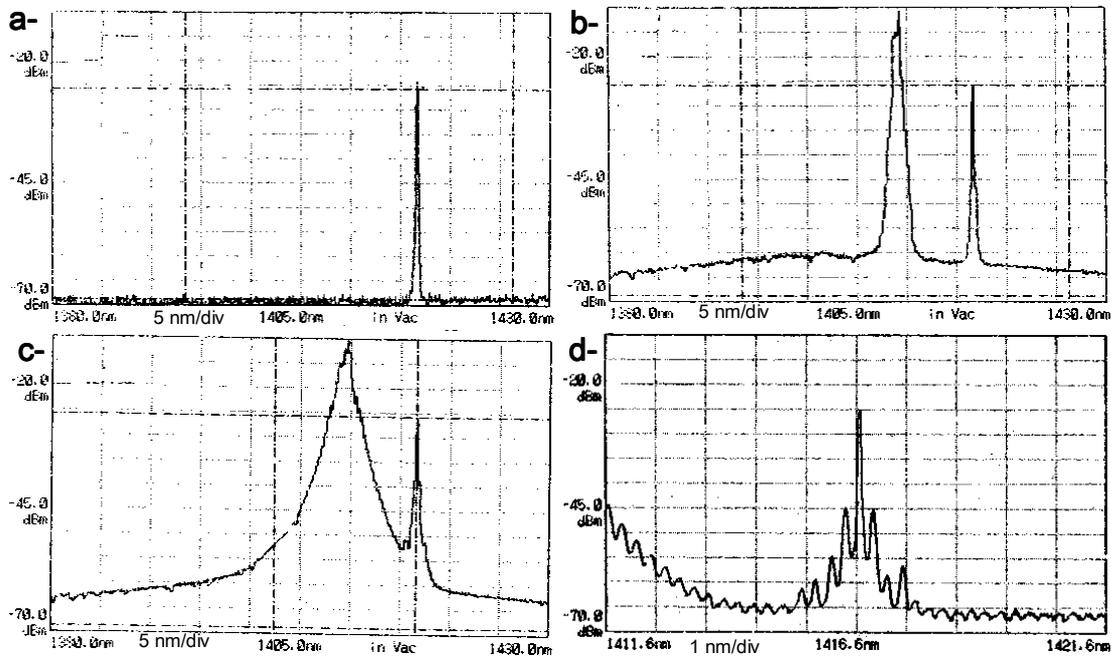


Figure 2.26 : Spectres optiques de la pompe et du signal mesurés en sortie de fibre non linéaire (échelle : 5 dB/div). La pompe a une structure longitudinale multimode, $\lambda_p = 1410$ nm. Caractéristiques de la fibre : $L = 2,6$ km, $\lambda_0 = 1399$ nm, $D' = 0,024$ ps.nm².km⁻¹, $\gamma = 12,6$ W⁻¹.km⁻¹.
 a- La pompe est éteinte. b- La puissance de pompe vaut 14,6 mW. c- La puissance de pompe vaut 42 mW. d- Spectre du signal en présence de la pompe 33mW.

b- Pompe constituée d'émission spontanée amplifiée filtrée

Pour réaliser la pompe paramétrique, il a ensuite été envisagé d'utiliser une source large bande et de filtrer son spectre à la largeur spectrale souhaitée pour s'affranchir de l'effet Brillouin. L'architecture de la pompe considérée est décrite par la Figure 2.27. Le premier amplificateur EDFA₁ est un amplificateur à fibre dopée erbium, il est utilisé comme une source d'émission spontanée amplifiée (ASE) large bande. Le premier filtre, de largeur à mi-hauteur 0,34 nm, sélectionne une longueur d'onde. Le second filtre est un filtre Fabry-Perot qui affine la raie à 0,13 nm. Le second amplificateur EDFA₂ sert de préamplificateur. Enfin, le filtre 3 de largeur spectrale

1 nm élimine l'ASE large bande produit par l'EDFA₂. Le dernier amplificateur, EDFA₃, est un amplificateur forte puissance qui permet d'atteindre une puissance de 1 W.

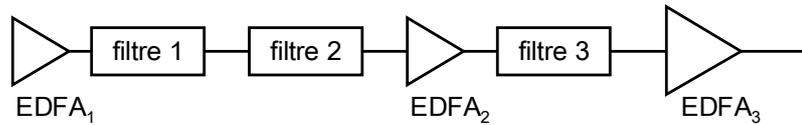


Figure 2.27 : Architecture d'une pompe générée à partir d'une source d'ASE large bande (EDFA : amplificateur à fibre dopée erbium).

Avant d'essayer de réaliser une amplification paramétrique, on observe le comportement de la pompe lors de sa propagation dans une fibre non linéaire de faible dispersion. Cette pompe est donc injectée dans une fibre non linéaire, la fibre 1, dont la longueur d'onde de dispersion nulle est 1554,4 nm. La longueur d'onde de la pompe est 1545 nm et sa puissance 400 mW. On compare les spectres optiques mesurés en entrée et en sortie de la fibre. La Figure 2.28.a représente le spectre en entrée de la fibre et la Figure 2.28.b celui en sortie de la fibre. Des lobes de fluorescence paramétrique apparaissent nettement en sortie de la fibre. Toutefois, le spectre optique de la pompe s'élargit aussi considérablement lors de la propagation dans la fibre.

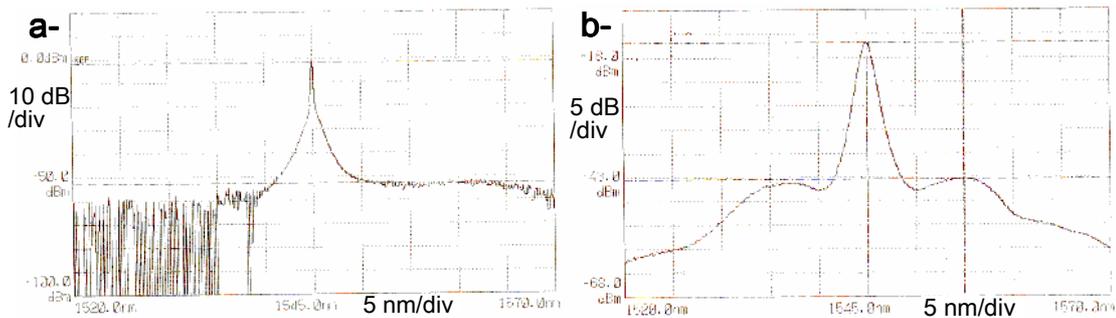


Figure 2.28 : Spectres optiques dans le cas d'une pompe issue d'une source d'émission spontanée amplifiée, $\lambda_p = 1545$ nm, $P_p = 400$ mW (échelle : 5 nm/div).

a- Spectre de la pompe en entrée de fibre 1. b- Spectre en sortie de la fibre 1.

On souhaite déterminer l'origine de cette déformation spectrale, deux phénomènes peuvent être mis en cause : l'automodulation de phase et le mélange à quatre ondes. Ces deux phénomènes non linéaires dépendent du produit, coefficient non linéaire, par longueur effective de la fibre, par puissance de la pompe. Par contre, le régime de dispersion dans lequel la pompe se situe n'influence que le mélange à quatre ondes favorisé par une faible dispersion. L'élargissement spectral de la pompe est donc mesuré en fonction de la puissance injectée pour la longueur d'onde 1555 nm, lorsqu'elle se propage dans une fibre standard de type SMF28 ($\lambda_0 = 1310$ nm) et pour deux longueurs d'onde, 1555 nm et 1540 nm, lorsque la pompe se propage dans la fibre 1. La fibre 1 a une longueur d'onde de dispersion nulle égale à 1554,4 nm, la propagation de la pompe en régime de dispersion normal et anormal est ainsi considérée. Les résultats de ces mesures sont présentés dans la Figure 2.29, où l'élargissement spectral est tracé en fonction de la puissance de pompe. L'élargissement spectral est ici défini comme le rapport des largeurs spectrales de la pompe en sortie et en entrée de la fibre considérée. On constate que le spectre de la pompe, issue d'une source d'ASE, s'élargit quel que soit le régime de dispersion, normal ou anormal. En injectant la pompe dans une fibre standard de type SMF28, la pompe se situe en régime de dispersion anormale avec une dispersion très forte de $17 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$, ce qui n'évite pas l'élargissement spectral. Le mélange à quatre ondes

ne semble donc pas être le phénomène dominant responsable de la déformation spectrale de la pompe. De plus, l'élargissement spectral de la pompe est proportionnel à la puissance. Les différences d'élargissement entre la fibre 1 et la SMF sont dues aux différences d'aires effectives et de longueurs effectives entre ces fibres : $L_{\text{eff}}/A_{\text{eff}}$ (fibre 1) > $L_{\text{eff}}/A_{\text{eff}}$ (SMF).

Par ailleurs, l'élargissement spectral de la raie à 1480 nm d'un laser Raman après propagation dans la SMF a également été mesuré : la raie du laser Raman ne s'élargit pas contrairement à la source d'ASE. Dans un laser Raman, la raie est produite par une émission stimulée et est donc plus stable en puissance que la source issue d'une émission spontanée. La source d'ASE subit donc un effet d'automodulation de phase plus important et se déforme au cours de la propagation.

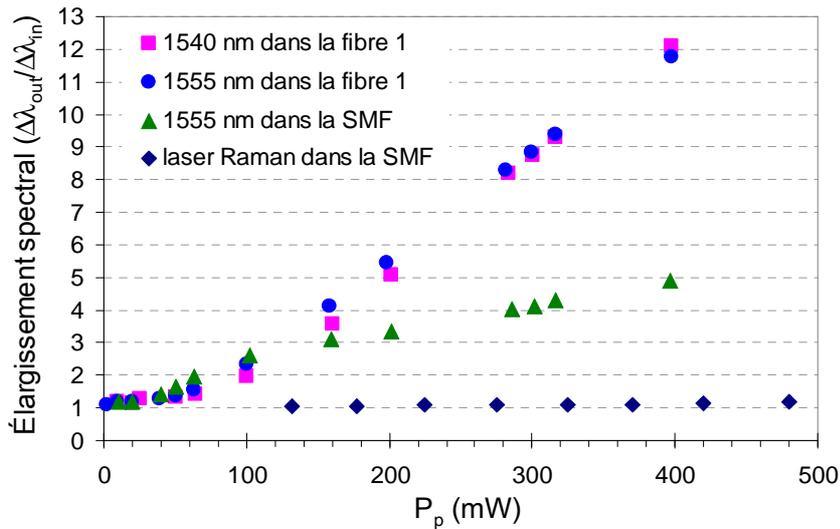


Figure 2.29 : Elargissement spectral d'une pompe issue d'une source d'ASE en fonction de la puissance de pompe sur différents types de fibre et comparaison avec un laser Raman.

La déformation spectrale de la pompe observée risque de pénaliser l'amplification paramétrique. Nous avons tout de même injecté simultanément un signal, de longueur d'onde 1560 nm, avec la pompe dans la fibre 1. La longueur d'onde de pompe, 1555 nm, est choisie proche de la longueur d'onde dispersion nulle et la longueur d'onde signal, 1560,1 nm, correspond au maximum du lobe lorsque la pompe est introduite seule dans la fibre. Si on compare les spectres mesurés en sortie de la fibre avec ou sans le signal, Figure 2.30-a et Figure 2.30-b, on observe qu'une composante supplémentaire apparaît symétriquement au signal par rapport à la pompe. Celle-ci correspond à l'onde conjuguée générée dans le processus paramétrique. Cependant, l'onde conjuguée et le signal sont difficilement discernables car le niveau de bruit généré ou amplifié est très élevé.

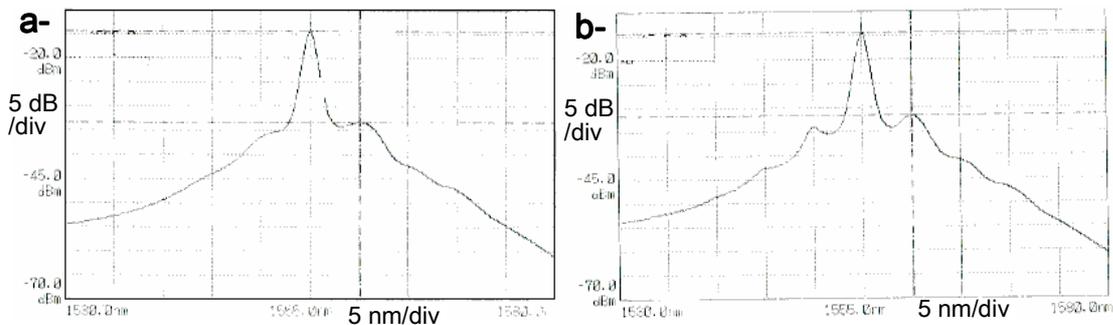


Figure 2.30 : Spectres optiques mesurés en sortie de la fibre 1 dans le cas d'une pompe issue d'une source d'émission spontanée amplifiée, $\lambda_p = 1555$ nm, $P_p = 400$ mW. (échelle : 5 nm/div).
a- Spectre de la pompe seule. b- Spectre de la pompe et du signal.

c- Laser Raman

Les lasers Raman sont un dispositif de conception simple qui pourrait être utilisé comme pompe paramétrique. En effet, ils ont généralement une largeur spectrale assez importante (de 0,2 à 1 nm) ce qui permet d'éviter l'effet Brillouin et peuvent atteindre aisément de fortes puissances. Les raies qui sont émises par les lasers Raman proviennent d'une émission stimulée. Comme nous venons de le voir, leur spectre ne s'élargit donc pas par automodulation de phase autant qu'une pompe issue d'une émission spontanée. Par contre, ils sont constitués par de nombreux modes longitudinaux.

Un laser Raman a été testé comme pompe paramétrique. Il est constitué d'une fibre germanosilicate de 600 m pompée par un laser Ytterbium à 1117 nm, la cavité laser est réalisée par des réseaux de Bragg réfléchissants disposés en entrée et sortie de la fibre et centrés sur les longueurs d'onde 1176,5, 1242,6, 1316,6 et 1400 nm. La longueur d'onde émise par le laser Raman est 1400 nm, le réseau de sortie à 1400 nm est semi-réfléchissant (20 %). Afin d'atténuer les raies Stokes résiduelles, un multiplexeur est placé en sortie du laser ce qui élève à 20 dB le taux d'extinction entre la raie à 1400 nm et les autres. La puissance maximale en sortie de ce dispositif est de 400 mW. La largeur spectrale à 3dB de la raie à 1400 nm est 0,46 nm (soit 70 GHz).

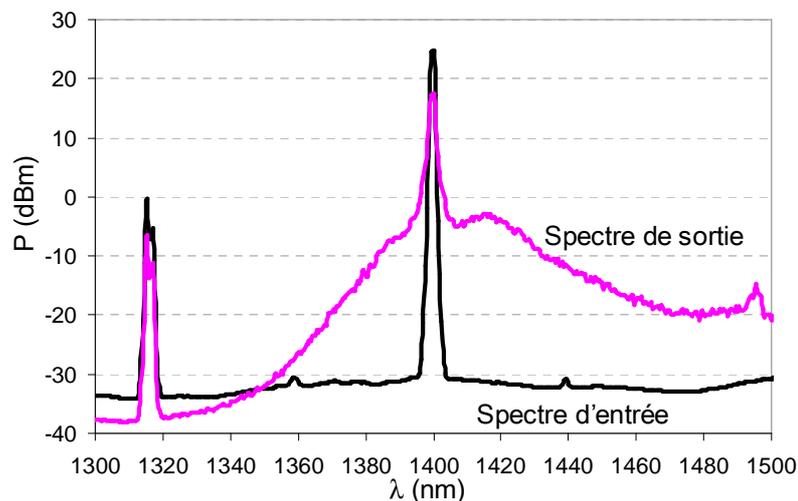


Figure 2.31 : Spectre d'émission du laser Raman ($P_p = 305$ mW) et spectre optique mesuré en sortie de la fibre non linéaire.

Cette pompe est injectée dans la fibre utilisée précédemment avec la source multimode. Les spectres optiques mesurés en entrée et sortie de la fibre sont représentés par la Figure 2.31. On peut tout d'abord remarquer que la raie laser à 1400 nm s'élargit légèrement. En fin de fibre, sa largeur à mi-hauteur vaut 0,89 nm. Le spectre mesuré en sortie de la fibre présente deux lobes de chaque côté de la raie à 1400 nm. La puissance de ces deux lobes augmente avec la puissance du laser, ils sont tout d'abord symétriques et ressemblent fortement à la fluorescence paramétrique. On observe également l'apparition par processus paramétrique d'une raie à 1495 nm symétrique de celle à 1316 nm par rapport à 1400 nm. Pour vérifier si le processus d'amplification paramétrique se produit, on injecte simultanément dans la fibre la pompe et un signal continu de longueur d'onde 1417 nm. La Figure 2.32 compare les spectres obtenus en sortie de la fibre non linéaire lorsque la pompe est en présence ou non d'un signal. Sur la Figure 2.32-b, l'onde conjuguée apparaît. Cependant, le spectre du signal s'élargit considérablement et le signal n'est pas amplifié. Initialement, ce signal est produit par un laser à cavité externe, sa largeur

spectrale est donc environ 150 kHz. Bien que le spectre de la pompe soit moins déformé par la propagation dans la fibre non linéaire que dans les cas précédents, cette pompe ne produit pas une amplification paramétrique efficace.

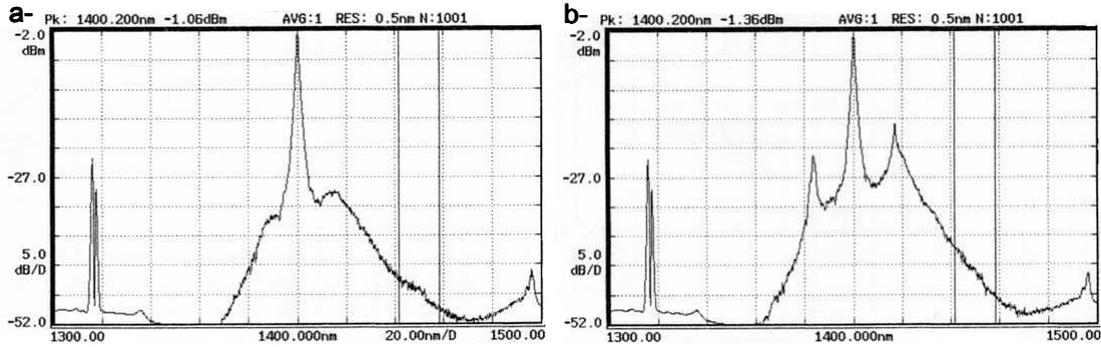


Figure 2.32 : Spectres optiques mesurés en sortie de la fibre non linéaire (échelles : 5dB/div, 20 nm/div) . a- La pompe ($P_p = 305$ mW) est injectée seule.
b- La pompe est en présence d'un signal ($\lambda_{sig} = 1417$ nm).

d- Laser erbium à fibre

Une des dernières sources laser considérées est un laser erbium à fibre de largeur spectrale plus faible que le laser Raman précédent. Ce laser Erbium est un laser en anneau, de faible puissance (1 mW), accordable de 1530 à 1560 nm. Il est polarisé et présente une largeur spectrale à 3dB de 0,055nm (7 GHz). Il est amplifié par un amplificateur erbium forte puissance pour constituer la pompe d'un amplificateur paramétrique. La fibre amplificatrice utilisée est la fibre 3. Comme dans les cas précédents, notre étude commence par une observation et une comparaison des spectres mesurés en entrée et en sortie de la fibre non linéaire. La Figure 2.33, représentant ces spectres optiques, montre que le spectre de la pompe ne semble pas être déformé au cours de la propagation. Cette observation est faite dans la limite de la résolution de l'analyseur de spectre optique (0,1 nm). De plus, on peut constater qu'un processus paramétrique s'effectue. En effet, le lobe d'émission spontanée amplifiée à 1540 nm, caractéristique de l'amplificateur EDFA forte puissance, qui est présent en entrée de la fibre, est dupliqué symétriquement par rapport à la longueur d'onde de pompe dans la fibre non linéaire.

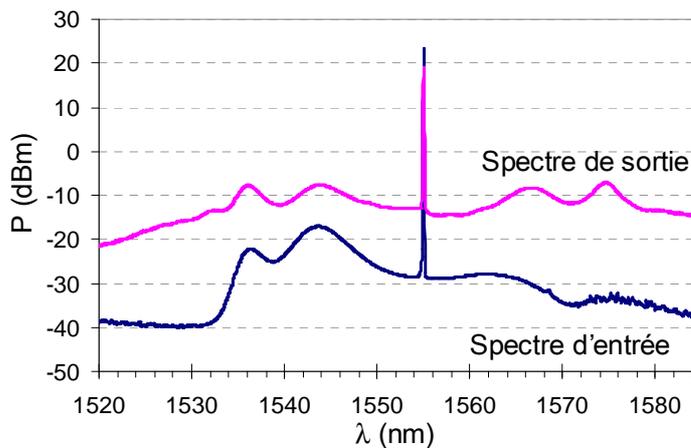


Figure 2.33 : Spectres optiques mesurés en entrée et sortie la fibre 3. La pompe est un laser erbium amplifié par un EDFA ($P_p = 515$ mW).

On a ensuite essayé d'amplifier un signal par processus paramétrique. A partir du spectre optique, il est difficile de vérifier si le signal est amplifié ou non. En effet, la

puissance optique à la longueur d'onde signal augmente avec la puissance de pompe, mais le niveau de bruit également. Comme le niveau de bruit est très important et le rapport signal à bruit très faible, de l'ordre de 8 dB mesuré dans 0,1 nm pour une puissance de pompe de 230 mW, on peut supposer que seul le niveau de bruit augmente et non la puissance du signal. Afin de vérifier si le signal n'est pas dégradé, on souhaite observer plus précisément son spectre optique. Cependant, la résolution d'un analyseur de spectre optique ne permet pas une analyse assez fine (résolution minimale: 1,25 GHz). Avec un analyseur de spectre électrique, une résolution de l'ordre du MHz est possible, le signal optique est donc transposé dans une bande de fréquence électrique par une détection hétérodyne. Le dispositif utilisé est décrit à la Figure 2.34. Le signal à analyser, de fréquence optique ν_s , est sélectionné par un filtre puis couplé à une onde optique de référence, de fréquence optique ν_o et de largeur spectrale d'environ 100 kHz. On analyse électriquement le spectre du signal de battement, à la fréquence $\nu_s - \nu_o$. Le signal à analyser, de fréquence ν_s , est filtré par le monochromateur d'un analyseur de spectre optique, il réalise une très bonne sélection (largeur à mi-hauteur = 0,08 nm, atténuation de la pompe > 50 dB). Mais ce filtre présente également une forte atténuation du signal (~ 20 dB), si bien qu'un amplificateur optique est nécessaire en sortie. Pour maximiser le signal de battement, un cube séparateur de polarisation (PBS) aligne les états de polarisation du signal à analyser et du signal optique de référence. Deux contrôleurs de polarisation de Lefèvre permettent de régler les états de polarisation et ainsi de réduire les pertes du PBS. Le détecteur optique a une bande passante de 40 GHz, le signal de battement est généralement autour de 20 GHz pour bien le séparer de la bande de base. La pompe a une largeur spectrale de 7 GHz maximum, donc théoriquement la largeur spectrale maximale à mesurer est 14 GHz.

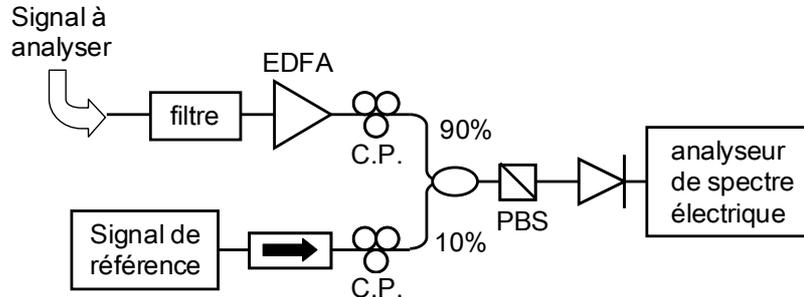


Figure 2.34 : Détection hétérodyne pour l'analyse spectrale fine d'un signal. (C.P. : contrôleur de polarisation, PBS : cube séparateur de polarisation)

La longueur d'onde de pompe est 1555 nm et celle du signal à amplifier 1550 nm. En sortie d'amplificateur paramétrique, on analyse avec le dispositif précédent les spectres du signal et de l'onde conjuguée. Les résultats de ces mesures sont illustrés par la Figure 2.35. Les premiers spectres, sans pompe, représentent la composante du signal très fine et la limite de sensibilité de l'analyseur de spectre électrique pour les bandes signal et conjuguée. Lorsque la puissance de pompe augmente, on constate que le signal n'est pas amplifié. En effet, la puissance de la composante signal diminue et finit par disparaître alors qu'un important piédestal augmente progressivement. Pour l'onde conjuguée, aucune copie du signal n'apparaît, seul le bruit en piédestal est dupliqué à la longueur d'onde de l'onde conjuguée. On peut conclure de ces observations que le laser à fibre transfère de l'énergie aux longueurs d'onde signal et onde conjuguée. Cependant, ce transfert d'énergie ne peut pas être considéré comme une amplification car le signal est complètement dégradé.

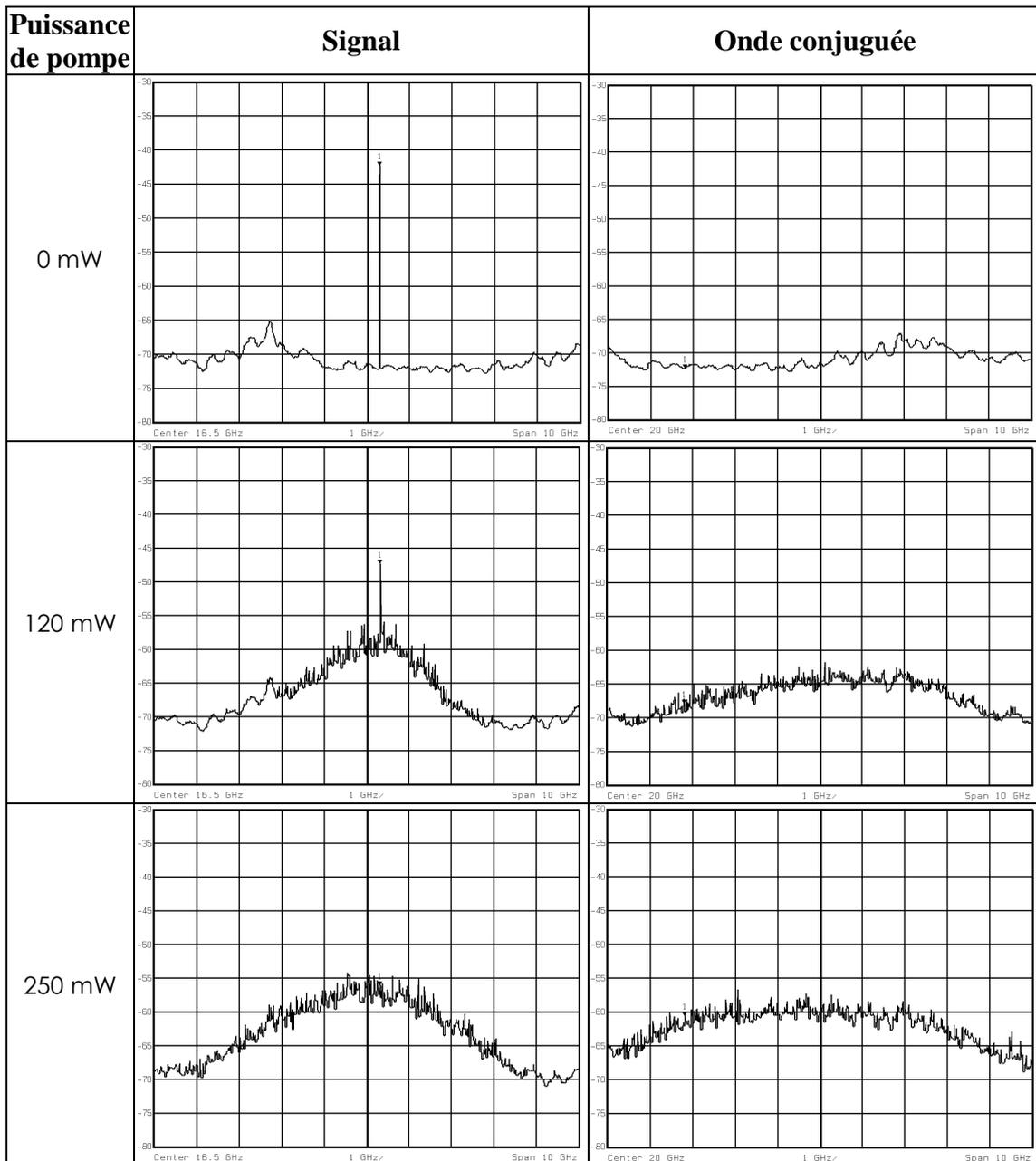


Figure 2.35 : Spectres du signal et de l'onde conjuguée obtenus par détection hétérodyne pour différentes puissances de pompe dans le cas d'une pompe constituée d'un laser erbium. (Echelles : 5 dB/div, 1 GHz/div)

e- Conclusion

De ces différents essais expérimentaux, nous pouvons tirer quelques conclusions sur la nature de la pompe paramétrique. Cette pompe doit fournir une onde obtenue par émission stimulée. De plus, son spectre doit être monomode longitudinalement. Dans le cas d'une émission spontanée ou d'une pompe multimode, le spectre de la pompe se déforme au cours de la propagation et ne peut pas participer efficacement à l'amplification paramétrique. Les tentatives d'amplification paramétrique avec des lasers à fibre n'ont pas abouti au résultat escompté. En effet, le régime de faible dispersion anormale à la longueur d'onde de pompe, nécessaire à l'amplification paramétrique, favorise les échanges d'énergie entre les modes de la pompe et induit une déformation du spectre de la pompe. Un processus de mélange à quatre ondes entre la pompe et le signal a lieu car une onde conjuguée est générée. Cependant, la

qualité du signal est dégradée, notamment son rapport signal à bruit. On ne peut pas qualifier ce transfert d'énergie d'amplification. Les causes de ces phénomènes sont assez complexes et leur étude a été amorcée à l'université de Besançon [76]. Etant donné la largeur spectrale des sources testées, le seuil Brillouin des fibres n'a été atteint dans aucune des expériences que nous avons présentées.

3) Moduler la pompe

Nous venons de voir que la réalisation d'amplification paramétrique avec une pompe à spectre large restait assez délicate. Une alternative pour s'affranchir de la diffusion Brillouin stimulée consiste à utiliser une onde de pompe ayant un spectre fin et d'élargir ce spectre par une modulation.

a- Moduler en amplitude

Si on considère l'histoire des amplificateurs paramétriques à fibre, la modulation en amplitude a été la première technique utilisée pour éviter l'effet Brillouin. Si la durée des impulsions de pompe est inférieure à la durée de vie des phonons acoustiques produits par effet Brillouin, la diffusion Brillouin ne devient jamais stimulée. La modulation en amplitude permettait, de plus, d'atteindre de fortes puissances crêtes, très utiles pour réaliser un gain paramétrique dans des fibres à faible confinement optique et donc faiblement non linéaire. Cependant, une pompe modulée en amplitude produit un gain modulé en amplitude, ce qui demeure inenvisageable pour une application des amplificateurs paramétriques dans les systèmes de télécommunications. La fréquence de modulation de la pompe devrait être accordée au débit des canaux à amplifier et les canaux et la pompe devraient être synchronisés.

b- Moduler directement une diode laser

Pour élargir le spectre optique d'un laser, il est aussi possible de moduler le courant de commande de la diode laser. J. Blows et S. French ont essayé cette technique pour une pompe paramétrique [77]. En modulant le courant de commande par un signal carré de fréquence 333 kHz (taux de modulation = 10 %), le spectre d'émission du laser s'élargit de 1 MHz à 6 GHz. Avec un format de modulation simple, le spectre de la pompe peut donc être facilement étendu. Pour des fréquences de modulation de l'ordre du kHz, l'élargissement du spectre est dû à des effets thermiques [78]. Toutefois, la modulation du courant induit également une modulation d'amplitude. Pour compenser la variation de puissance de la pompe, J. Blows et S. French réalisent en sortie de la diode une modulation en amplitude externe. Le signal de commande du modulateur Mach-Zehnder est le même que celui modulant le courant de la diode. Ils ne mentionnent aucun problème relatif à ce dispositif. Toutefois, la mise en œuvre de la compensation de la modulation d'amplitude de la pompe semble délicate car si celle-ci n'est pas parfaitement adaptée, elle entraîne une modulation supplémentaire. De plus, une compensation parfaite paraît irréalisable. Cette pompe risque finalement de présenter un bruit relatif d'intensité (RIN) très élevé qui sera transmis au signal lors de l'amplification. Ce point sera abordé au cours du chapitre 3.

c- Moduler en phase

Pour conserver une pompe avec une puissance continue, la modulation de phase externe a rapidement été envisagée. C'est actuellement la technique la plus répandue dans les modules de pompage des amplificateurs paramétriques à fibre. Dans la

référence [68], les auteurs étudient le format de modulation qui permet d'élever au mieux la puissance seuil de l'effet Brillouin. Concernant, la modulation de phase par une séquence binaire, ils montrent qu'une séquence périodique modulant la phase entre 0 et π ne multiplie le seuil que par 2,5 alors que pour une séquence aléatoire, le seuil Brillouin augmente avec le débit de la séquence. Un signal modulant constitué de quatre fonctions sinusoïdales a ensuite été proposé [79]. Avec les fréquences 70, 245, 860 et 3000 MHz, le seuil Brillouin d'une fibre a été augmenté de 17 dB. Le but de ces différents formats de modulation est de diviser la raie laser en une multitude de raies afin de réduire la puissance pic du spectre optique et d'occuper une bande spectrale plus importante. Une séquence pseudo aléatoire, de type NRZ (non retour à zéro), de débit D et avec une longueur de mot N divise la composante laser en N raies espacées de D/N Hz. Le spectre de la pompe occupe donc une bande spectrale de largeur D . Une représentation schématique du spectre de pompe obtenu par cette modulation est donnée par la Figure 2.36.

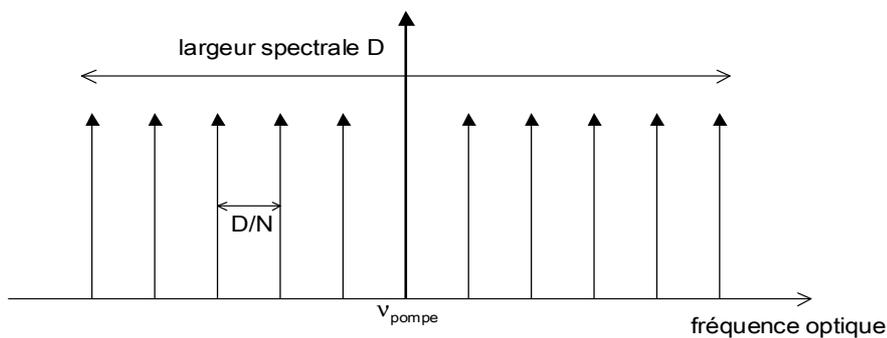


Figure 2.36 : Effet sur le spectre de la pompe d'une modulation par une séquence binaire aléatoire de débit D et de longueur N bits.

La combinaison de quatre signaux sinusoïdaux produit 3^4 raies espacées de la plus petite des fréquences. Théoriquement, la première fréquence, f_1 , est choisie de l'ordre de la largeur du gain Brillouin de la fibre, soit environ 80 MHz. La deuxième fréquence, f_2 , doit supérieure ou égale à trois fois f_1 , la troisième, f_3 , à trois fois f_2 et ainsi de suite. Le coefficient multiplicateur 'trois' est choisi pour élargir au maximum le spectre de la pompe. La largeur finale du spectre de la pompe vaut alors $2.(f_1 + f_2 + f_3 + \dots)$. Pour atteindre une largeur finale minimum de 3,5 GHz, quatre fréquences suffisent. La Figure 2.37 représente l'effet sur le spectre de la pompe d'une modulation par deux signaux sinusoïdaux de fréquences f_1 et f_2 . L'inconvénient de ce format de modulation réside dans le choix des fréquences électriques. En pratique, certaines fréquences ont plus d'influence sur la réduction de l'effet Brillouin que d'autres, le choix des fréquences est propre à chaque fibre et dépend sans doute des imperfections des fibres. Pour obtenir un spectre dont les puissances sont équiréparties entre les raies, chaque signal sinusoïdal doit présenter une tension pic-pic équivalente à une différence de phase de $0,9 \pi$.

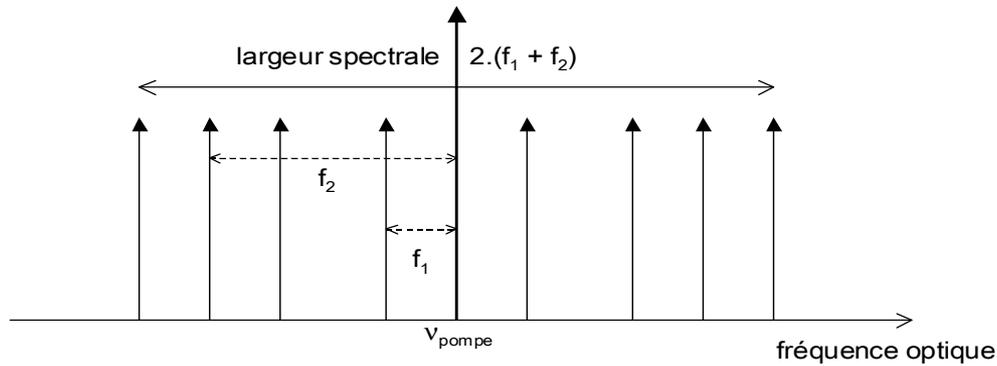


Figure 2.37 : Effet sur le spectre de la pompe d'une modulation par deux signaux sinusoïdaux de fréquences f_1 et f_2 telles que $f_2 > 3. f_1$.

4) Réalisation expérimentale du module de pompage

En prenant en compte les conclusions des études théoriques et expérimentales présentées ci-dessus, un module de pompage a été assemblé afin de produire une amplification paramétrique efficace. Son architecture est décrite par la Figure 2.38. La pompe est constituée d'une source laser monomode, faible puissance et continue. Le laser utilisé est un laser à cavité externe de largeur spectrale 150 kHz. Pour notre étude, il est accordable en longueur d'onde de 1530 à 1590 nm afin de s'adapter à la dispersion des différentes fibres. L'onde de pompe traverse ensuite un modulateur de phase à niobate de lithium avant d'être amplifiée par un premier amplificateur à fibre dopée erbium, EDFA₁. Le modulateur de phase est commandé par un dispositif électronique constitué d'un générateur de signal électrique et d'un amplificateur électrique. En sortie du premier EDFA, la pompe est filtrée optiquement afin de réduire le bruit généré dans l'amplificateur erbium. Le filtre optique est un filtre passe-bande accordable, centré sur la longueur d'onde de pompe et de largeur à mi-hauteur 0,34 nm. La puissance de la pompe est environ 25 mW en entrée du second EDFA. Cet EDFA est un amplificateur forte puissance qui permet d'obtenir une puissance de pompe de 1 W.

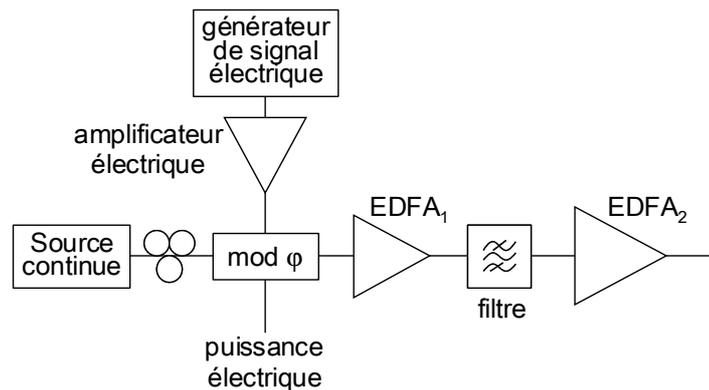


Figure 2.38 : Architecture du module de pompage d'un amplificateur paramétrique à fibre.

L'efficacité de deux formats de modulation a été testée avec la fibre 4. Le dispositif expérimental mis en œuvre est décrit par la Figure 2.39. La puissance de l'onde Brillouin rétro-diffusée est mesurée sur un analyseur de spectre optique en fonction de la puissance de pompe injectée. Les pertes subies par la pompe sont également mesurées simultanément. Un premier format de modulation est tout d'abord testé. Il s'agit d'une séquence binaire pseudo-aléatoire (PRBS), de type NRZ, de débit 3,5 Gb/s, la longueur de la séquence est de $2^7 - 1$ bits. Ce signal module la phase de la

pompe entre 0 et π . Il étend le spectre de la pompe sur 3,5 GHz, ce qui est suffisant pour élever le seuil Brillouin de la fibre 4 au dessus de 600 mW. Le second format est constitué de quatre sinusoïdes de fréquences 119, 532, 942 et 1 810 MHz. Ces fréquences ont été déterminées d'une façon complètement empirique, en prenant comme point de départ la répartition théorique, 100 MHz, 300 MHz, 900 MHz et 2,7 GHz et en minimisant les pertes. En effet, la répartition de fréquences théorique n'est pas la plus efficace vis à vis de l'effet Brillouin dans notre fibre. Pour les deux formats de modulation, l'évolution de la puissance de l'onde Brillouin rétro-diffusée en fonction de la puissance de pompe est donnée par la Figure 2.40. On remarque que le format PRBS est très efficace car le seuil Brillouin obtenu est supérieur à la puissance de pompe disponible (580 mW). Dans le cas de la combinaison des sinusoïdes, l'accroissement espéré du seuil Brillouin n'a pas été atteint puisque le seuil mesuré est de 380 mW. Cependant, la puissance électrique délivrée par le générateur électrique et appliquée au modulateur de phase n'était pas suffisante. Dans notre cas, le taux de modulation appliqué correspondait à une différence de phase de $2/3 \pi$ pour chacune des fréquences électriques au lieu de $0,9 \pi$.

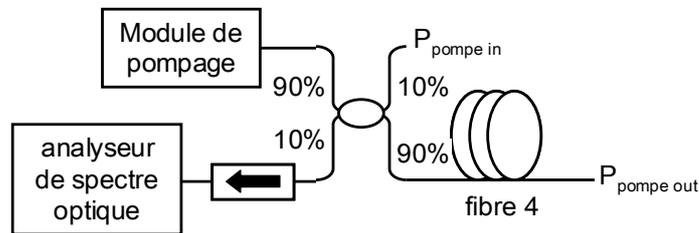


Figure 2.39 : Dispositif de mesure de la diffusion Brillouin rétro-diffusée.

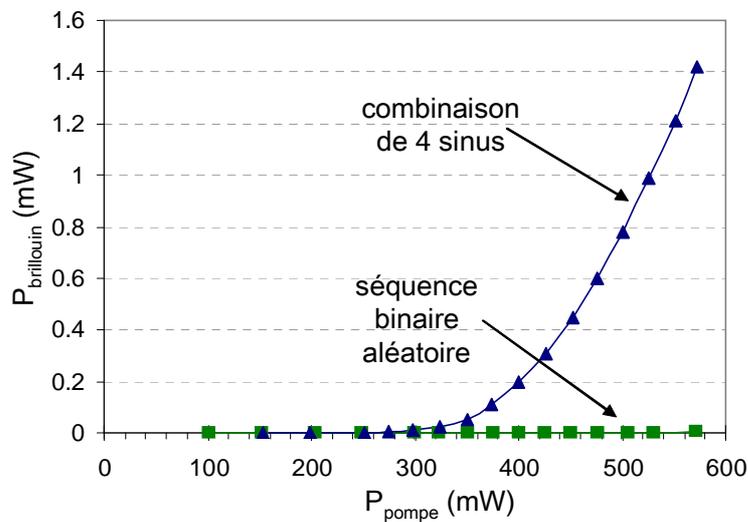


Figure 2.40 : Puissance Brillouin rétro-diffusée dans la fibre 4 en fonction de la puissance injectée pour deux formats de modulation de phase différents.

Il a également été vérifié que ce module de pompage produit une amplification paramétrique efficace, c'est-à-dire que le signal n'est pas dégradé et que l'énergie est effectivement transférée sous forme de photon signal et non sous forme de bruit. La pompe et un signal sont injectés dans la fibre 3. La pompe est constituée suivant le dispositif de la Figure 2.38, le format de modulation utilisé est une séquence pseudo-aléatoire à 3,3 Gb/s. La longueur d'onde de pompe est 1555 nm et sa puissance 200 mW. Le signal est placé à la longueur d'onde 1550 nm. En sortie de l'amplificateur, le spectre du signal amplifié est analysé grâce au dispositif de la Figure 2.34. Le spectre mesuré est représenté par la Figure 2.41. Contrairement au cas

de l'amplification par un laser Erbium, le spectre du signal reste inchangé et aucun bruit n'apparaît au pied du signal. L'augmentation de la puissance signal en présence de la pompe correspond donc bien à une amplification.

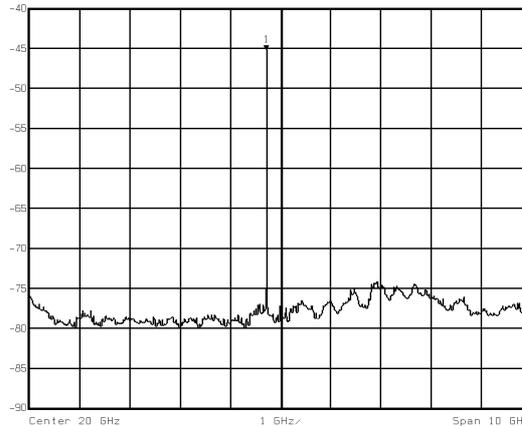


Figure 2.41 : Spectre du signal amplifié par le module de pompage de la Figure 2.38. (Echelles : 5 dB/div, 1 GHz/div)

III. Conclusion

Le chapitre 1 a montré qu'il est difficile d'obtenir une bande de gain paramétrique simultanément large et plate. De plus, seule la moitié de la bande existante peut être utilisée pour amplifier des canaux étant donné que les ondes conjuguées, générées sur la deuxième moitié, induiraient une diaphotie.

Le chapitre 2 concerne la mise en œuvre expérimentale d'un amplificateur paramétrique à fibre. Quelques solutions ont été proposées pour résoudre les problèmes exposés dans le chapitre 1, c'est-à-dire exploiter la bande complète et aplanir la bande de gain. Mais de nouvelles difficultés ont également été soulevées : les fluctuations longitudinales de la dispersion le long de la fibre non linéaire déforment la courbe de gain paramétrique et la puissance de pompe requise est supérieure à la puissance seuil de l'effet Brillouin. Dans la première partie de ce chapitre, nous avons cherché à optimiser la bande de gain de l'amplificateur paramétrique et dans la seconde partie, nous avons étudié différents moyens de pompage optiques.

Tout d'abord, afin de bénéficier des deux zones d'amplification situées de part et d'autre de la pompe, une architecture d'amplificateur paramétrique a été proposée. Grâce à cette architecture, une bande est amplifiée dans un sens de propagation et la deuxième dans l'autre sens. Comme le mélange à quatre ondes ne se produit qu'entre ondes co-propagatives, ces deux bandes ne se perturbent pas. Les limites imposées par les fluctuations de la dispersion le long de la fibre ont, ensuite, été mises en évidence. L'efficacité de l'amplification paramétrique repose sur le maintien le long de la fibre d'un accord de phase entre les ondes. Si la dispersion fluctue, l'accord de phase est perturbé et la courbe de gain est complètement déformée. D'après une étude numérique et expérimentale, on peut conclure que pour minimiser leur influence sur la courbe de gain paramétrique, il est préférable de choisir une longueur d'onde de pompe supérieure à la longueur d'onde de dispersion nulle moyenne. Il est évidemment également préférable de choisir une fibre avec des fluctuations de faible amplitude. Une solution pour réduire les fluctuations de dispersion consiste à choisir une fibre courte. De plus, au cours de l'étude, nous avons pu remarquer que pour certaines cartographies longitudinales de dispersion et pour une longueur d'onde de

pompe particulière, la courbe de gain se trouve aplaniée du fait des variations de dispersion même si le gain maximum est plus faible que celui attendu. A partir de cette constatation, on pourrait imaginer une fibre dont les variations longitudinales de la dispersion seraient contrôlées et déterminées afin de produire une courbe de gain paramétrique avec une faible excursion de gain sur la bande. Toutefois, cette idée reste utopique puisque pour le moment, le contrôle fin de la dispersion reste très délicat lors de la fabrication des fibres optiques.

Dans la seconde partie du chapitre 2, différentes techniques sont envisagées quant au choix de la pompe paramétrique. Le but de cette étude est de concilier les besoins de l'amplification paramétrique et les contraintes imposées par la diffusion Brillouin. Comme l'amplification paramétrique nécessite une puissance de pompe largement supérieure à la puissance seuil de l'effet Brillouin, on cherche à accroître cette puissance seuil. Deux voies de recherche ont été explorées. Pour accroître le seuil Brillouin, il est possible soit de modifier les paramètres de la fibre, soit d'utiliser une pompe avec une largeur spectrale suffisante. Concernant la modification des paramètres de la fibre, les principales techniques risquent d'induire des fluctuations supplémentaires de la dispersion et donc de perturber l'amplification. La seule solution, qui paraît envisageable vis à vis de l'amplification paramétrique, consiste à diviser la fibre non linéaire en plusieurs sections séparées par des isolateurs optiques. Toutefois ce dispositif ne peut suffire car il n'élève pas suffisamment le seuil de l'effet Brillouin. Finalement, pour s'affranchir efficacement de la diffusion Brillouin, la pompe paramétrique doit donc présenter une certaine largeur spectrale minimum. Cette contrainte sur la largeur spectrale se relâche si l'on combine les techniques anti-Brillouin ou si l'on réduit la puissance de pompe requise en utilisant une fibre avec un coefficient non linéaire plus élevé.

Finalement, nous avons essayé de déterminer une pompe qui réponde aux besoins de l'amplification paramétrique et qui satisfasse les contraintes de la diffusion Brillouin. Après plusieurs essais infructueux de différents types de pompe, nous avons conclu que la pompe d'un amplificateur paramétrique doit présenter une structure monomode longitudinale. Pour la réalisation expérimentale d'un amplificateur paramétrique, la pompe utilisée est finalement constituée d'une source continue faible puissance et de spectre fin (de l'ordre de 150 kHz). Avant d'être injectée dans la fibre non linéaire, le spectre de cette pompe est élargi par une modulation de phase externe et l'onde est ensuite amplifiée par des amplificateurs erbium afin d'atteindre la puissance requise pour l'amplification paramétrique. La pompe, qui vient d'être décrite, ne constitue pas la pompe idéale au regard de sa complexité. Cependant, aucune autre solution de pompage n'a jusqu'à présent produit de gain paramétrique. Ce module de pompage est donc un dispositif de laboratoire très utile pour l'étude des amplificateurs paramétriques.

Chapitre 3 : Les sources de distorsion du signal dans un amplificateur paramétrique

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté la mise en œuvre expérimentale d'un amplificateur paramétrique à fibre pompé par une longueur d'onde. Après avoir réalisé un amplificateur qui produit un gain large bande, nous nous intéressons maintenant à la qualité de l'amplification. En effet, pour pouvoir être utilisés dans un système de transmission optique, les amplificateurs paramétriques doivent, certes, apporter du gain aux canaux, mais ils ne doivent pas brouiller l'information portée par ces canaux. L'amplification doit donc se réaliser sans distorsions des canaux. Dans ce chapitre, nous allons étudier les différentes sources de déformations spectrales possibles. Dans la première partie, nous verrons que le dispositif anti-Brillouin appliqué à la pompe peut engendrer une perturbation de l'amplification. Dans la deuxième partie, le transfert au signal du bruit d'intensité de la pompe par l'intermédiaire du gain paramétrique est étudié numériquement et expérimentalement. Finalement, la troisième partie est consacrée aux sources de diaphotie lors de l'amplification de plusieurs canaux multiplexés en longueurs d'onde.

I. Effet de la modulation de phase de la pompe

Le chapitre précédent a montré qu'il est nécessaire d'appliquer une modulation de phase externe à la pompe afin d'élargir son spectre et de s'affranchir de la diffusion Brillouin. Ce dispositif de pompage permet de produire un gain paramétrique efficace. Cependant, nous devons vérifier que la modulation de phase de la pompe n'induit pas d'effets secondaires sur le signal et notamment que les informations portées par les canaux ne sont pas dégradées.

1) Principe théorique

a- Approche simplifiée

La génération du gain paramétrique repose essentiellement sur la relation d'accord de phase entre la pompe et le signal. Une modification de la phase de la pompe peut donc entraîner un changement de l'accord de phase et donc du niveau de gain. Comme la fréquence optique est liée à la phase par une dérivation temporelle selon l'équation 3.1, une variation de la phase de la pompe correspond également à une variation de sa fréquence optique autour de la porteuse ν_p .

$$\nu(t) = \nu_p - \frac{1}{2\pi} \frac{d\varphi}{dt} \quad \text{équation 3.1}$$

Dans le cas d'une modulation de la phase de la pompe par une séquence binaire entre 0 et π , à chaque transition entre les bits de la séquence, la pompe peut subir un saut de phase brutal et instantané d'amplitude π . Ce saut de phase est équivalent à un décalage fréquentiel instantané. Au regard des mesures des spectres de gain en fonction de la longueur d'onde de pompe du chapitre 2, on peut s'attendre à ce qu'une variation instantanée de la fréquence optique de la pompe provoque une variation instantanée du gain paramétrique. Si la phase de la pompe est modulée par

une séquence binaire avec des temps de montée (10% - 90%) de 38,5 ps, d'après l'équation 3.1, sa fréquence optique sera décalée de -83,6 GHz pour les fronts de phase montants et de +83,6 GHz pour les fronts descendants. Trois courbes de gain paramétrique ont été calculées numériquement pour des ondes de pompe continues, monochromatiques, non modulées en phase. La première courbe de gain est obtenue pour une longueur d'onde de pompe de 1553,1 nm, la deuxième pour une pompe dont la fréquence optique est décalée de -83,6 GHz par rapport au premier cas et la troisième courbe correspond à une pompe dont la fréquence optique est décalée de +83,6 GHz. Dans les trois cas, la puissance de la pompe vaut 500 mW et les paramètres de la fibre non linéaire sont les suivants : $L = 490$ m, $\alpha = 0,55$ dB/km, $\lambda_0 = 1553,1$ nm, $\beta_3 = 9,82 \cdot 10^{-41}$ ps³/km (ce qui correspond à une pente de dispersion de 0,06 ps.nm⁻².km⁻¹), $\beta_4 = -4,85 \cdot 10^{-55}$ ps⁴/km, $\gamma = 10,5$ W⁻¹.km⁻¹. Les spectres de gain paramétrique sont calculés avec un signal unique, monochromatique et continu, de puissance -40 dBm (soit 0,1 μW) dont on fait varier la longueur d'onde. Les résultats de ces simulations sont représentés par la Figure 3.1. Pour ces simulations, l'amplificateur n'est pas saturé.

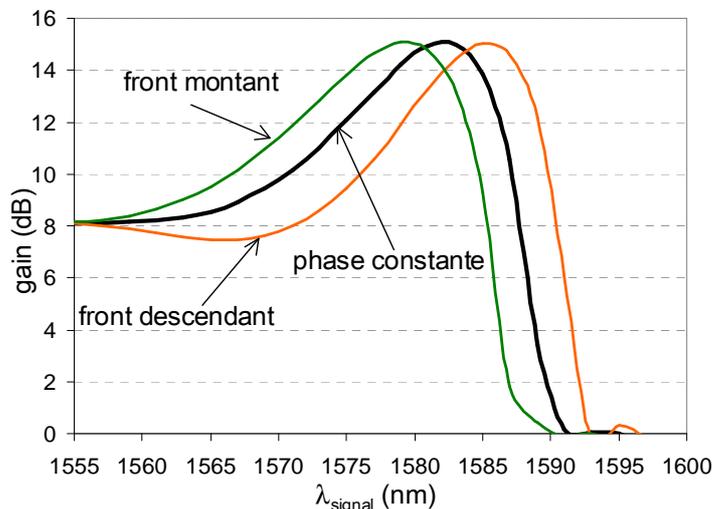


Figure 3.1: Influence des variations instantanées de la fréquence optique de la pompe sur la courbe de gain paramétrique.

Les modifications du gain illustrées par la Figure 3.1 n'ont lieu qu'en des instants très précis, lorsque la phase de la pompe change de valeur. Le signal va donc subir une amplification constante la majeure partie du temps, à l'exception des instants correspondant aux sauts de phase de la pompe. Pour illustrer cet effet, nous avons simulé l'amplification paramétrique d'un signal modulé en amplitude par une pompe dont la phase est modulée entre 0 et π par une séquence aléatoire. La pompe a une longueur d'onde de 1553,1 nm et une puissance de 500 mW. La fibre non linéaire est la même que précédemment. Le signal a une longueur d'onde de 1574,5 nm. Les champs électriques de la pompe et du signal sont tout d'abord définis dans le domaine temporel, puis ajoutés dans le domaine spectral. Afin de s'approcher d'un cas réaliste avec des temps de montée non nuls, l'évolution temporelle de la phase de la pompe est calculée à partir d'une séquence temporelle idéale (temps de montée nul) dont la distribution spectrale est filtrée par un filtre gaussien de largeur de 15 GHz à 1/e. Par ce filtrage, la phase de la pompe varie aléatoirement entre 0 et π , avec un temps de montée de 38,5 ps. Le débit de la modulation de phase est 3 Gbit/s. Le signal est défini dans le domaine temporel d'une façon assez similaire. L'évolution temporelle de sa puissance est déterminée à partir d'une séquence aléatoire à 10 Gbit/s, dont le spectre est filtré par un filtre gaussien de largeur de 14,3 GHz à 1/e. La propagation

de ces deux champs électriques le long de la fibre est alors simulé par intégration numérique de l'équation de Schrödinger. Ces simulations ne prennent pas en compte les fluctuations longitudinales de dispersion et l'effet Raman. La Figure 3.2 montre l'évolution temporelle de la puissance optique de ce signal en sortie de l'amplificateur paramétrique (en noir) ainsi que celle de la phase de la pompe en entrée de l'amplificateur (en gris). On constate que les fronts montants et descendants des bits de phase induisent des déformations sur les bits du signal. Ainsi, pour les fronts montants, le signal est sur-amplifié de 1,53 dB alors que, pour les fronts descendants, il est sous-amplifié de 2,28 dB.

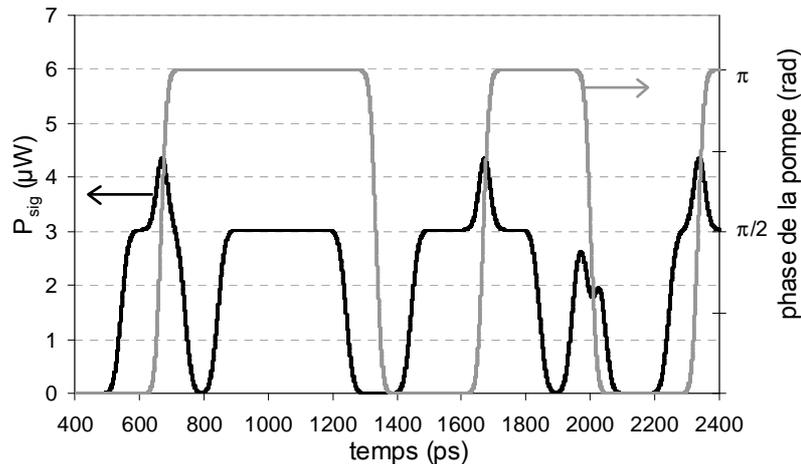


Figure 3.2 : Evolution temporelle de la phase de la pompe et influence des variations de phase sur la puissance d'un signal amplifié.

b- Evaluation de la qualité du signal amplifié

Afin d'étudier plus précisément cet effet secondaire de la modulation de phase de la pompe, nous allons définir des critères pour évaluer la qualité du signal. Lors des études expérimentales, le critère de qualité reposera sur le taux d'erreurs binaires. Toutefois, ce critère ne peut pas être utilisé pour les études numériques car il nécessiterait un nombre beaucoup trop important de simulations pour obtenir une statistique valable. Un second critère sera donc utilisé : l'ouverture de l'œil. Avec ces deux critères, nous analyserons l'influence du format de la modulation de phase ainsi que celle de la position du canal dans la bande spectrale d'amplification. Les mêmes conclusions pourront être formulées quant aux tendances et aux optimums. Cependant, la dégradation de la qualité du signal ne pourra pas être identiquement quantifiée car les deux critères de qualité ne peuvent pas être simplement déduits l'un de l'autre.

(i) Critère de qualité expérimental : la pénalité sur le rapport signal à bruit optique

Dans un système de transmission numérique par fibre optique, les données sont codées sous forme de « 1 » et de « 0 », les bits « 1 » sont généralement représentés par une impulsion lumineuse et les « 0 » par une absence d'impulsion lumineuse. En fin de transmission, le signal est détecté et suivant si la puissance est supérieure ou inférieure à une puissance seuil fixée, il est décidé s'il s'agit d'un « 1 » ou d'un « 0 ». Pour juger de la qualité d'un signal transmis, il suffit donc de comparer la séquence de bits détectée en fin de transmission à celle émise. On définit alors un critère de qualité absolu par le taux d'erreurs binaires (TEB) qui correspond au nombre d'erreurs sur le nombre de bits transmis.

$$TEB = \frac{\text{nombre d'erreurs}}{\text{nombre de bits transmis}} \quad \text{équation 3.2}$$

Pour assurer une bonne qualité de transmission, les opérateurs de télécommunication fixent un taux d'erreurs maximum que les systèmes de transmission ne doivent pas excéder. Cette limite varie de 10^{-12} à 10^{-15} , lorsque les codes correcteurs d'erreurs ne sont pas employés. A un débit de 10 Gbit/s, un taux d'erreurs binaires de 10^{-12} correspond à une erreur toutes les 100 s. Pour garantir une mesure statistiquement valable, un nombre suffisant d'erreurs doit être détecté, environ 50. La mesure dure donc 1 h 30 min. Pour faciliter les mesures de taux d'erreurs, on dégrade généralement la qualité des signaux avant détection pour atteindre des taux d'erreurs mesurables plus rapidement, puis on extrapole les résultats. Une des techniques de dégradation de la qualité des signaux consiste à diminuer leur rapport signal à bruit optique (OSNR). Ceci est mis en œuvre en atténuant le signal en entrée du pré-amplificateur du système de détection. La Figure 3.3 décrit le banc de mesure que nous utilisons lors des mesures de taux d'erreurs binaires. Un signal optique est injecté en A dans le dispositif à tester. Dans notre cas, il s'agit d'un amplificateur paramétrique à fibre. L'émetteur (Tx) est constitué d'une source laser continue et d'un modulateur d'amplitude de type Mach-Zehnder commandé par un générateur de données électriques. La séquence binaire est émise au débit de 10 Gbit/s et elle est connue. En sortie de dispositif, point B, le signal est détecté. Un analyseur de transmission compare la séquence détectée à celle émise et calcule le taux d'erreurs binaires. Le système de détection est tout d'abord constitué d'un atténuateur variable Att_1 placé devant un amplificateur erbium. Ceci permet de contrôler et de dégrader le rapport signal à bruit du signal. Le rapport signal à bruit est mesuré dans une bande de 0,1 nm sur un analyseur de spectre optique. Le signal est ensuite filtré optiquement par un filtre de largeur à mi-hauteur 0,23 nm afin de réduire le bruit de battement émission spontanée – émission spontanée. Un second atténuateur variable permet de contrôler la puissance à l'entrée du récepteur (Rx) et de réaliser des mesures à puissance constante. Le récepteur est composé d'une photodiode, d'un filtre électrique de largeur à mi-hauteur 7 GHz, d'une récupération d'horloge et d'une bascule de décision. Le taux d'erreur binaire est mesuré en fonction du rapport signal à bruit pour une puissance optique constante au niveau de la photodiode. Pour chaque série de mesure, le seuil et l'instant de décision sont optimisés pour minimiser le taux d'erreurs binaires.

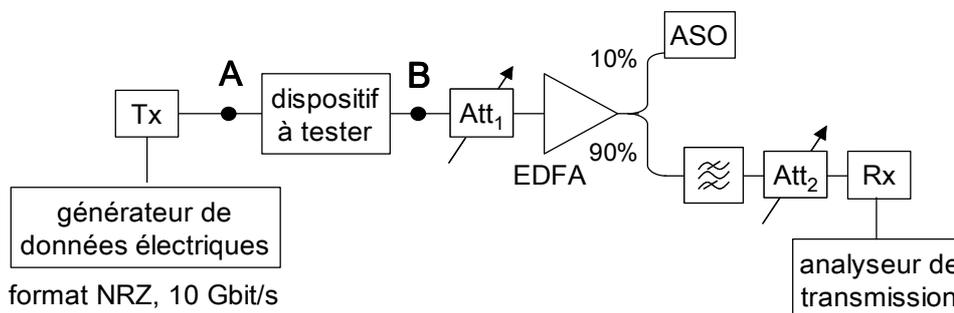


Figure 3.3 : Banc de mesure du taux d'erreurs binaires induit par un dispositif en fonction du rapport signal à bruit optique mesuré à l'entrée du récepteur.

Pour caractériser l'effet du dispositif à tester sur le signal, on effectue deux mesures successives : tout d'abord, en configuration dite en back-to-back, puis, avec le dispositif. En back-to-back, les dispositifs d'émission et de réception sont positionnés l'un à la suite de l'autre : sur la Figure 3.3, le point A est connecté au point B. Deux courbes de taux d'erreurs en fonction du rapport signal à bruit optique sont ainsi

obtenues. Deux exemples de courbes sont représentés à la Figure 3.4. On définit la pénalité en rapport signal à bruit optique à un taux d'erreurs donné comme l'écart en OSNR entre ces deux courbes. Cette pénalité correspond à l'amélioration du OSNR nécessaire pour conserver un taux d'erreurs binaires constant lorsque le dispositif est introduit. L'amélioration du OSNR compense les dégradations induites par le dispositif à tester sur le signal. La pénalité sur le rapport signal à bruit optique permet donc d'évaluer les dégradations apportées par le dispositif.

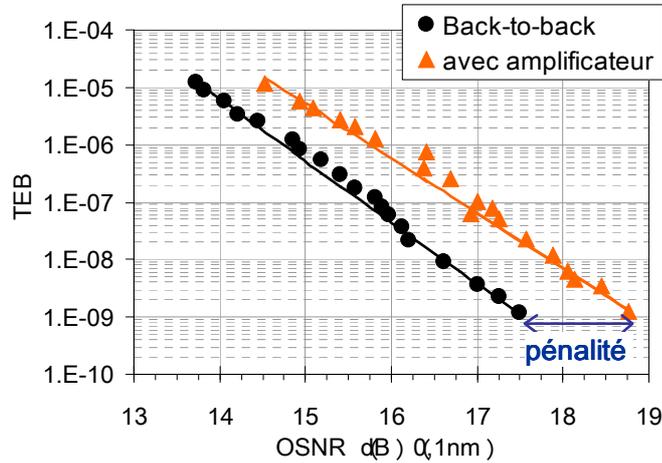


Figure 3.4 : Evaluation de la pénalité en rapport signal à bruit optique (OSNR) par la mesure du taux d'erreurs binaires en fonction du OSNR.

(ii) Critère de qualité de l'étude numérique : l'ouverture de l'œil géométrique

Pour les études numériques, l'évaluation d'un taux d'erreurs binaires nécessiterait un temps de calcul beaucoup trop important et est donc inenvisageable. Nous devons donc utiliser un nouveau critère afin d'estimer les dégradations induites sur le signal par l'amplificateur paramétrique. Ce nouveau critère repose sur l'estimation de l'ouverture du diagramme de l'œil. Le diagramme de l'œil est un outil qui permet d'évaluer visuellement la qualité d'un signal. Il est obtenu en superposant l'ensemble des bits d'une séquence sur un même temps bit. Pour un signal de très bonne qualité, le niveau des bits « 1 » est parfaitement distinguable du niveau des bits « 0 », le diagramme de l'œil est dit ouvert. Par contre, lorsque la qualité du signal se dégrade, la trace des niveaux « 1 » et « 0 » s'épaissit, il est alors plus difficile de discerner les bits « 1 » et « 0 ». On parle d'un œil fermé. La qualité du signal peut alors être quantifiée simplement par l'ouverture de l'œil (OE) définie selon l'équation 3.3.

$$OE = \frac{P_1 - P_0}{2 \langle P \rangle} \quad \text{équation 3.3}$$

où P_1 et P_0 sont respectivement la puissance moyenne des niveaux « 1 » et « 0 » et $\langle P \rangle$ la puissance moyenne du signal. Cette expression suppose que les symboles « 1 » et « 0 » sont équiprobables.

Dans les systèmes amplifiés optiquement, on préfère utiliser une ouverture de l'œil géométrique qui donne une estimation de la pénalité des systèmes plus proche de celle obtenue par des mesures de taux d'erreurs binaires [80]. L'ouverture de l'œil géométrique (Q') est définie par l'équation 3.4.

$$Q' = \frac{\sqrt{P_1} - \sqrt{P_0}}{\sqrt{2 \langle P \rangle}} \quad \text{équation 3.4}$$

Dans cette expression, P_1 et P_0 correspondront dans nos calculs aux cas pires, c'est-à-dire P_1 sera la plus faible puissance du niveau « 1 » et P_0 la plus forte puissance du niveau « 0 ». $\langle P \rangle$ est la puissance moyenne du signal. La qualité du signal sera donc donnée par le cas pire. Pour un signal parfait, l'ouverture de l'œil géométrique vaut 1 et pour un signal complètement dégradé, elle vaut 0.

Nous pouvons également définir une pénalité sur l'ouverture de l'œil géométrique selon l'équation 3.5.

$$P_Q \text{ (dB)} = 20 \log \left(\frac{Q'_{\text{avt}}}{Q'_{\text{après}}} \right) \quad \text{équation 3.5}$$

Q'_{avt} et $Q'_{\text{après}}$ sont les ouvertures de l'œil géométrique du signal calculés respectivement en entrée et en sortie de l'amplificateur paramétrique.

2) Influence du format de la modulation de phase

Dans le chapitre 2, différents formats ont été essayés pour la modulation de phase de la pompe au regard de leur efficacité à accroître la puissance seuil de l'effet Brillouin. Toutefois, nous n'avons pas tenu compte d'éventuels effets secondaires induits sur le signal. Dans ce paragraphe, nous allons estimer la dégradation du signal lorsque la phase de la pompe est modulée soit par une séquence binaire aléatoire, soit par une combinaison de signaux sinusoïdaux.

a- Etude numérique

Pour évaluer l'influence du format de la modulation de phase de la pompe, l'amplification paramétrique d'un signal modulé en amplitude au débit de 10 Gbit/s a été simulée numériquement pour trois formats différents. A chaque fois, les autres paramètres de l'amplificateur restent inchangés. Ils sont les suivants: $L = 300$ m, $\alpha = 0$ dB/km, $\lambda_0 = 1553,1$ nm, $\beta_3 = 1,2 \cdot 10^{-40}$ ps³/km, $\beta_4 = -2,85 \cdot 10^{-55}$ ps⁴/km, $\gamma = 18$ W⁻¹.km⁻¹, $P_p = 500$ mW, $\lambda_p = 1553,1$ nm. La pompe et le signal sont modélisés de la même façon que dans le paragraphe I.1. La longueur d'onde signal est 1577,6 nm et la puissance d'entrée dans l'amplificateur -20 dBm. Le signal est situé à la longueur d'onde qui subit les fluctuations de gain les plus importantes. Nous comparons les trois formats suivants : une séquence binaire aléatoire de débit 3 Gbit/s et de temps de montée (T_m) 27 ps, une seconde séquence binaire aléatoire de débit 3 Gbit/s et de temps de montée 90 ps et une combinaison de quatre signaux sinusoïdaux de fréquences 70 MHz, 245 MHz, 860 MHz et 3 GHz. La profondeur de modulation des séquences binaires est π et celle des signaux sinusoïdaux $0,9 \pi$. Les caractéristiques des signaux sinusoïdaux sont celles utilisées par le laboratoire suédois de l'université de Chalmers dans une de leurs expériences, elles sont optimisées pour supprimer au mieux l'effet Brillouin dans leur fibre non linéaire [79]. Pour les trois cas étudiés, l'ouverture de l'œil géométrique du signal est calculée en entrée et sortie de l'amplificateur. Les résultats sont résumés dans le Tableau 3. Ces résultats ont été obtenus par Arnaud Mussot de l'université de Franche-Comté [81].

On constate que le signal est très dégradé lorsqu'il est amplifié par la pompe dont la phase est modulée par la séquence binaire de temps de montée le plus court, c'est-à-dire avec des fronts montants et descendants les plus abruptes. La pénalité calculée

vaut dans ce cas 3,52 dB. La pénalité la plus faible, 0,77 dB, est obtenue avec la modulation par les signaux sinusoïdaux, c'est-à-dire pour des variations continues de la phase de la pompe. Cette tendance s'explique par le fait que plus la variation de phase de la pompe est brutale, plus l'écart induit sur la fréquence optique de la pompe est important. Une forte variation de la fréquence optique de la pompe provoque une modification du niveau de gain considérable. La puissance signal s'écarte donc de sa valeur nominale et le diagramme de l'œil se ferme.

	Séquence binaire $T_m=27$ ps	Séquence binaire $T_m=90$ ps	Signaux sinusoïdaux
Q' entrée amplificateur	0,99	0,92	0,94
Q' sortie amplificateur	0,66	0,8	0,86
Pénalité (dB)	3,52	1,21	0,77

Tableau 3 : Influence du format de modulation sur la pénalité sur l'ouverture de l'œil géométrique.

b- Mise en évidence expérimentale

(i) Dispositif expérimental

Afin de vérifier l'étude numérique précédente, un amplificateur paramétrique à fibre a été assemblé et la pénalité en OSNR induite par cet amplificateur a été mesurée en l'insérant sur le banc de mesure de la Figure 3.3. Cet amplificateur, décrit par la Figure 3.5, est constitué du module de pompage présenté à la fin du chapitre 2. Ce module de pompage est complété par un filtre passe-bande, filtre_2 , qui supprime le bruit des EDFAs. Ce filtre est composé d'un réseau de Bragg et d'un circulateur optique. Il est centré à la longueur d'onde de pompe $\lambda_p = 1553,3$ nm et a une largeur à mi-hauteur de 0,2 nm. La pompe est injectée dans une fibre non linéaire suivant la voie 90% d'un coupleur et le signal suivant la voie 10%. La fibre non linéaire utilisée dans cette expérience est la fibre 4 dont les caractéristiques sont : $L = 490$ m, $\alpha = 0,56$ dB/km, $\lambda_0 = 1553,1$ nm, pente de la dispersion = $0,03$ ps.nm⁻².km⁻¹, $\gamma = 11,2$ W⁻¹.km⁻¹. En sortie de l'amplificateur, un coupleur extrait une partie de la puissance afin de réaliser une analyse spectrale et notamment de mesurer le gain paramétrique. Sur la voie principale du coupleur, la pompe est séparée du reste du spectre optique par un réseau de Bragg, similaire à celui du module de pompage.

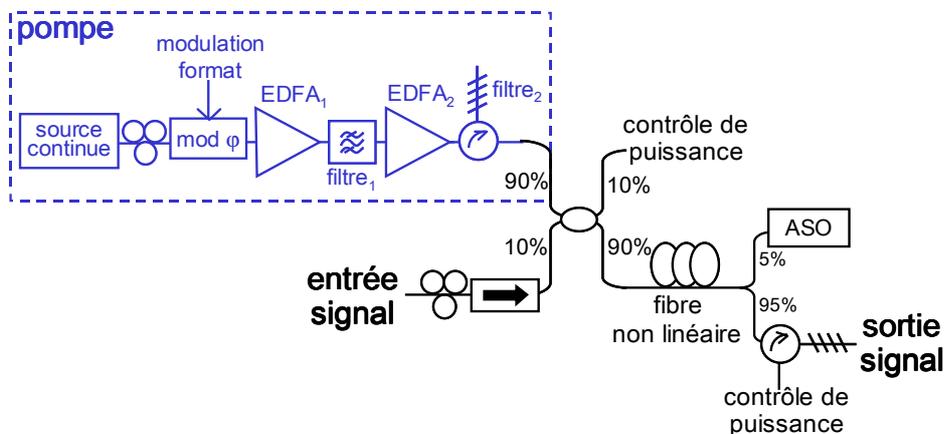


Figure 3.5 : Amplificateur paramétrique utilisé pour étudier l'influence du format de modulation de la phase de la pompe sur la pénalité de l'amplificateur paramétrique.

Comme pour l'étude numérique, trois formats de modulation de la phase de la pompe ont été comparés : deux séquences binaires aléatoires de temps de montée différents

et une combinaison de quatre signaux sinusoïdaux. La première séquence binaire a un débit de 3,5 Gbit/s, une longueur de 2^7-1 bits et un temps de montée de 10 à 90 % de 106 ps. La seconde séquence est obtenue en filtrant la première avec un filtre de Bessel du 1^{er} ordre de largeur à mi-hauteur 3,04 GHz. Elle a un débit de 3,5 Gbit/s, une longueur de 2^7-1 bits et un temps de montée de 145 ps. Les temps de montée ont été mesurés à l'aide d'un oscilloscope numérique à échantillonnage de bande passante 50 GHz. Deux bits de chacune des séquences sont représentés à la Figure 3.6. La tension pic-pic des séquences électriques est réglée de manière à obtenir une profondeur de modulation de π . Le troisième format de modulation est une combinaison de quatre signaux sinusoïdaux de fréquences 120 MHz, 532 MHz, 942 MHz et 2,3 GHz. D'après [79], pour ce type de format de modulation, la profondeur de modulation idéale pour augmenter le seuil Brillouin est $0,9 \pi$ pour chaque fonction sinusoïdale. Cependant, l'amplificateur électrique utilisé dans notre expérience ne délivre pas une puissance suffisante et la profondeur de modulation atteinte est seulement $2/3 \pi$. La puissance seuil de l'effet Brillouin n'est alors relevée que de 14 dB. La puissance de pompe maximum qui peut être injectée dans la fibre est 300 mW. Pour comparer les trois formats de modulation à un même point de fonctionnement de l'amplificateur, la puissance de pompe est fixée à 280 mW dans les trois expériences.

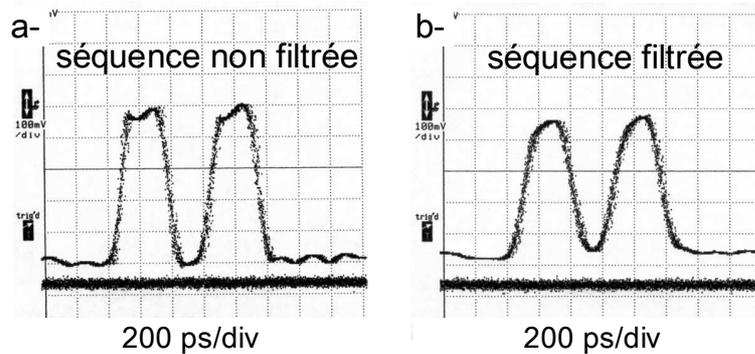


Figure 3.6 : Bits électriques appliqués au modulateur de phase de la pompe.

a- séquence binaire aléatoire de débit 3,5Gbit/s et de temps de montée 106 ps.

b- séquence binaire aléatoire filtrée de débit 3,5Gbit/s et de temps de montée 145 ps.

(ii) Résultats expérimentaux

Pour les trois formats de modulation de la phase de la pompe, le taux d'erreurs binaires du signal amplifié a été mesuré en fonction du OSNR pour la longueur d'onde signal 1595 nm et pour une puissance de pompe de 280 mW. La longueur d'onde 1595 nm correspond au maximum de gain. La puissance d'entrée du signal est -20 dBm et le gain On/Off est assez faible, il vaut 6,7 dB. La Figure 3.7 compare ces mesures à une première mesure effectuée en back-to-back. On remarque que le meilleur résultat est atteint lorsque la phase de la pompe est modulée par les signaux sinusoïdaux. Les pénalités en OSNR au taux d'erreurs 10^{-9} ont été calculées à partir de ces mesures. Elles sont respectivement : 1,38 dB pour la séquence binaire, non filtrée, de temps de montée 106 ps, 0,91 dB pour la séquence binaire, filtrée, de temps de montée 145 ps et 0,59 dB pour la combinaison des quatre signaux sinusoïdaux. Si l'on compare les résultats obtenus avec les deux séquences binaires, on peut conclure qu'un temps de montée long entraîne moins de dégradations sur le signal, comme cela avait été montré par les simulations numériques au paragraphe précédent. Le format de modulation qui induit le moins de pénalité est la combinaison des signaux sinusoïdaux. Ce format est un format analogique, et non numérique comme les deux

autres. C'est donc celui pour lequel la phase de la pompe varie le moins brusquement (c'est-à-dire avec une dérivée temporelle la plus faible).

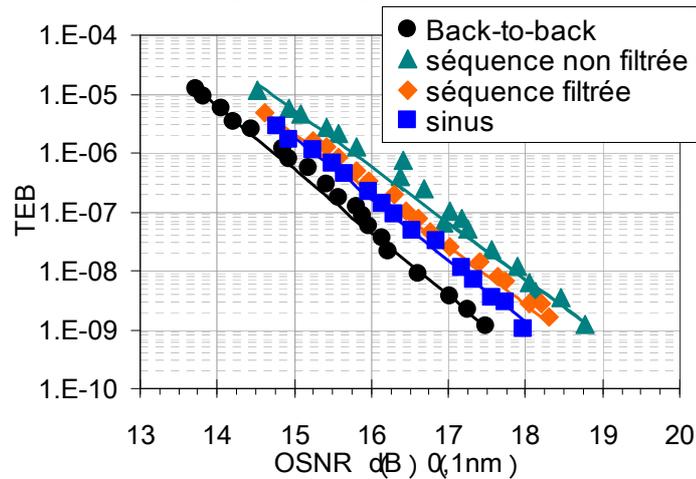


Figure 3.7 : Influence du format de modulation appliqué à la phase de la pompe sur la variation du taux d'erreur binaire en fonction du rapport signal à bruit optique (OSNR)

3) Influence de la longueur d'onde signal

a- Etude numérique

Dans le premier paragraphe, nous avons vu que la modulation de la phase de la pompe provoque des sur- ou sous- amplifications instantanées du signal. Ces variations de gain sont induites par les fluctuations de la fréquence optique de la pompe. A partir de la Figure 3.1, on peut tracer l'amplitude maximale des variations de gain, ΔGain , en fonction de la longueur d'onde signal pour le format de modulation appliqué à la phase de la pompe. Dans cet exemple, il s'agit d'une séquence binaire aléatoire ayant des temps de montée de 38,5 ps. On rappelle que la longueur d'onde de pompe est située à 0,2 nm de la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre non linéaire. L'évolution de l'amplitude des variations de gain suivant la longueur d'onde signal est représentée par la Figure 3.8 (courbe grise).

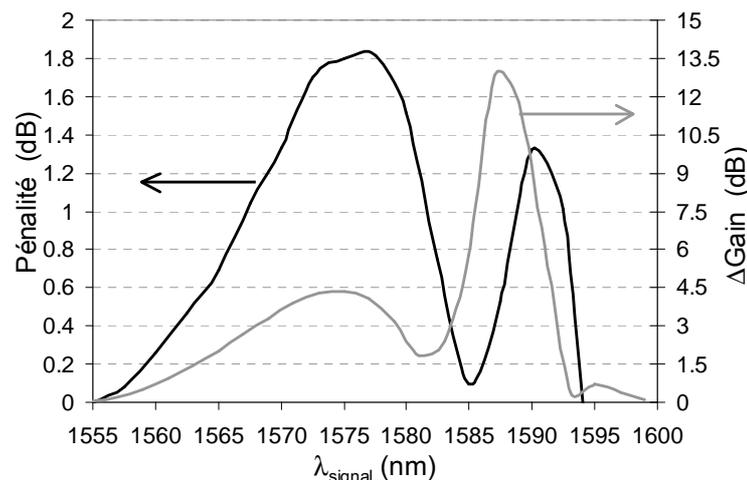


Figure 3.8 : Pénalité sur l'ouverture de l'œil géométrique calculée en fonction de la longueur d'onde signal lorsque la pompe est modulée en phase par une séquence binaire de temps de montée 38,5 ps.

Pour les signaux situés entre la pompe et le maximum de gain, l'amplitude de la variation de gain est maximum à une longueur d'onde particulière située au point d'inflexion de la courbe de gain. Les signaux les plus perturbés par la modulation de phase de la pompe devraient donc se situer à cette longueur d'onde et non pas au

maximum de gain, comme ce sera le cas pour le transfert du bruit d'intensité de la pompe dans la partie II suivante. Pour les longueurs d'onde supérieures à celle du maximum de gain, le gain chute très rapidement et devient très dépendant de la fréquence optique de la pompe. C'est pourquoi les distorsions induites sur le signal devraient être très importantes. Ces conclusions tirées uniquement des courbes de gain ont été vérifiées par simulations numériques. La pénalité sur l'ouverture de l'œil géométrique, P_Q , a été calculée numériquement par l'équation 3.5 en fonction de la longueur d'onde du signal pour un signal modulé en amplitude au débit de 10 Gbit/s. L'amplificateur paramétrique simulé est le même que celui du paragraphe 1. Le résultat est donné par la Figure 3.8 (courbe noire). Comme attendu, pour les signaux situés entre la pompe et le maximum de gain, la pénalité est maximum pour le signal situé au point d'inflexion de la courbe de gain. On peut remarquer qu'elle est nulle pour les longueurs d'onde proches de la pompe. En effet, dans le chapitre 1 et 2, nous avons vu que pour ces longueurs d'onde, le niveau de gain ne dépend pas de la longueur d'onde de pompe.

b- Etude expérimentale

(i) Dispositif expérimental

La dépendance particulière suivant la longueur d'onde du signal des perturbations induites par la modulation de phase de la pompe a été vérifiée expérimentalement. Un amplificateur paramétrique très similaire à celui du paragraphe 2 a été assemblé. La phase de la pompe est modulée par une séquence binaire aléatoire de débit 1,5 Gbit/s filtrée par le filtre de Bessel de bande passante 3,04 GHz. Le temps de montée de cette séquence est 155 ps. Dans cette expérience, la pompe n'est pas filtrée en sortie des EDFAs. L'amplificateur est constitué de la fibre non linéaire 4 dont les caractéristiques sont les suivantes : $L = 490$ m, $\alpha = 0,56$ dB/km, $\lambda_0 = 1553,1$ nm, pente de la dispersion = $0,03$ ps.nm⁻².km⁻¹, $\gamma = 11,2$ W⁻¹.km⁻¹. La longueur d'onde de la pompe est toujours 1553,3 nm et la puissance de pompe injectée 330 mW. En sortie d'amplificateur, le signal et la pompe sont séparés à l'aide de deux multiplexeurs successifs dont la longueur d'onde de coupure est 1573 nm. Ce type de filtrage limite la bande spectrale pour notre étude. La courbe de gain de la bande étudiée est présentée à la Figure 3.9. Le maximum de gain se situe à la longueur d'onde 1595 nm, il vaut 10 dB.

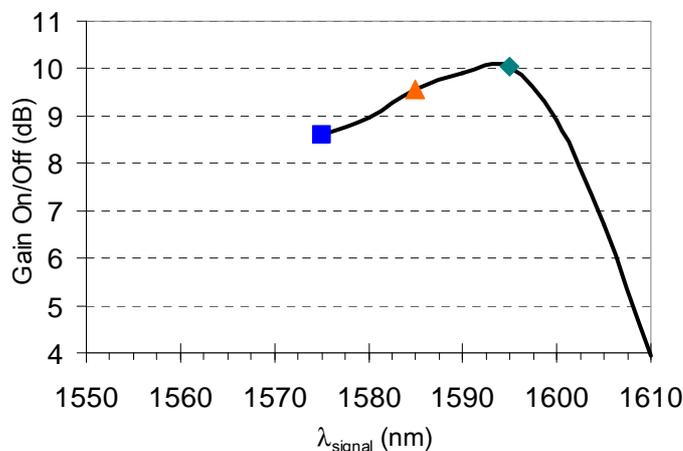


Figure 3.9 : Courbe de gain de l'amplificateur paramétrique étudié.

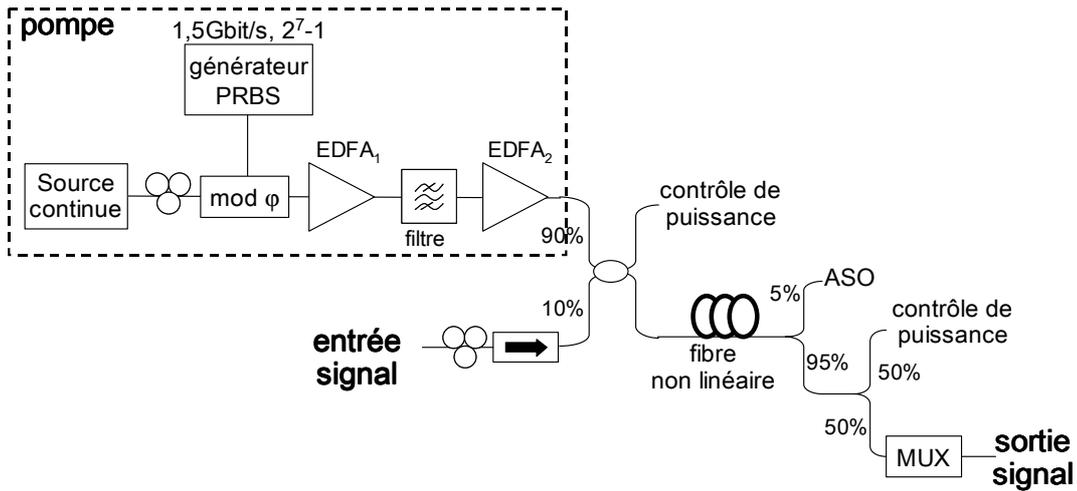


Figure 3.10 : Amplificateur paramétrique utilisé pour l'étude de la variation de la pénalité en OSNR en fonction de la longueur d'onde.

(ii) Résultats expérimentaux

Pour quantifier l'influence de la longueur d'onde signal sur les dégradations induites par la modulation de phase de la pompe, le taux d'erreurs binaires a été mesuré, en sortie d'amplificateur en fonction du rapport signal à bruit, successivement pour trois signaux de longueurs d'onde différentes : 1575 nm, 1585 nm et 1595 nm. Le gain à ces longueurs d'onde est représenté par les symboles sur la Figure 3.9. La Figure 3.11 résume les mesures de taux d'erreurs et les compare à une mesure en back-to-back. Le OSNR extrapolé pour un taux d'erreurs binaires de 10^{-9} donne la pénalité en OSNR aux différentes longueurs d'onde. On obtient une pénalité de 1 dB à la longueur d'onde 1575 nm, 3,7 dB à 1585 nm et 2,4 dB à 1595 nm. Le signal le moins dégradé est donc celui situé le plus proche de la pompe, c'est-à-dire à 1575 nm, et le plus dégradé est celui situé à 1585 nm. Le signal le plus dégradé n'est donc pas celui situé au maximum de gain à 1595 nm.

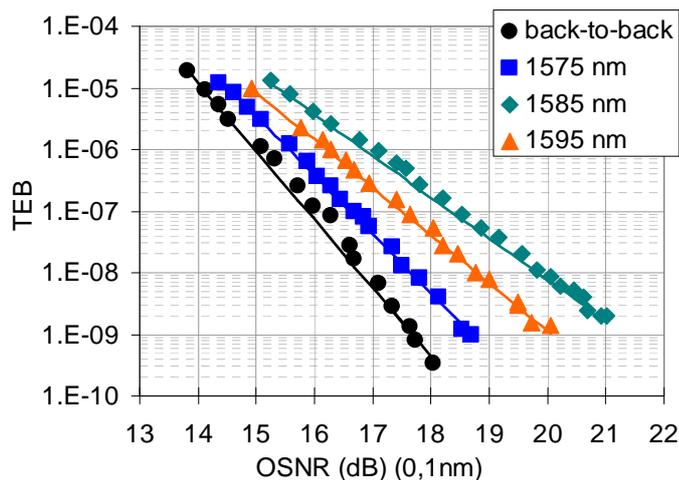


Figure 3.11 : Mesures de taux d'erreurs binaires en fonction du OSNR pour différentes longueurs d'onde signal en sortie de l'amplificateur paramétrique.

Les mesures de taux d'erreurs que nous venons de présenter donne une pénalité globale de l'amplificateur et non pas la pénalité uniquement due à la modulation de phase de la pompe. Par exemple, la Figure 3.12 représente quelques bits du signal de longueur d'onde 1575 nm après amplification. La dégradation observée sur les

niveaux « 1 » ou « 0 » ne peut être complètement attribuée aux variations de gain de l'amplificateur paramétrique. Le battement entre le signal et l'émission spontanée de l'amplificateur ou le bruit de la pompe se caractérise également sur un diagramme de l'œil par l'épaississement des niveaux « 1 » et « 0 ». Néanmoins, la variation de la pénalité mesurée suivant la longueur d'onde signal a été obtenue pour le même amplificateur paramétrique sans aucune modification de la pompe. Cette évolution particulière suivant la longueur d'onde, avec un effet maximum qui n'est pas situé au maximum de gain, met clairement en évidence les dégradations subies par le signal à cause de la modulation de phase externe de la pompe.

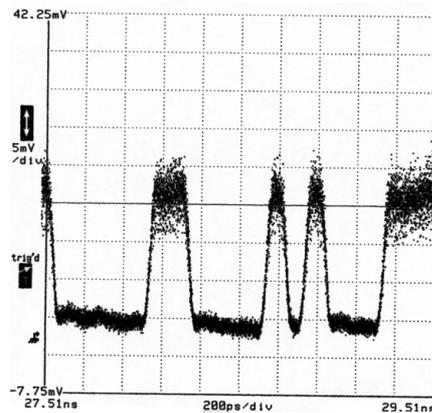


Figure 3.12 : Exemple de bits signal mesurés en sortie d'amplificateur ($\lambda_{\text{signal}} = 1575 \text{ nm}$).

4) Conclusion

Les expériences, que nous venons de décrire, montrent l'effet de la modulation de phase de la pompe paramétrique sur un signal modulé en amplitude et amplifié. Avec ces expériences, nous avons pu voir l'influence du format de la modulation de phase de la pompe et de la position du signal dans la bande spectrale de l'amplificateur paramétrique. Une étude plus complète de ce phénomène a été réalisée en parallèle par Arnaud Mussot à l'université de Franche-Comté à l'aide de simulations numériques et d'une modélisation analytique [81], [82]. Par la modélisation analytique, la dépendance de la pénalité en fonction de la longueur d'onde signal peut être simplement décrite. Ensuite, par des simulations numériques, l'effet du format de la modulation de phase peut être démontré. Les simulations présentées dans les paragraphes précédents reprennent les simulations d'Arnaud Mussot pour des paramètres d'amplificateurs paramétriques différents. Les simulations numériques permettent de modifier plus facilement les caractéristiques de l'amplificateur paramétrique, notamment les paramètres de la fibre non linéaire. Ainsi, il a été montré que les dégradations induites sur le signal par la modulation de phase de la pompe augmentent lorsque la longueur d'onde de pompe est située exactement à la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre non linéaire et lorsque la pente de la dispersion chromatique de la fibre augmente. Pour limiter l'effet de la modulation de phase de la pompe, il est donc préférable d'utiliser une fibre hautement non linéaire à dispersion décalée ($D' \approx 0,03 \text{ ps.nm}^{-2}.\text{km}^{-1}$) qu'une fibre à dispersion décalée standard ($D' \approx 0,06 \text{ ps.nm}^{-2}.\text{km}^{-1}$). L'influence des variations longitudinales de la dispersion de la fibre a également été étudiée. Il ressort de cette étude que les variations de la dispersion tendent à réduire l'effet de la modulation de la phase de la pompe. Dans les expériences présentées ci-dessus, l'amplificateur paramétrique est constitué de la fibre non linéaire 4. Nous rappelons que cette fibre présente une excellente uniformité longitudinale de sa dispersion, comme cela a été vu au cours du

chapitre 2. Cette excellente uniformité est sans doute l'un des éléments clés pour la réussite de nos expériences. L'effet néfaste de la modulation de la phase de la pompe sur les canaux amplifiés a été montré, pour la première fois, à la conférence OFC en 2004, par notre équipe [83] et par une équipe de Lucent Technology [84]. L'année suivante, de nouveaux laboratoires se sont intéressés à ce phénomène. Ainsi, l'influence des fluctuations longitudinales de la dispersion a été montré expérimentalement [85].

II. Transfert du RIN de la pompe vers le signal lors du processus d'amplification

Cette partie est consacrée à la caractérisation et à la mesure du transfert du bruit d'intensité de la pompe vers le signal par le biais de l'amplification paramétrique. Si la pompe présente des fluctuations de son intensité, ces variations de puissance vont induire des variations de gain et donc de la puissance de sortie du signal. Les fluctuations de la puissance de pompe vont alors être reproduites à la longueur d'onde signal.

1) Estimation du transfert de RIN

a- Principe

(i) Définition du RIN

Même si nos études théoriques considèrent généralement des ondes monochromatiques de puissance constante, on ne peut oublier qu'en pratique, les diodes laser émettent des ondes qui présentent des fluctuations de puissance et de fréquence optique. Ces fluctuations sont principalement causées par l'émission spontanée qui accompagne l'émission laser. Les variations de fréquence induisent une certaine largeur spectrale et les variations de puissance un bruit d'intensité, caractérisé par le RIN (Relative-Intensity Noise) [86]. Pour définir le RIN, considérons une source laser qui émet une puissance dépendant du temps. Cette puissance peut s'exprimer par la relation suivante $P(t) = \langle P \rangle + \delta P(t)$. Le symbole $\langle \rangle$ représente la moyenne temporelle. $\langle P \rangle$ est donc la puissance moyenne et $\delta P(t)$ décrit les fluctuations temporelles de puissance telles que $\langle \delta P(t) \rangle = 0$. Le bruit d'intensité de la source peut aussi être décrit dans le domaine spectral par sa densité spectrale $W_{\Delta P}(\nu) = |\Delta P(\nu)|^2$, où $\Delta P(\nu)$ est la transformée de Fourier de $\delta P(t)$.

Le RIN de la source est alors défini comme :

$$RIN = \frac{\langle \delta P^2 \rangle}{\langle P \rangle^2} \quad \text{équation 3.6}$$

$$\text{ou } RIN = \frac{2 \Delta f W_{\Delta P}(\nu)}{\langle P \rangle^2} \quad \text{équation 3.7}$$

lorsqu'il est mesuré sur une bande spectrale Δf .

Dans ces expressions, le bruit relatif d'intensité est défini par un rapport de puissances optiques au carré. En effet, il est mesuré après détection de la lumière et est donc caractérisé par rapport à des puissances électriques. Un analyseur de RIN est constitué d'une photodiode qui réalise la conversion de la puissance optique en intensité électrique, puis d'un analyseur de spectre électrique qui décompose le bruit

du photocourant dans le domaine spectral. On obtient alors un spectre de RIN. Le bruit d'intensité est généralement exprimé en dB/Hz.

(ii) Mise en évidence expérimentale du transfert du RIN

Si l'onde de pompe paramétrique présente un bruit d'intensité, ce bruit ou RIN peut être transféré lors du processus d'amplification au signal amplifié par l'intermédiaire du gain. Ce phénomène a tout d'abord été mis en évidence lors de la réalisation expérimentale de l'amplificateur paramétrique et de l'étude du signal amplifié. Afin de s'affranchir de la diffusion Brillouin stimulée, l'onde de pompe est modulée en phase. Cependant les modulateurs de phase ne sont pas des dispositifs parfaits si bien que la pompe subit également une faible modulation d'amplitude parasite. En effet, lorsque le cristal de niobate de lithium, qui constitue le modulateur, est soumis à une tension électrique, son atténuation est très légèrement modifiée. L'atténuation va donc suivre les variations du signal électrique modulant et en sortie du modulateur, l'onde se retrouve modulée en intensité.

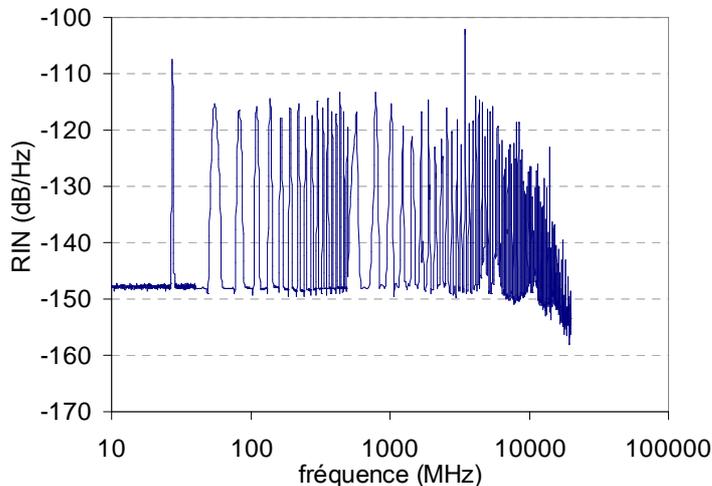


Figure 3.13 : Exemple de spectre de RIN d'une pompe modulée en phase par une séquence binaire pseudo aléatoire de débit 3,5 Gbit/s et de longueur 2^7-1 bits.

Prenons l'exemple de la modulation de phase par une séquence binaire que l'on applique communément à la pompe. Le spectre de RIN de la pompe a été mesuré avec un analyseur de RIN sur la voie contrôle d'entrée de l'amplificateur. L'amplificateur paramétrique est celui décrit par la Figure 3.5. Le signal est éteint et la pompe est sélectionnée sur cette voie grâce à un filtre optique de bande passante 0,23 nm. La Figure 3.13 représente le spectre de RIN de l'onde de pompe injectée dans la fibre non linéaire. Sur ce spectre, on reconnaît un plancher de bruit dû au bruit d'émission spontanée des EDFAs ainsi que les raies aux fréquences de la séquence aléatoire (les multiples de 3,5 GHz / (2^7-1) soit 27,56 MHz). La pompe a effectivement subi une modulation d'amplitude parasite. Le spectre de RIN d'un signal amplifié a également été mesuré : en sortie de l'amplificateur, le signal est extrait grâce au réseau de Bragg et au circulateur, puis filtré pour réduire le battement émission spontanée – émission spontanée. La Figure 3.14-b représente le spectre de RIN du signal mesuré en sortie de l'amplificateur. Sur la Figure 3.14-a, est représenté le spectre de RIN du signal en entrée ainsi que le plancher de détection de l'analyseur de RIN. On constate que les raies de la séquence binaire apparaissent dans le spectre de RIN du signal amplifié. Le bruit d'intensité de la pompe a donc été transféré sur le signal. Dans cet exemple, la puissance de pompe est 575 mW, le signal est amplifié de 15,4 dB, il est situé à 27 nm de la pompe. Par la suite, nous allons caractériser ce

transfert en calculant sa fonction de transfert $h_{RIN}(f) = rin_{signal}(f) / rin_{pompe}(f)$ ou exprimé en décibel :

$$H_{RIN}(f) = RIN_{signal}(dB/Hz) - RIN_{pompe}(dB/Hz).$$

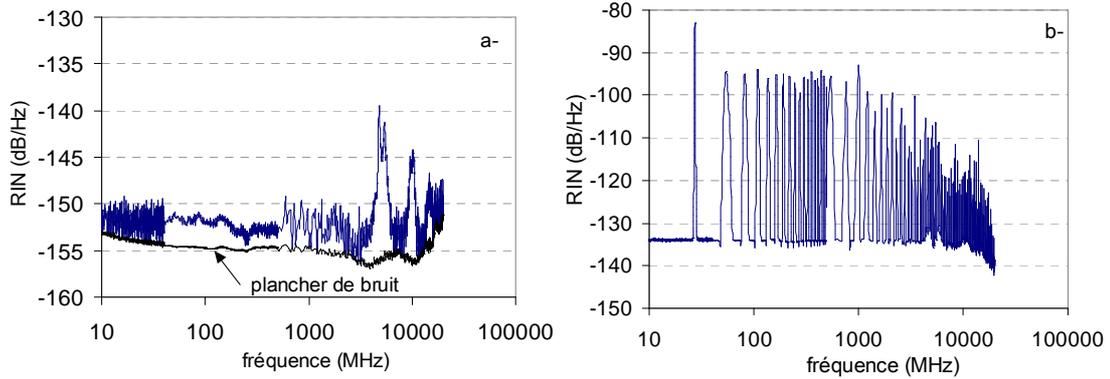


Figure 3.14 : a- Spectre de RIN du signal en entrée de l'amplificateur. b- Spectre de RIN du signal amplifié par une pompe modulée en phase par une séquence binaire pseudo aléatoire.

b- Estimation analytique du transfert

(i) Maximum du transfert

Suivant le formalisme introduit par C. Fludger pour les amplificateurs Raman [87], on peut montrer que la fonction de transfert du bruit d'intensité dans un amplificateur paramétrique dépend uniquement du gain de l'amplificateur. Ce calcul analytique a également été développé pour le cas des amplificateurs paramétriques à fibre par M. Islam [42].

On suppose tout d'abord que la pompe ne subit pas de déplétion au cours de l'amplification, que le signal ne présente pas de bruit d'intensité en entrée de l'amplificateur et que la pompe et le signal se propagent à la même vitesse. Pour calculer le transfert de RIN de la pompe vers le signal, nous allons calculer le transfert d'une faible modulation d'amplitude. Considérons que la puissance de pompe subit une modulation d'amplitude de la forme suivante :

$$P_p(\Phi) = P_0 (1 + m \cdot \cos(\Phi)) \quad \text{équation 3.8}$$

avec P_0 la puissance moyenne, m le taux de modulation et Φ une phase variable. Le signal est amplifié par un gain G , donc la puissance du signal en sortie de l'amplificateur s'écrit :

$P_{sOUT} = P_{sIN} G$. Calculons le bruit d'intensité du signal en sortie d'amplificateur, le signe $\langle \dots \rangle$ représente ici une moyenne sur les phases Φ .

$$\langle P_{sOUT} \rangle = P_{sIN} \langle G \rangle \text{ et } \langle \delta P_{sOUT}^2 \rangle = P_{sIN}^2 \langle \delta G^2 \rangle, \text{ d'où}$$

$$rin_{signal} = \frac{\langle \delta G^2 \rangle}{\langle G \rangle^2} \quad \text{équation 3.9}$$

A partir de l'expression analytique simple du gain paramétrique de l'équation 1.21, on remplace la puissance de pompe P par l'expression de la puissance modulée en amplitude. Etant donné que la modulation d'amplitude modélise un bruit d'intensité, on peut supposer que le taux de modulation m est très petit et effectuer un développement limité de G à l'ordre 2 en m . Après calcul du gain moyen $\langle G \rangle$ et de la variance du gain $\langle \delta G^2 \rangle$, on obtient l'expression du RIN du signal :

$$rin_{sig} = rin_{pump} \cdot \left[2 + \frac{\Delta\beta \gamma P_0}{g_0^2} + \frac{\gamma P_0 L}{2} \sqrt{\frac{-\Delta\beta}{\Delta\beta/4 + \gamma P_0}} \frac{sh 2g_0 L}{sh^2 g_0 L} \right]^2 \quad \text{équation 3.10}$$

$$g_0^2 = -\Delta\beta \left(\frac{\Delta\beta}{4} + \gamma P_0 \right) \quad \text{équation 3.11}$$

D'après cette expression, on peut vérifier que lorsque la pompe ne subit pas de déplétion, c'est-à-dire lorsque la puissance de pompe moyenne P_0 est constante, la fonction de transfert du RIN de la pompe vers le signal ne dépend ni du RIN de la pompe, ni de la puissance signal. De plus, on constate que le bruit d'intensité de la pompe n'est pas simplement transféré sur le signal, mais que le transfert est accompagné d'une dégradation. Cette dégradation s'explique par le fait que le niveau du gain dépend du carré de la puissance de pompe et que l'accord de phase, et donc la forme de la courbe de gain, varie aussi avec la puissance de pompe. En d'autres termes, lorsque la puissance de pompe varie, le spectre de gain fluctue suivant l'axe des ordonnées, ce qui traduit l'influence de la puissance de pompe sur le niveau de gain, et suivant l'axe des abscisses, ce qui traduit l'influence sur l'accord de phase. La Figure 3.15 représente le transfert de RIN maximum en fonction de la longueur d'onde signal. Les paramètres de calcul sont les suivants : $P_p = 562$ mW, $\lambda_p = 1553,3$ nm, $L = 490$ m, $\alpha = 0,55$ dB/km, $\lambda_0 = 1553,1$ nm, pente de la dispersion $0,0296$ ps.nm⁻².km⁻¹, $\gamma = 10,5$ W⁻¹.km⁻¹. On remarque que le transfert du RIN de pompe augmente suivant la longueur d'onde signal avec le gain paramétrique.

Pour ce calcul analytique du transfert de RIN, les hypothèses sont les mêmes que celles du calcul analytique du gain paramétrique. De plus, il peut être appliqué uniquement aux longueurs d'onde signal qui vérifient $g^2 > 0$, où l'expression du gain est valide. C'est pourquoi la courbe de la Figure 3.15 ne couvre pas toute la bande d'amplification.

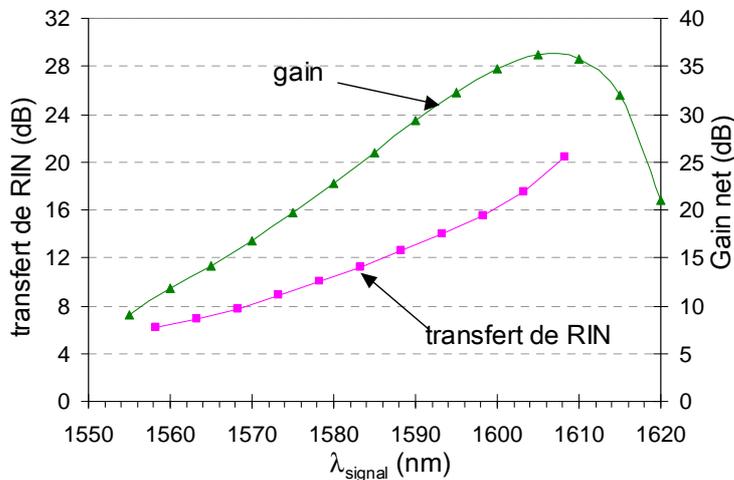


Figure 3.15 : Transfert maximum de bruit relatif d'intensité de la pompe calculé analytiquement en fonction de la longueur d'onde du signal.

(ii) Effet de la dispersion

Dans le cas des amplificateurs Raman, C. Fludger démontre l'existence d'une fréquence de coupure à la fonction de transfert de RIN du fait de la dispersion de la fibre amplificatrice. Comme la dispersion de la fibre entraîne une différence de vitesse de propagation entre les ondes de pompe et de signal co-propagatives, les bruits de hautes fréquences transférés au signal vont se moyennner et s'annuler. Dans le cas de l'amplificateur paramétrique, on s'attend à ce que la fréquence de coupure

soit très haute. En effet, la dispersion des fibres utilisées est très faible et les longueurs d'ondes de pompe et signal sont beaucoup plus proches que dans les amplificateurs Raman. Par un calcul similaire à celui réalisé dans [87] et avec les mêmes notations, on obtient le même facteur correctif $C(f)$ à la fonction de transfert du RIN pour tenir compte de la dispersion de la fibre.

$$C(f) = \frac{(1/L_{eff})^2}{\alpha^2 + (2\pi \cdot D \cdot \Delta\lambda \cdot f)^2} \left[1 - 2e^{-\alpha L} \cos(2\pi \cdot D \cdot \Delta\lambda \cdot L \cdot f) + e^{-2\alpha L} \right] \quad \text{équation 3.12}$$

La Figure 3.16 représente l'allure (en décibel) de cette fonction correctrice pour quatre écarts spectraux entre la pompe et le signal (25, 50, 75 et 100 nm). Dans cet exemple, on utilise les caractéristiques de la fibre de l'amplificateur expérimental: $L = 490$ m, $D = 0.03$ ps/nm/km et $\alpha = 0,55$ dB/km. Au regard des fréquences de coupure calculées, cette fonction sera par la suite négligée et on considérera que le transfert du bruit d'intensité de la pompe s'effectue sur la totalité de la bande spectrale des détecteurs de façon maximale.

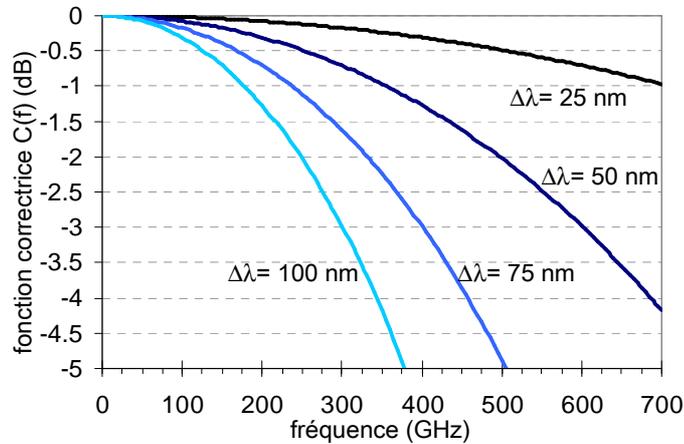


Figure 3.16 : Fonction de transfert du bruit relatif d'intensité pour quatre écarts spectraux pompe-signal.

c- Calcul numérique

Afin d'obtenir une caractérisation plus précise du transfert de bruit d'intensité, nous avons intégré une modulation d'amplitude dans la modélisation numérique de l'amplificateur paramétrique. Pour modéliser la pompe, nous partons donc de la définition temporelle de sa puissance. La puissance de pompe est modulée par une sinusoïde :

$$P(t) = P_0 (1 + m \cos(2\pi f_m t)).$$

Dans ce cas, le bruit relatif d'intensité de la pompe vaut $10 \log(m^2/2)$ et la fréquence de modulation f_m est fixée à $3 \cdot \delta f$, soit 915 MHz, δf est le pas d'échantillonnage de la fenêtre spectrale de la simulation numérique. Le champ électrique temporel de la pompe est alors calculé comme la racine carrée de cette puissance.

Pour évaluer le bruit d'intensité ainsi généré sur la pompe, puis transféré sur le signal, on sélectionne, dans le domaine spectral, la pompe ou le signal. Le champ électrique temporel est alors calculé par transformée de Fourier inverse. Puis, le spectre de RIN est obtenu suivant l'équation 3.7. La valeur du bruit d'intensité à la fréquence f_m est finalement extraite de ce spectre. Le processus d'amplification paramétrique est simulé comme décrit précédemment. Les Figure 3.17 et Figure 3.18 représentent le résultat de simulation du spectre de RIN de la pompe injectée dans l'amplificateur et

celui du signal amplifié en sortie de l'amplificateur. Dans cet exemple, le bruit relatif d'intensité de la pompe à la fréquence $f_m = 915$ MHz est fixé initialement à -130 dB/Hz. La simulation donne effectivement une raie de -130 dB/Hz à 915 MHz sur le spectre de RIN de la pompe en entrée de la fibre. Le spectre de RIN du signal est calculé en entrée et en sortie de la fibre non linéaire. Aucune modulation d'amplitude n'est appliquée au signal à l'entrée de la fibre. On observe sur la Figure 3.18 que la modulation de la pompe n'affecte pas le signal en entrée de la fibre. Après amplification, les raies à 915 MHz apparaissent dans le spectre de RIN du signal. Le plateau de bruit présent dans le spectre de RIN du signal correspond au filtrage effectué pour sélectionner le signal dans le spectre optique.

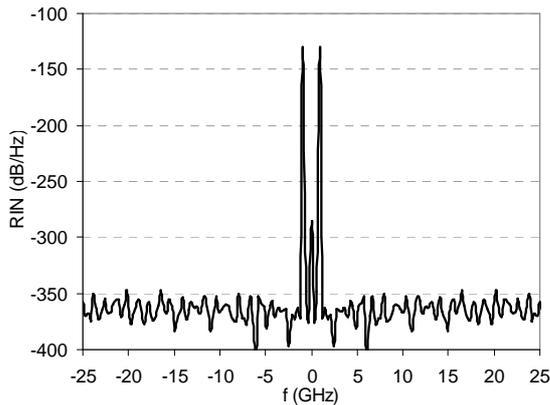


Figure 3.17 : Spectre de RIN de pompe simulé.

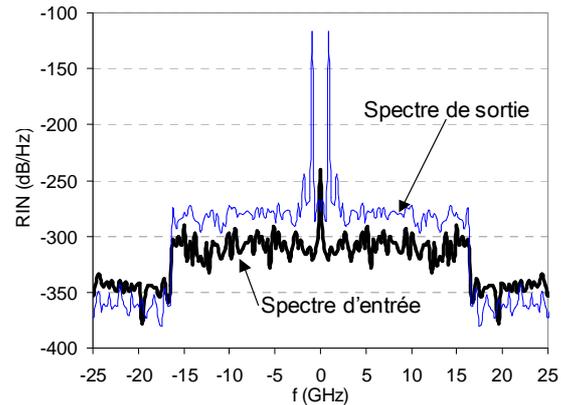


Figure 3.18 : Spectre de RIN simulé d'un signal amplifié.

Cette simulation a été réalisée avec les mêmes paramètres que ceux utilisés pour l'estimation analytique. Les résultats numérique et analytique sont comparés sur la Figure 3.19. L'accroissement du transfert de RIN avec l'écart spectral pompe signal et le gain est confirmé. La simulation numérique permet d'évaluer le transfert du bruit d'intensité des signaux très éloignés de la pompe. On constate alors que le transfert de RIN maximum ne correspond pas à la longueur d'onde de gain maximum mais aux signaux les plus éloignés de la pompe. En effet à ces longueurs d'onde, la variation du gain suivant la longueur d'onde, c'est-à-dire suivant l'accord de phase, est très importante. Une fluctuation de puissance de pompe entraîne donc une variation du gain très importante.

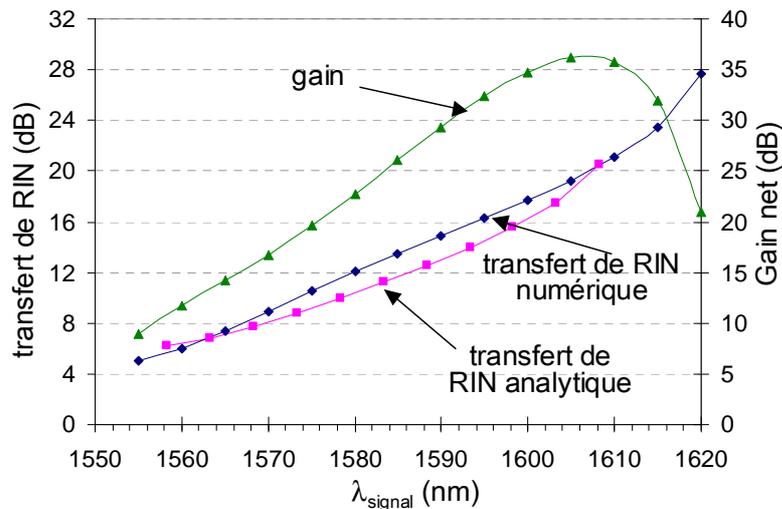


Figure 3.19 : Calcul numérique du transfert du bruit relatif d'intensité en fonction de la longueur d'onde du signal.

2) Caractérisation expérimentale

a- Méthode de mesure

Afin de valider la simulation numérique précédente, des mesures de transfert de RIN ont été réalisées. Expérimentalement, nous avons mesuré un transfert de modulation d'amplitude de la pompe paramétrique vers le signal car une modulation d'amplitude permet de mieux contrôler les paramètres expérimentaux. Il a été vérifié pour le cas des amplificateurs Raman que le transfert d'une modulation d'amplitude est équivalent à un transfert de bruit d'intensité [88].

Dans un premier temps, le modulateur Mach-Zehnder utilisé pour moduler la pompe en amplitude a été caractérisé. Sa fonction de transmission a été mesurée en fonction de la tension appliquée à ses bornes, elle est représentée par la Figure 3.20. Grâce à cette mesure, on détermine la tension de polarisation du modulateur ($V_{\text{polarisation}} = 3,36 \text{ V}$) et la pente η de la zone de fonctionnement linéaire ($\eta = 0,44 \text{ V}^{-1}$). Dans la zone de fonctionnement linéaire, le coefficient de transmission normalisé peut se calculer par la relation suivante $0,5 + \eta \cdot (V - V_{\text{polarisation}})$. Le bruit d'intensité créé par la modulation que l'on appliquera peut ainsi être évalué. Si la modulation est une sinusoïde de puissance électrique P_{mod} , le RIN vaut alors :

$$RIN(dB / Hz) = 10 \log_{10} [50 \cdot P_{\text{mod}} \cdot 4 \cdot \eta^2] \quad \text{équation 3.13}$$

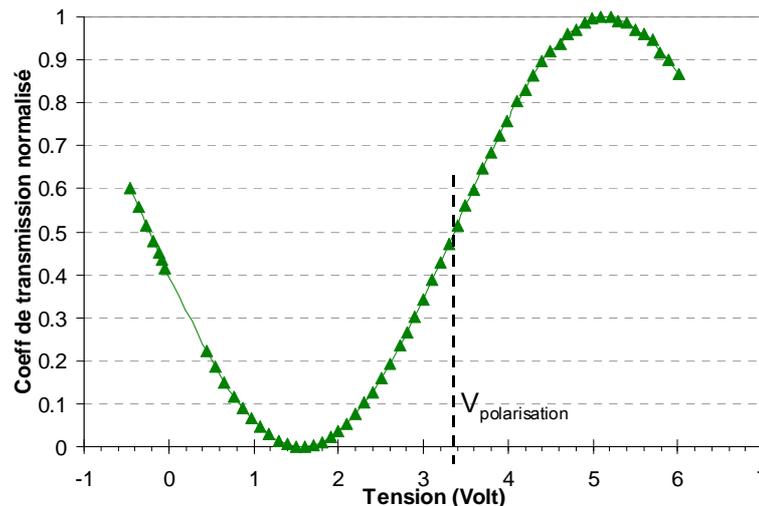


Figure 3.20 : Caractéristique de transmission du modulateur Mach-Zehnder.

Le dispositif de pompage de l'amplificateur paramétrique et l'amplificateur sont décrits par la Figure 3.21. La fibre non linéaire est la fibre 4 et la longueur d'onde de pompe 1553,3 nm. Par rapport à la pompe utilisée jusqu'à présent, un modulateur d'amplitude et un contrôleur de polarisation ont été ajoutés avant le modulateur de phase. Pour ajuster convenablement les 2 contrôleurs de polarisation, on règle tout d'abord le premier de façon à maximiser la puissance en sortie du modulateur d'amplitude. L'amplificateur paramétrique est ensuite complètement assemblé et le second contrôleur de polarisation est ajusté afin de d'optimiser la modulation de phase et de réduire l'effet Brillouin, c'est-à-dire de maximiser la puissance de pompe en sortie de l'amplificateur.

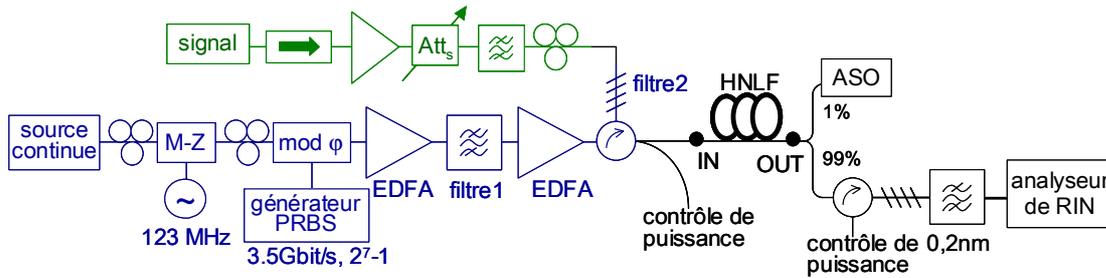


Figure 3.21 : Dispositif expérimental de mesure du transfert de RIN dans l'amplificateur paramétrique.

La pompe est modulée par un signal sinusoïdal de fréquence $f_{\text{mod}} = 123$ MHz. A cette fréquence, l'analyseur de RIN présente un faible niveau de bruit thermique (-164,3 dBm/Hz). De plus, cette fréquence est située entre 2 raies de la séquence PRBS (110 et 138 MHz) utilisée pour la modulation de phase. La puissance électrique à la fréquence de modulation est donc mesurable. Le filtre optique de bande passante 0,2 nm et l'analyseur de RIN ont, tout d'abord, été disposés sur la voie contrôle à l'entrée de l'amplificateur pour mesurer le bruit d'intensité généré sur la pompe par la modulation d'amplitude. La puissance électrique à la fréquence f_{mod} est relevée ainsi que le courant généré par la photodiode pour différentes puissances électriques du signal modulant P_{mod} . Le bruit d'intensité est alors déduit par l'équation 3.14.

$$RIN(\text{dB}/\text{Hz}) = 10 \cdot \log \left[\frac{P_{\text{elec}}(f_{\text{mod}})(\text{W})}{50/2 I(\text{A})^2} \right] \quad \text{équation 3.14}$$

Les résultats sont reportés sur la Figure 3.22. Ils sont conformes à ceux donnés par l'équation 3.13. Cette mesure permet en outre de vérifier que la modulation d'amplitude ne sature pas l'analyseur de RIN.

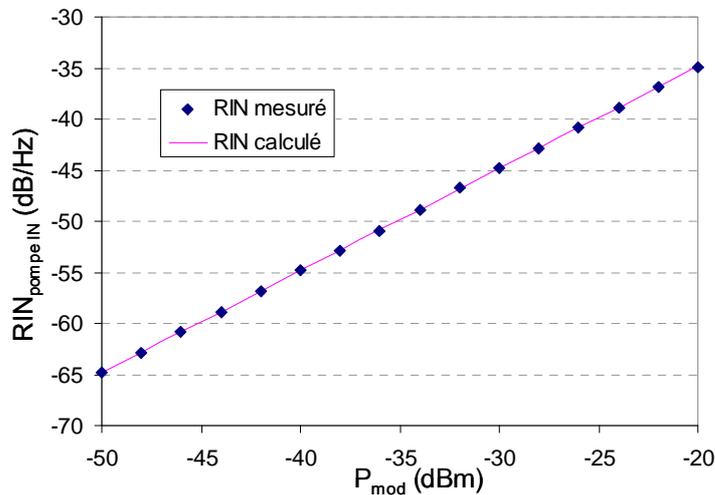


Figure 3.22 : Bruit relatif d'intensité de la pompe induit par la modulation d'amplitude.

Il a également été vérifié que le transfert de RIN ne dépend pas du bruit d'intensité de la pompe. Le gain paramétrique et le niveau de bruit d'intensité induit sur le signal ont été mesurés en faisant varier la puissance électrique du signal modulant. La Figure 3.23 présente ce résultat. Pour cette expérience, la puissance de pompe était 550 mW, sa longueur d'onde 1553,3 nm, la longueur d'onde signal 1580 nm et sa puissance d'entrée -8,2 dBm.

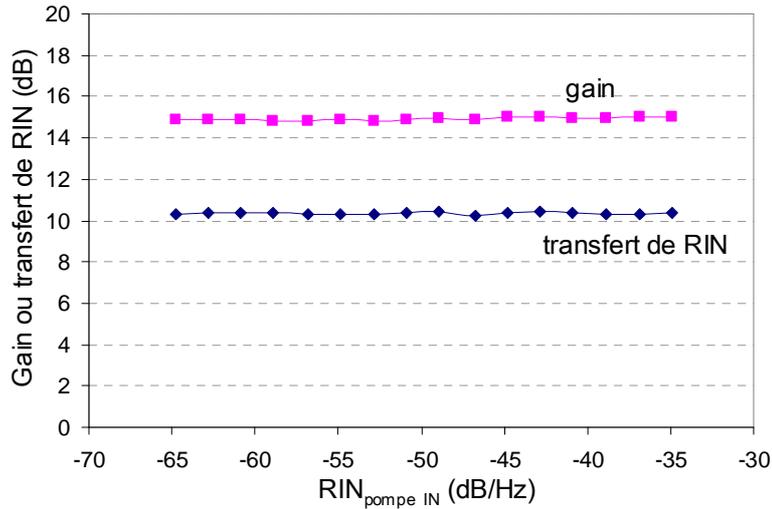


Figure 3.23 : Transfert de bruit relatif d'intensité mesuré en fonction du RIN de pompe.

b- Transfert de RIN en fonction de longueur d'onde signal

Pour vérifier la validité des simulations numériques, le transfert du bruit d'intensité de la pompe vers le signal a été mesuré pour 3 puissances de pompe en fonction de l'écart spectral entre la pompe et le signal. Il est intéressant de faire varier la puissance de pompe car elle modifie la courbe de gain en niveau mais également en longueur d'onde. Les 3 puissances de pompe choisies sont 605, 535 et 380 mW. Le bruit d'intensité de la pompe reste constant égal à $-44,8$ dB/Hz, il est généré par modulation d'amplitude. Ces 3 expériences ont été reproduites par simulation. Les paramètres de simulation ont tout d'abord été fixés afin d'approcher le plus finement possible la courbe de gain à la puissance de pompe 605 mW. Ils sont les suivants : $\lambda_{pompe} = 1553,36$ nm, $L = 490$ m, $\alpha = 0,55$ dB/km, $\lambda_0 = 1553,1$ nm, $\beta_3 = 4,85 \cdot 10^{-41}$ ps³/km (ce qui correspond à une pente de dispersion de $0,0296$ ps.nm⁻².km⁻¹), $\beta_4 = -3,57 \cdot 10^{-56}$ ps⁴/km, $\gamma = 10,5$ W⁻¹.km⁻¹. Pour les autres cas, ces paramètres n'ont pas été modifiés. Les résultats numériques et expérimentaux sont présentés dans la Figure 3.24. Les symboles correspondent aux résultats expérimentaux et les traits aux résultats numériques.

On peut constater un très bon accord entre les expériences et les simulations sur la majeure partie de la bande d'amplification. Pour quantifier cet accord, un écart moyen a été calculé suivant la formule suivante :

$$Err(dB^2) = \frac{1}{Nb\ points} \sum_{Nb\ points} [G_{mesure}(dB) - G_{simulation}(dB)]^2 \quad \text{équation 3.15}$$

L'écart moyen entre les résultats expérimentaux et numériques est résumé dans le Tableau 4. Il est inférieur à $0,1$ dB² pour le gain. Par contre, l'accord entre la simulation et l'expérience est moins bon pour le transfert de RIN. Pour les grands écarts spectraux pompe – signal, le transfert de RIN est moins important expérimentalement. Ceci est sans doute dû au fait que, à l'inverse de la simulation, le gain paramétrique réel ne s'annule pas complètement pour les longueurs d'onde extérieures à la bande d'amplification comme on peut le voir à la Figure 2.13 du chapitre 2.

Ecart moyen (dB ²)	Gain	Transfert de RIN
a- $P_p = 605$ mW	0,08	0,4
b- $P_p = 535$ mW	0,06	0,27
c- $P_p = 380$ mW	0,1	0,28

Tableau 4 : Ecart moyen entre les mesures et les simulations.

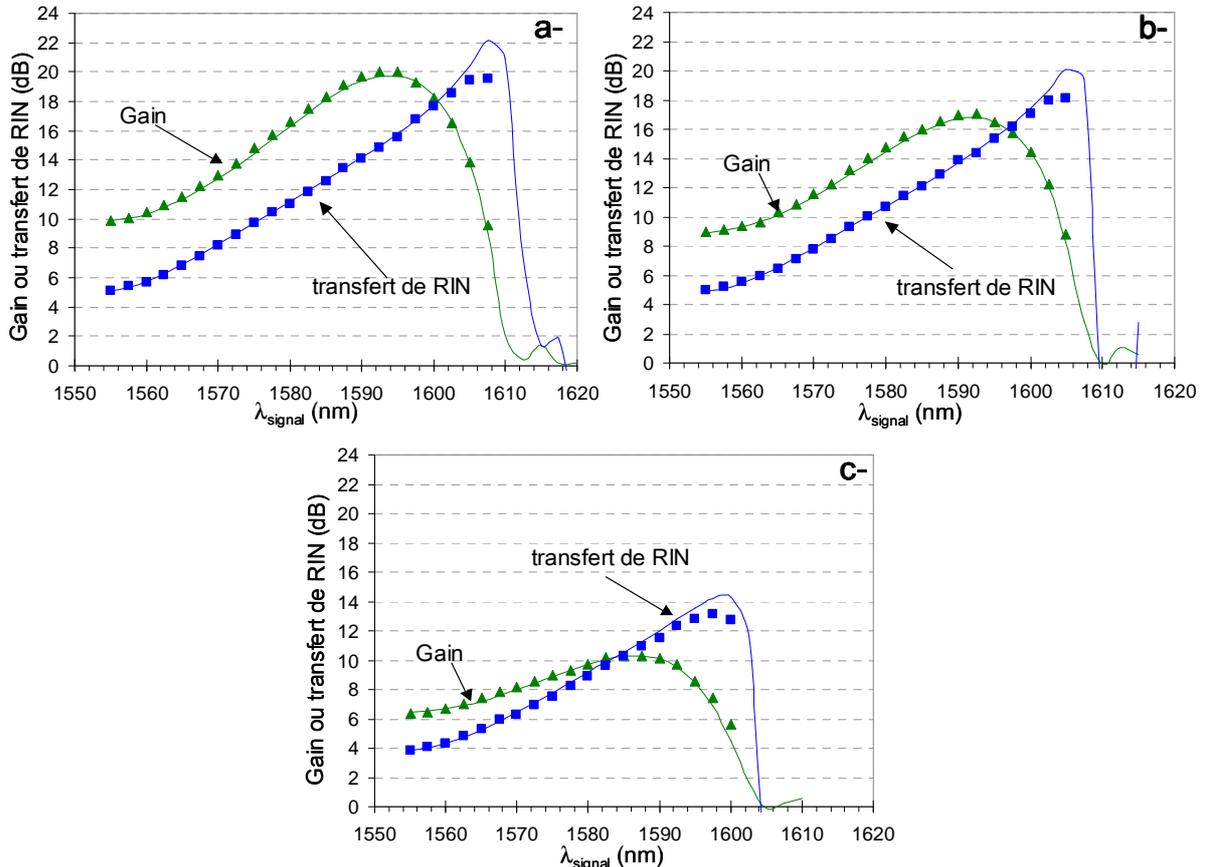


Figure 3.24 : Transfert du bruit relatif d'intensité et gain paramétrique en fonction de la longueur d'onde signal pour trois puissances de pompe.

a- 605 mW, b- 535 mW, c- 380 mW. symboles: résultats expérimentaux, traits: résultats numériques

c- Cas de la saturation

L'effet de la saturation de l'amplificateur sur le transfert de RIN a ensuite été étudié. Le bruit d'intensité d'un signal amplifié a donc été mesuré en fonction de sa puissance d'entrée $P_{\text{signal IN}}$ dans la fibre. La longueur d'onde du signal est 1580 nm et sa puissance varie de -22 à 8 dBm. La puissance de pompe vaut 550 mW et son bruit d'intensité $-44,8$ dB/Hz. Cette expérience a été reproduite par simulation. Les résultats sont présentés dans la Figure 3.25. Lors de la mesure, la polarisation du signal a dévié si bien que des variations du gain sont observées. Numériquement, ces variations n'ont évidemment pas été reproduites. Néanmoins, l'écart moyen pour le transfert de RIN est faible $0,05$ dB². Comme dans les amplificateurs Raman, la saturation de l'amplificateur et la déplétion de la pompe entraîne une réduction du transfert de RIN [89]. Cette réduction ne peut pas être estimée par le calcul analytique simple. Néanmoins, on constate que les simulations numériques permettent de prévoir correctement le transfert de RIN en cas de saturation de l'amplificateur.

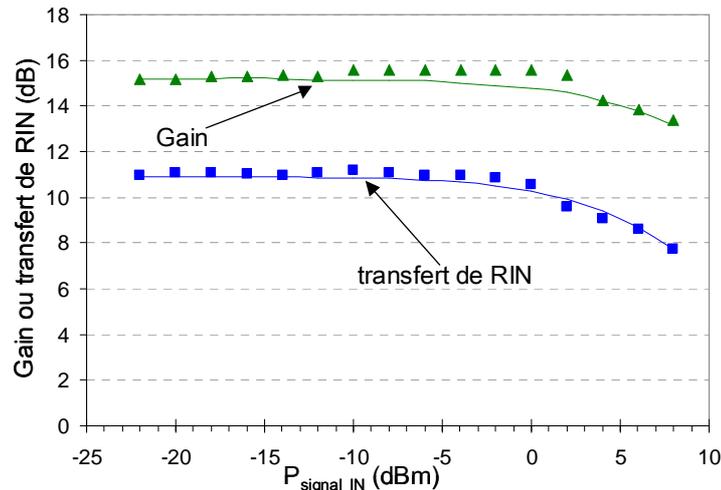


Figure 3.25: Effet de la saturation sur le transfert du bruit relatif d'intensité de la pompe.

3) Conclusion

Le transfert du bruit relatif d'intensité de la pompe vers le signal lors du processus d'amplification paramétrique a tout d'abord été étudié de façon analytique à partir de l'expression simplifiée du gain paramétrique. Ce transfert s'effectue par l'intermédiaire du gain. Comme la puissance de pompe a un effet sur le spectre de gain quant à son niveau mais aussi quant à sa forme, le taux de transfert de RIN ne dépend pas uniquement de la valeur du gain mais aussi de la position du signal amplifié dans la bande spectrale d'amplification. Il est ainsi maximum pour les signaux les plus éloignés de la pompe. Par ailleurs, comme l'amplification paramétrique est réalisée dans des fibres de très faible dispersion chromatique, le spectre de RIN de pompe est intégralement transmis au signal sur toute la bande spectrale de détection.

Un modèle numérique a également été développé pour calculer le transfert du bruit d'intensité et ce modèle a été validé par des mesures. Expérimentalement, le transfert d'une modulation d'amplitude de la pompe a été quantifié en fonction de la longueur d'onde signal pour trois puissances de pompe différentes et donc trois courbes de gain différentes. Un très bon accord a été observé entre les résultats expérimentaux et numériques. Il est possible à partir des mesures effectuées de calculer le bruit relatif d'intensité maximum que la pompe doit présenter afin que le bruit transféré au signal soit négligeable devant l'émission spontanée amplifiée de l'amplificateur paramétrique. On considère que le bruit d'intensité du signal est négligeable lorsqu'il est inférieur de 20 dB au bruit généré par l'émission spontanée. Dans ce calcul, on compare le bruit total mesuré sur la bande du récepteur et on ne tient pas compte de la distribution spectrale des bruits. L'inverse des rapports signal à bruit électriques correspondant au bruit d'émission spontanée (SNR_{ASE}) et au bruit d'intensité (SNR_{RIN}) sont exprimés par l'équation 3.16. Dans ces expressions, $\langle P \rangle$ est la puissance optique moyenne du signal, P_1 est la puissance optique pour un bit « 1 », OSNR le rapport signal à bruit optique, B_{elec} est la bande spectrale du récepteur, B_{opt} est la bande spectrale sur laquelle est mesuré le rapport signal à bruit optique et $\text{RIN}(f)$ est la loi de distribution suivant la fréquence du bruit relatif d'intensité du signal. Dans le paragraphe II.2, le transfert maximum de bruit relatif d'intensité mesuré est 20 dB et le gain maximum est 20 dB. Si on considère un amplificateur paramétrique de facteur de bruit 4 dB et une puissance moyenne de sortie par canal de -1 dBm, nous verrons au chapitre 4 que ceci correspond à un rapport signal à bruit

électrique inverse de -137 dB/Hz. Pour être négligeable, le bruit relatif d'intensité doit lui être inférieur de 20 dB. Comme le bruit relatif d'intensité du signal est égal au bruit relatif d'intensité de la pompe dégradé de 20 dB, la pompe doit donc présenter, dans notre exemple, un bruit relatif d'intensité maximum de -177 dB/Hz pour ne pas induire de pénalité sur le signal.

$$\frac{1}{SNR_{ASE}} = \frac{2 \langle P \rangle B_{elec} / B_{opt}}{P_1 OSNR}, \quad \text{et} \quad \frac{1}{SNR_{RIN}} = \int_0^{B_{elec}} RIN(f) df \quad \text{équation 3.16}$$

III. L'amplification paramétrique de canaux multiplexés en longueurs d'onde

Le fonctionnement d'un amplificateur paramétrique repose sur une interaction non linéaire entre une pompe et un signal. Toutes les caractéristiques de l'amplificateur et de la fibre non linéaire sont donc optimisées afin de rendre les effets non linéaires très efficaces. Lors de l'amplification de plusieurs canaux multiplexés en longueur d'onde, on peut donc s'attendre à ce qu'ils interagissent entre eux par effets non linéaires et que de nouvelles composantes soient générées par mélange à quatre ondes d'autant plus que toutes les conditions (forte non linéarité de la fibre, faible dispersion) sont réunies pour que ces interactions soient fortes. Par une étude numérique, nous allons chercher quelques règles de conception pour minimiser la diaphotie dans les amplificateurs paramétriques

1) Etude des interactions entre canaux dans un amplificateur paramétrique

a- Les différentes sources de diaphotie

(i) La diaphotie par mélange à quatre ondes

Lors de l'amplification paramétrique d'un ensemble de canaux multiplexés en longueur d'onde, de nouvelles composantes peuvent être générées par mélange à quatre ondes par l'intermédiaire de différentes interactions. Ces nouvelles composantes sont une cause de diaphotie lorsqu'elles se situent dans la bande spectrale d'amplification. En effet, elles sont généralement issues de processus non linéaires faisant intervenir les canaux et portent donc les informations de ces canaux. La Figure 3.26 résume les différentes sources de diaphotie dans le cas où seulement deux canaux sont amplifiés.

La première source de diaphotie vient des interactions non linéaires entre les canaux. Dans le cas de l'amplification de deux canaux comme représenté à la Figure 3.26, les nouvelles composantes spectrales générées ne perturbent pas les canaux. Mais si on cherche à amplifier davantage de canaux, elles deviennent très pénalisantes pour la qualité de l'amplification car elles se situent exactement dans la bande spectrale des canaux. De plus, si l'espacement spectral entre canaux est régulier, les longueurs d'onde des raies de mélange à quatre ondes correspondent exactement à celles d'autres canaux. La diaphotie est alors maximum dans ce cas.

Un second type de processus par mélange à quatre ondes créent de nouvelles raies à des longueurs d'onde proche de la pompe. Il fait intervenir la pompe et deux canaux. La nouvelle composante se situe à côté de la pompe avec un écartement spectral égal

à celui des canaux. Dans le cas de plus de deux canaux, il peut y avoir plusieurs raies au pied de la pompe. Ces raies perturbent uniquement des canaux situés trop près de la pompe. En pratique, on espace les canaux de la pompe afin de les isoler plus aisément en sortie d'amplificateur. Ces composantes ne devraient donc pas trop perturber le fonctionnement de l'amplificateur. Néanmoins, on peut choisir de positionner la pompe de façon à ce que l'écart spectral entre la pompe et le premier canal ne soit pas un multiple de l'écartement spectral entre les canaux. Ainsi, les raies générées sont localisées entre les canaux, dans le cas où les canaux sont proches de la pompe. Cette disposition des canaux et de la pompe a été étudiée par Arnaud Mussot et a fait l'objet d'un dépôt de brevet [90].

Le dernier type d'interaction non linéaire correspond à la génération de raies du second ordre. Contrairement aux précédentes, ce type d'interaction s'observe également pour une amplification mono canal. Par mélange à quatre ondes entre la pompe, un canal et son onde conjuguée, une composante spectrale symétrique de la pompe par rapport au canal apparaît. Dans un fonctionnement en mode WDM, ces composantes induisent une diaphotie sur les canaux les plus éloignés de la pompe.

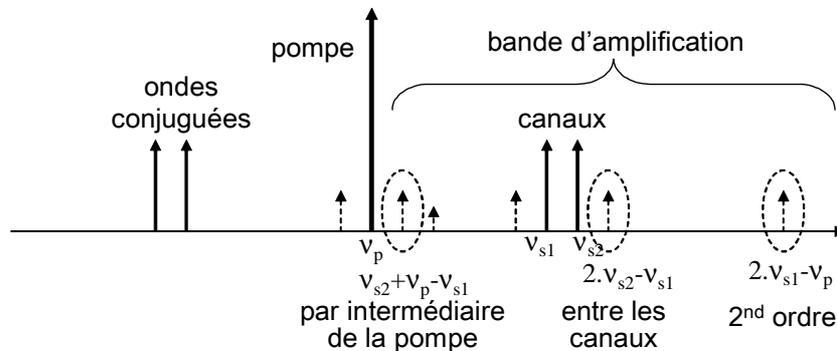


Figure 3.26 : Les différentes sources de diaphotie dans un amplificateur paramétrique à une pompe.

Si on prend en compte toutes les interactions non linéaires indésirables, on peut essayer de définir une bande d'amplification pour s'affranchir des composantes spectrales générées par un effet de second ordre et au mélange à quatre ondes entre la pompe et les canaux. Considérons une bande de gain disponible de largeur Δv_{gain} . La bande d'amplification est délimitée par le premier canal situé à Δv_{min} de la pompe et le dernier situé à Δv_{max} . Les composantes limitant le plus la définition de la bande sont celles issues d'un phénomène de second ordre : la première raie est située à $2.\Delta v_{\text{min}}$ de la pompe. Afin qu'elle ne soit pas dans la bande d'amplification, on doit avoir $\Delta v_{\text{max}} < 2.\Delta v_{\text{min}}$. Enfin pour obtenir la bande d'amplification la plus large possible, on place le dernier canal à Δv_{gain} de la pompe, soit $\Delta v_{\text{max}} = \Delta v_{\text{gain}}$. En conclusion, si un amplificateur paramétrique présente une bande de gain de largeur Δv_{gain} , seule la moitié de cette bande peut être utilisée si l'on veut éviter les raies de second ordre. Cette bande utile est située entre les fréquences $\Delta v_{\text{gain}}/2$ et Δv_{gain} comme représenté par la Figure 3.27. Par ailleurs, on s'affranchit également des raies spectrales générées près de la pompe. Dans cette configuration, seules les interactions entre canaux perturbent la qualité de l'amplification. Dans la suite de cette étude, nous ne nous intéresserons qu'à cette unique source de diaphotie.

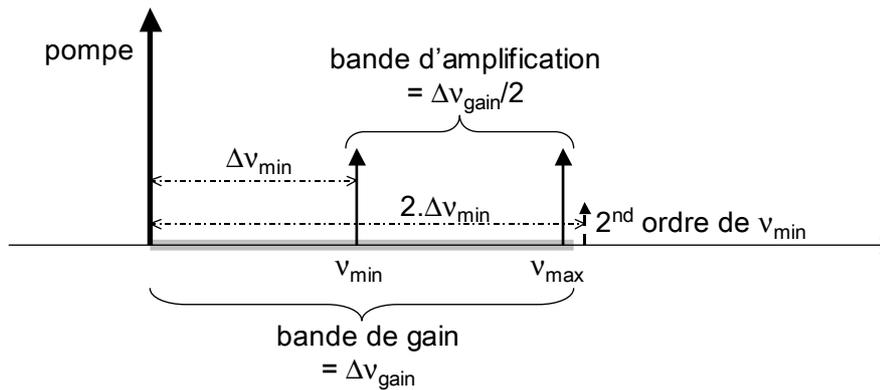


Figure 3.27 : Bande de gain disponible pour une amplification sans diaphotie avec les raies de second ordre.

(ii) La saturation de gain croisée

Un second phénomène peut dégrader considérablement la qualité des canaux amplifiés, il s'agit de la saturation de gain croisée. Lorsqu'un canal est modulé, sa puissance varie dans le temps d'un bit à l'autre. Un « 1 » est codé par une impulsion lumineuse et un « 0 » par une extinction de la lumière. Lorsque plusieurs canaux sont transmis sur une ligne et amplifiés, ils portent chacun une information différente et la succession de « 1 » et de « 0 » est donc différente d'un canal à l'autre. Dans le cas de plusieurs canaux, la pompe doit fournir une énergie équivalente à chacun des canaux quelque soit le niveau de leurs bits. Toutefois si la puissance moyenne des canaux est élevée, et si plusieurs canaux présentent simultanément un bit « 1 » à amplifier, sur ce temps bit, la puissance d'entrée des canaux sera plus élevée et la pompe doit fournir une énergie plus importante. Elle risque alors de subir une déplétion et de produire moins de gain à l'ensemble des canaux. Le gain d'un canal dépend alors de l'information portée par les autres canaux. Ce phénomène est décrit par la Figure 3.28. Sur ce schéma, on considère que 2 canaux sont amplifiés et que le gain de l'amplificateur reste constant si la puissance totale d'entrée est inférieure ou égale à 1. Ceci signifie que le gain sature uniquement lorsque les 2 canaux présentent simultanément un bit « 1 ». C'est, par exemple, le cas aux temps bit 5, 7 et 11. Ainsi, sur ces temps bit, les bits sont moins amplifiés que sur le reste de la trame. L'allure temporelle de la puissance normalisée du canal 1 en sortie d'amplificateur est représentée (courbe canal 1 amplifié). Le niveau des bits « 1 » de ce canal n'est pas constant, et le canal a subi les effets de la saturation du gain.

Nous n'avons pas étudié cet effet. Néanmoins, il a été mis en évidence par le laboratoire suédois de l'université de Chalmers [34]. Par exemple, la Figure 3.29 illustre l'effet sur un canal de la saturation du gain créé par les bits « 1 » d'un second canal. Pour cette mesure, on remarque trois niveaux de puissance : le niveau « 0 », le niveau « 1 » et un niveau intermédiaire qui correspond à un bit « 1 » amplifié en régime de saturation.

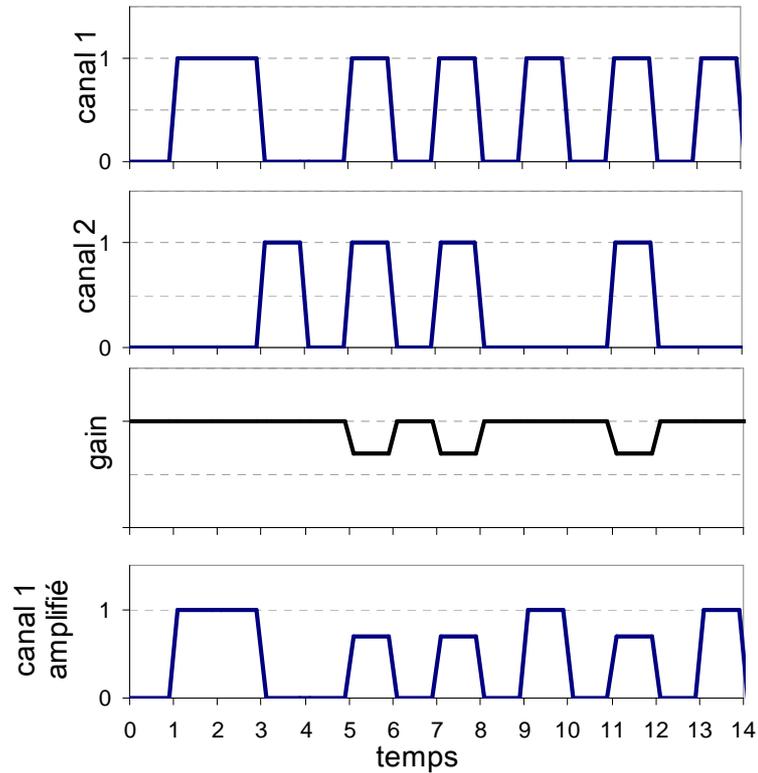


Figure 3.28 : Description de la saturation de gain croisée.

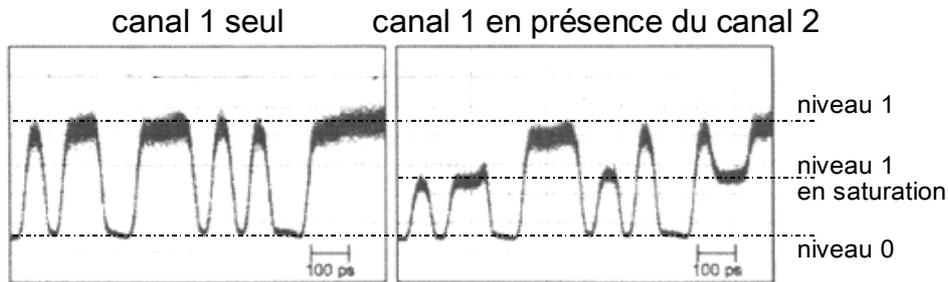


Figure 3.29 : Mesure de la saturation de gain croisée lors de l'amplification de deux canaux [34].

b- Cadre de l'étude numérique

Dans l'étude numérique qui va suivre, un amplificateur paramétrique à fibre donné est considéré et nous cherchons à déterminer les caractéristiques de fonctionnement de l'amplificateur qui influencent le niveau de diaphotie. Ainsi, nous allons faire varier les paramètres du peigne multiplexé en longueur d'onde injecté dans l'amplificateur (nombre de canaux, longueurs d'onde, puissance par canal) et évaluer la diaphotie induite dans l'amplificateur. Le but de cette étude est de déterminer des principes simples sur la génération des nouvelles composantes. Par la suite, dans le paragraphe III.2., ces principes seront utilisés pour optimiser les caractéristiques de l'amplificateur et minimiser la diaphotie.

(i) Caractéristiques de l'amplificateur paramétrique étudié

Dans cette étude, nous considérons un amplificateur paramétrique à une pompe constitué d'une fibre hautement non linéaire dont les caractéristiques sont les suivantes : $L = 490$ m, $\alpha = 0,55$ dB/km, longueur d'onde de dispersion nulle

$\lambda_0 = 1553,1$ nm, pente de dispersion $D' = 0,029$ ps.nm⁻².km⁻¹, $\gamma = 9,93$ W⁻¹.km⁻¹. La pompe a une longueur d'onde $\lambda_p = 1553,3$ nm et une puissance de 560 mW. La courbe de gain en régime mono canal et petit signal ($P_{\text{signal}} = -20$ dBm) a été calculée, elle est représentée par la Figure 3.30.

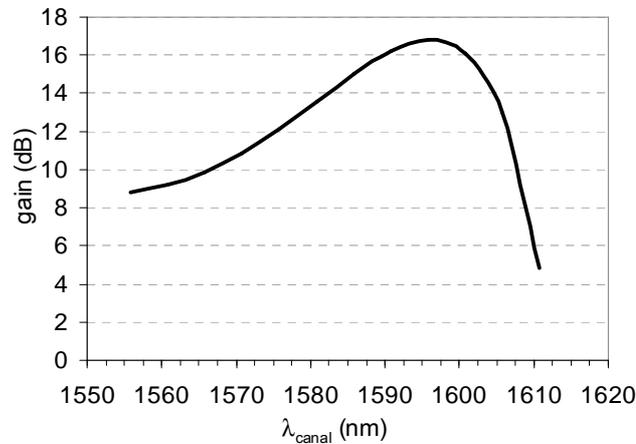


Figure 3.30 : Spectre de gain de l'amplificateur paramétrique considéré dans les simulations suivantes.

(ii) Hypothèses de simulation

Dans les simulations qui vont suivre, aucune modulation de phase de la pompe ou bruit d'intensité de la pompe n'est pris en compte. Les ondes (pompe et canaux) sont toutes continues et monochromatiques. Nous négligeons l'effet Brillouin. De plus, le modèle numérique utilisé, décrit au chapitre 1, est un modèle scalaire qui ne considère pas les états de polarisation des ondes. On suppose donc que les ondes sont toutes polarisées linéairement et que leurs états de polarisation sont co-linéaires. De plus, la génération d'émission spontanée n'est pas simulée.

c- Diaphotie dans le cas de 2 canaux

(i) Influence du gain ou de la puissance des canaux

Le but de cette première étude est de déterminer si le taux de diaphotie dépend du niveau de gain ou de la puissance par canal. L'amplification de deux canaux a donc été simulée dans de nombreuses configurations et le taux de diaphotie obtenu en sortie de l'amplificateur a été calculé. Il est défini par le rapport de la puissance d'une des composantes générées sur la puissance de sortie du canal adjacent, ou l'écart en décibel entre ces puissances comme représenté par la Figure 3.31.

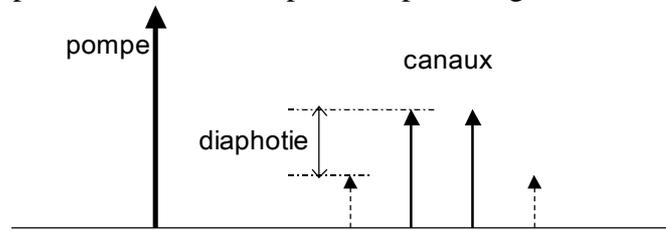


Figure 3.31 : Définition de la diaphotie.

Par une série de simulations, la diaphotie a donc été calculée, dans le cas de deux canaux espacés de 0,8 nm, soit 100 GHz, pour différentes puissances d'entrée de l'amplificateur. Pour chaque puissance, la diaphotie a été calculée en fonction de la longueur d'onde des canaux. La puissance par canal varie de -25 à 0 dBm par pas de

5 dB. A partir de la puissance 0 dBm, l'amplificateur paramétrique commence à saturer. Pour les longueurs d'onde 1595 et 1600 nm, on observe une compression du gain de 1,5 dB. Le résultat de ces simulations est représenté par la Figure 3.32. On constate que la diaphotie augmente en fonction de la puissance par canal et que pour une même puissance d'entrée, elle augmente également sur la bande avec le gain. Plus précisément, on peut remarquer que la diaphotie augmente en fonction du carré de la puissance d'entrée par canal, puisqu'en décibel, la diaphotie augmente deux fois plus vite que la puissance par canal. Pour passer à une courbe supérieure, la diaphotie augmente de 10 dB alors que la puissance par canal n'augmente que de 5 dB.

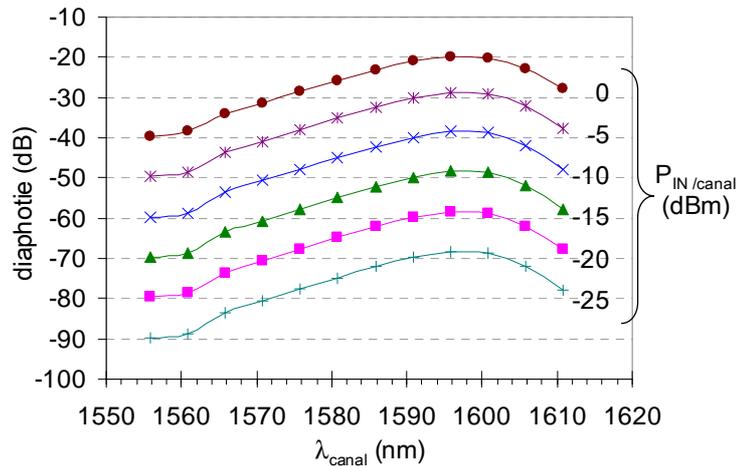


Figure 3.32 : Diaphotie simulée entre deux canaux en fonction de la longueur d'onde pour différentes puissances d'entrée.

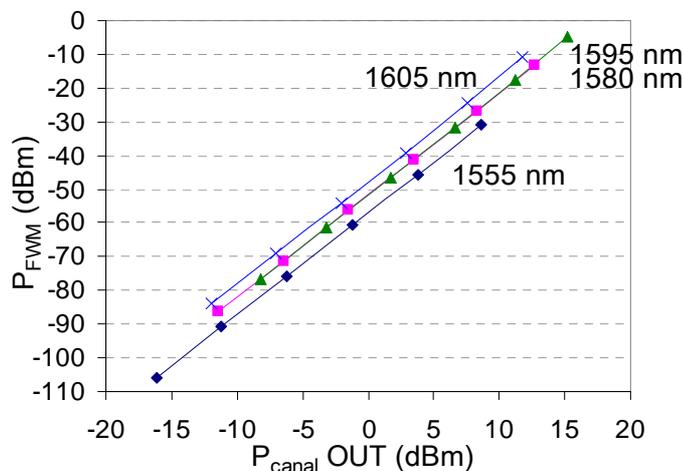


Figure 3.33 : Puissance du produit d'inter modulation entre deux canaux en fonction de la puissance de sortie pour quatre longueurs d'onde.

Pour évaluer l'effet conjoint du niveau de gain et de la puissance d'entrée par canal, on trace la puissance de la raie de mélange à quatre ondes en fonction de la puissance de sortie du canal adjacent pour quatre longueurs d'onde signal différentes 1555, 1580, 1595 et 1605 nm. D'après les courbes de la Figure 3.33, la puissance de la raie dépend de la puissance de sortie par canal au cube (pente des courbes = 3 dBm/dBm). Il est intéressant de remarquer que pour les longueurs d'onde 1580 et 1595 nm, les courbes se superposent. Comme le gain à ces deux longueurs d'onde est différent (17 et 13,4 dB), la même diaphotie est donc obtenue pour des puissances d'entrée différentes à condition que les puissances de sortie soient égales. Cette caractéristique est mise davantage en valeur si l'on trace la diaphotie en fonction de la longueur d'onde pour une puissance de sortie par canal de 0 dBm.

D'après la Figure 3.34, la diaphotie est quasiment constante sur la majeure partie de la bande spectrale de gain de l'amplificateur, si on considère une puissance de sortie par canal constante. Deux parties de la bande n'ont pas ce comportement : les canaux proches de la pompe (de 1554 à 1565 nm) et les canaux situés à l'extrémité de la bande de gain (> 1600 nm). Pour les canaux les plus éloignés de la pompe, la diaphotie augmente considérablement de -52 dB à -37 dB. Toutefois, le gain chute aussi très rapidement (environ 1 dB/nm). Concernant la bande située près de la pompe, nous avons vu au paragraphe III.1.a qu'elle ne peut pas être utilisée à cause de la génération de raies supplémentaires par mélange à quatre ondes avec la pompe.

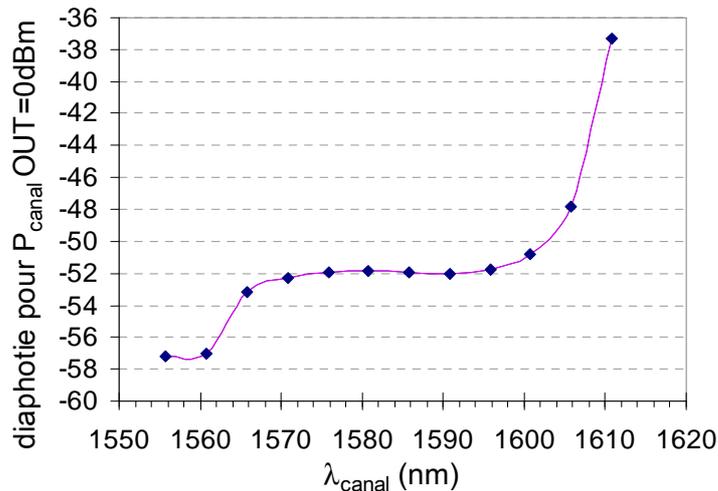


Figure 3.34 : Diaphotie en fonction de la longueur d'onde pour une puissance de sortie par canal de 0 dBm.

(ii) Influence de l'écartement spectral entre canaux

Dans le paragraphe précédent, l'écartement spectral entre les deux canaux était fixé à 100 GHz. L'influence de ce paramètre sur la diaphotie induite est ici étudiée pour deux canaux situés au maximum de la courbe de gain. Le canal 1 a une longueur d'onde fixée à 1595 nm et le canal 2 est successivement décalé de 25 à 500 GHz par pas de 25 GHz. La puissance par canal en entrée de l'amplificateur est -20 dBm, ce qui correspond à une puissance de sortie de $-3,2$ dBm. La diaphotie a donc été calculée en fonction de l'écartement spectral entre les canaux. De plus, la même série de simulation a été réalisée mais sans pomper l'amplificateur. Les résultats sont résumés dans la Figure 3.35. Lorsque l'amplificateur n'est pas pompé (courbe pompe Off), une évolution sinusoïdale classique traduit l'influence de la dispersion de la fibre sur l'efficacité du processus de mélange à quatre ondes entre les canaux [91]. Lorsque l'amplificateur est pompé (courbe pompe On), on observe évidemment une augmentation de la diaphotie causée par l'accroissement de la puissance des canaux. Par contre, en régime d'amplification, la diaphotie est beaucoup moins sensible à l'écartement spectral des canaux et donc à l'effet de la dispersion : elle n'est réduite que de 6,5 dB. L'évolution sinusoïdale n'est pas retrouvée. Ce comportement est sans doute dû au fait que lors de l'amplification paramétrique, la phase des canaux n'est pas soumise uniquement à l'effet de la dispersion, les canaux subissent également la modulation de phase croisée de la pompe.

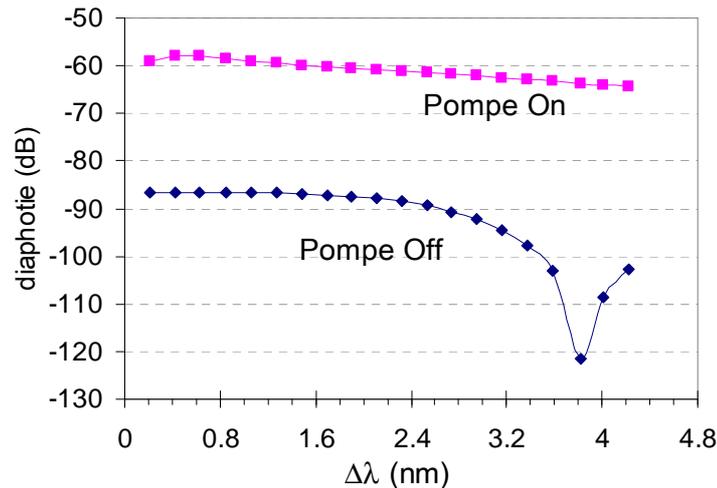


Figure 3.35 : Influence de l'écartement spectral entre canaux sur la diaphotie.

d- Diaphotie dans le cas de plus de 2 canaux

Dans les systèmes de transmission optiques multiplexés en longueur d'onde, plus de deux canaux sont généralement transmis simultanément. En augmentant le nombre de canaux, on augmente également le nombre de produits d'inter-modulation possibles par mélange à quatre ondes. De plus, lorsque les canaux sont régulièrement répartis sur la bande avec un écartement spectral constant, ce qui est généralement le cas, plusieurs produits d'inter-modulation peuvent avoir la même longueur d'onde. La puissance résultante de la raie de mélange à quatre ondes augmente donc avec le nombre de canaux. Par simulations numériques, nous avons vérifié cette tendance. Pour chaque nouvelle simulation, deux canaux ont été ajoutés de part et d'autre de la longueur d'onde 1580 nm, avec un écartement spectral constant de 25 GHz et une puissance par canal en entrée d'amplificateur constante de -25 dBm. La diaphotie a été calculée à la longueur d'onde 1580 nm. A cette longueur d'onde, il n'y a aucun canal mais en sortie d'amplificateur, une raie est présente, générée par mélange à quatre ondes. Dans la première simulation, 4 canaux sont amplifiés et dans la dernière, 50 canaux. Comme pour l'étude de l'écartement spectral, la même série de simulation a été réalisée pour l'amplificateur non pompé. Les résultats sont donnés par la Figure 3.36. On constate tout d'abord que la diaphotie est plus élevée dans l'amplificateur pompé. En effet, lorsque l'amplificateur est pompé, les canaux sont plus puissants. De plus, la même évolution en fonction du nombre de canaux est observée que la pompe soit présente ou non. La diaphotie dépend du nombre de canaux de façon logarithmique. En fait, le taux de diaphotie dépend surtout de la puissance des canaux proches. Lors que l'on augmente le nombre de canaux, on ajoute des canaux de plus en plus éloignés de la longueur d'onde 1580 nm, ces canaux contribuent moins à la génération de produit d'inter-modulation à la longueur d'onde 1580 nm.

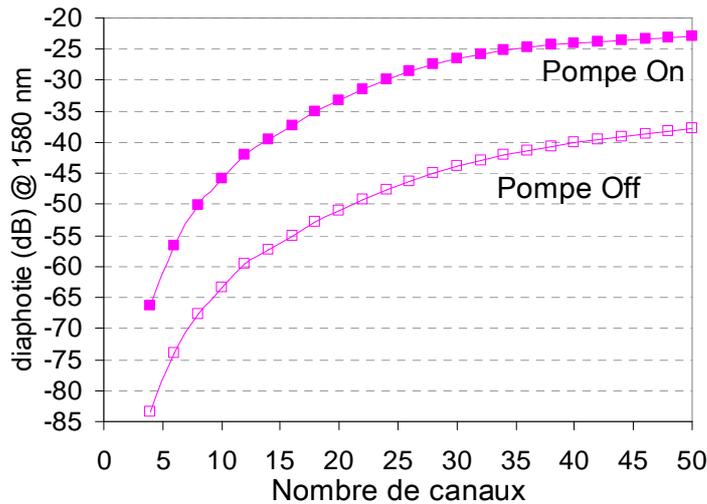


Figure 3.36 : Influence du nombre de canaux sur la diaphotie.

e- Conclusion

Grâce à cette étude de la diaphotie dans un amplificateur paramétrique donné, nous pouvons conclure que la diaphotie augmente suivant le carré de la puissance d'entrée par canal et donc beaucoup plus rapidement que la puissance des canaux. De plus, le taux de diaphotie est déterminé par la puissance de sortie par canal plutôt que par le gain ou la puissance d'entrée par canal. Ainsi, on a pu constater que la même diaphotie était calculée sur la majeure partie de la bande de gain pour des gains et des puissances d'entrée par canal différents à condition que la puissance de sortie par canal soit constante. Dans la suite de notre étude, nous allons utiliser cette caractéristique pour optimiser les paramètres de l'amplificateur et réduire la diaphotie.

Par ailleurs, en régime d'amplification paramétrique, l'écartement spectral entre les canaux a une influence assez limitée sur la diaphotie. Dans le cas de deux canaux, un espacement de 250 GHz est nécessaire pour observer une diminution de la diaphotie de 3 dB.

2) *Conception d'un amplificateur paramétrique pour réduire les interactions entre canaux*

a- Influence des paramètres de l'amplificateur

(i) Conditions de simulation

L'objectif de ce paragraphe est d'analyser l'effet des paramètres d'un amplificateur paramétrique (par exemple, la longueur de la fibre non linéaire) sur le taux de diaphotie. A partir de cette étude, nous donnerons quelques règles simples pour concevoir un amplificateur paramétrique qui génère la diaphotie la plus faible possible. Evidemment faire varier les paramètres de l'amplificateur va induire une modification de la courbe de gain. Pour comparer les résultats, nous allons calculer dans chacun des cas la diaphotie pour une puissance de sortie par canal constante comme cela a été mis en évidence dans le paragraphe précédent. Pour chaque paramètre de l'amplificateur étudié, trois séries de simulations sont réalisées pour trois puissances d'entrée différentes (-20, -30 et -40 dBm). Puis comme la diaphotie

dépend de la puissance de sortie par canal au cube, la diaphotie correspondant à une puissance de sortie de 0 dBm sera extrapolée en supposant que l'amplificateur ne sature pas.

On simule l'amplification paramétrique de deux canaux espacés de 100 GHz et situés autour de 1580 nm. L'amplificateur de référence est celui considéré dans le paragraphe précédent. Par conséquent, la diaphotie de référence pour une puissance de sortie par canal de 0 dBm est -51,7 dB.

(ii) Longueur de la fibre non linéaire

Le premier paramètre étudié est la longueur de la fibre non linéaire. On rappelle qu'une modification de la longueur entraîne une modification du niveau de gain mais ne modifie pas la condition d'accord de phase. On fait varier la longueur de la fibre de 250 à 1500 m par pas de 250 m. Le calcul de la diaphotie extrapolée pour une puissance de sortie par canal de 0 dBm est donné par la Figure 3.37. Une variation de longueur a plus d'effet sur la diaphotie lorsque la longueur initiale de la fibre est courte (< 500 m). En effet, dans cet exemple, si on double la longueur de 250 à 500 m, la diaphotie augmente de 4 dB alors que si on double la longueur de 500 à 1 000 m, elle n'augmente que de 1,6 dB. Il est donc préférable du point de vue de la diaphotie d'utiliser une fibre non linéaire courte dans les amplificateurs paramétriques. Du point de vue du niveau de gain, une fibre courte est assez défavorable étant donné que le gain exprimé en décibels dépend linéairement de la longueur. Ici, doubler la longueur de la fibre revient à multiplier le gain en décibels par 2,5, ce qui est considérable. Pour déterminer la longueur de fibre idéale, il est donc nécessaire de faire un compromis entre le niveau de gain souhaité et le taux de diaphotie maximum toléré. Toutefois, il est important de noter que notre simulation considère une fibre parfaite sans variations longitudinales de la dispersion. Vis à vis de ces fluctuations longitudinales, nous avons conclu précédemment qu'une fibre courte réduit les déformations de la courbe de gain.

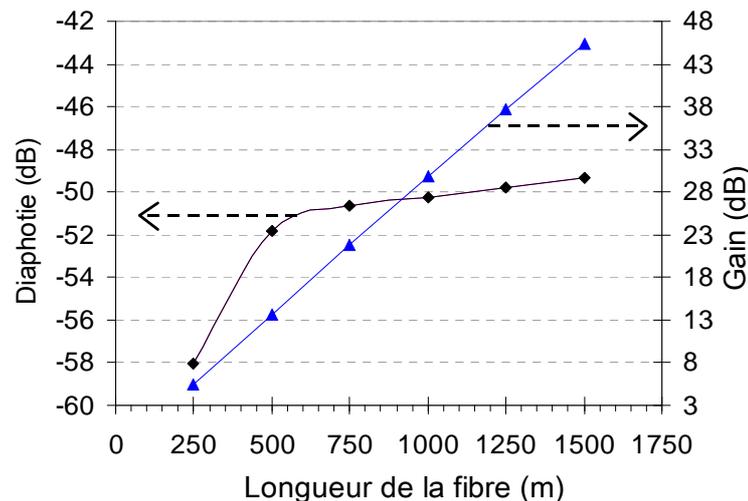


Figure 3.37 : Influence de la longueur de la fibre non linéaire sur le gain et la diaphotie entre deux canaux de puissance de sortie 0 dBm.

(iii) Puissance de la pompe et coefficient non linéaire de la fibre

Nous étudions ensuite l'influence de la puissance de la pompe P_p et du coefficient non linéaire γ de la fibre sur la diaphotie créée dans l'amplificateur. Nous rappelons

que ces deux paramètres ont exactement le même effet sur la courbe de gain puisqu'elle est définie par le produit $\gamma.P_p$. Deux séries de simulations sont réalisées : tout d'abord, la puissance de pompe varie, puis le coefficient non linéaire. Nous avons regroupé les résultats de ces simulations sur un même graphique. L'abscisse de ce graphique est soit le rapport puissance de pompe modifiée sur puissance de pompe de référence, soit le rapport coefficient non linéaire modifié sur coefficient non linéaire de référence. Ainsi, sur la Figure 3.38, on peut vérifier que si l'on modifie la puissance de pompe ou le coefficient non linéaire du même rapport, le niveau de gain varie de la même façon : les deux courbes de variation du gain en fonction de la puissance de pompe et du coefficient non linéaire sont superposées. Par contre, les courbes de variation de la diaphotie sont complètement différentes. Lorsque la puissance de pompe augmente, la diaphotie diminue alors que lorsque le coefficient non linéaire augmente, elle augmente également. De plus, la puissance de pompe a un effet plus faible puisque la diaphotie n'est réduite que de 3,6 dB alors que le coefficient non linéaire induit un accroissement de 8,2 dB.

Cette différence de comportement peut s'expliquer de la façon suivante. La diaphotie calculée est le résultat d'un processus de mélange à quatre ondes entre les canaux. Dans ce processus, la pompe n'intervient pas directement alors que le coefficient non linéaire détermine son efficacité. Donc si le coefficient non linéaire augmente, la raie de mélange à quatre ondes est générée plus efficacement et la diaphotie augmente. Par ailleurs, la diaphotie diminue quand la puissance de pompe augmente car on représente ici la diaphotie pour une puissance de sortie constante de 0 dBm. Par conséquent, quand on accroît la puissance de pompe, le gain augmente. Pour atteindre une puissance de sortie 0 dBm, la puissance d'entrée des canaux doit donc être diminuée. La puissance moyenne des canaux le long de la fibre est donc plus faible, ils génèrent alors une composante par mélange à quatre ondes moins efficacement et la diaphotie diminue. Le même effet se produit lorsque le coefficient non linéaire augmente, mais il est largement compensé par l'augmentation de l'efficacité du mélange.

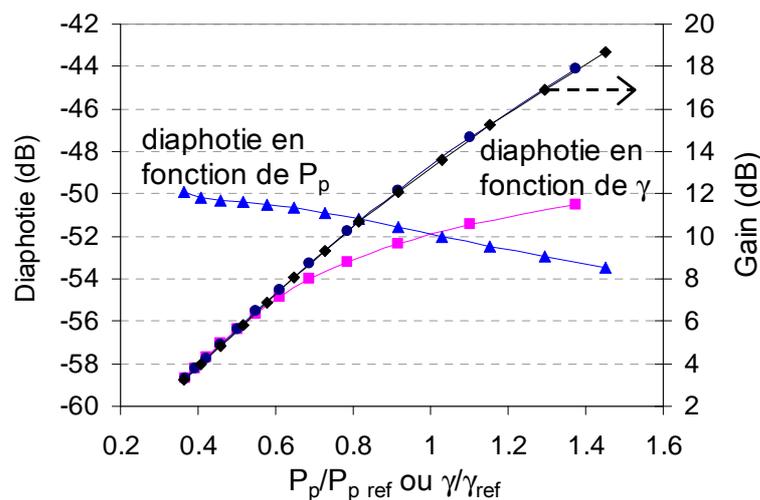


Figure 3.38 : Influence de la puissance de pompe et du coefficient non linéaire sur le gain et la diaphotie pour une puissance de sortie 0 dBm. ($P_{p,ref} = 560$ mW, $\gamma_{ref} = 9,93$ W⁻¹.km⁻¹).

Cette caractéristique de la diaphotie dans un amplificateur paramétrique peut être mieux appréciée si la puissance de pompe et le coefficient non linéaire varient conjointement de manière à maintenir un produit $\gamma.P_p$ constant. On fait varier la puissance de pompe de 23,1 à 28,6 dBm par pas de 0,5 dB. Lorsque la puissance de

pompe augmente de 0,5 dB, on diminue le coefficient non linéaire de 0,5 dB (en augmentant l'aire effective de la fibre). Le résultat de cette simulation est représenté par la Figure 3.39. On peut vérifier que le gain reste constant, égal à 13 dB. Par contre, quand la puissance de pompe augmente et donc quand le coefficient non linéaire diminue, la diaphotie décroît. Elle décroît deux fois plus vite que le coefficient non linéaire : une diminution de 5,5 dB du coefficient non linéaire induit une chute de 11 dB de la diaphotie. En effet, la puissance de la raie de mélange à quatre ondes dépend du carré du coefficient non linéaire. En conclusion, il est préférable d'utiliser une fibre avec un faible coefficient non linéaire pour réduire la diaphotie générée dans l'amplificateur. Cependant, ce faible coefficient non linéaire doit être compensé par une forte puissance de pompe afin d'atteindre un gain large bande. Une pompe de forte puissance présente l'inconvénient de moins bien résister à la diffusion Brillouin.

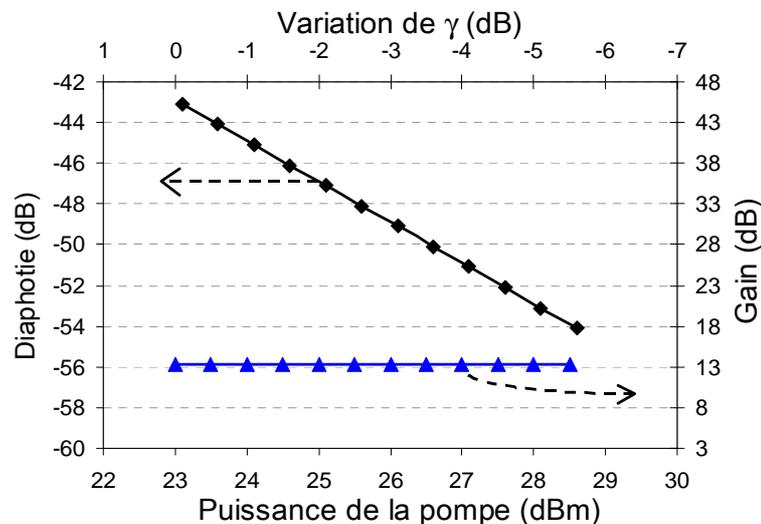


Figure 3.39 : Influence de la puissance de pompe sur la diaphotie pour un produit $\gamma \cdot P_p$ constant.

b- Comparaison de quelques amplificateurs paramétriques

Les performances de différents amplificateurs paramétriques sont maintenant comparés vis à vis de la génération de diaphotie. Nous comparons successivement deux couples d'amplificateurs qui présentent une courbe de gain similaire. Pour ces comparaisons, le peigne de canaux WDM est injecté dans chacun des amplificateurs. Il s'agit de 40 canaux, de même puissance, espacés de 25 GHz. Le premier canal a une longueur d'onde de 1568 nm et le dernier 1584,56 nm. Entre les canaux 20 et 21, l'écartement spectral est de 100 GHz. Il manque donc un canal à la longueur d'onde 1575,8 nm et la diaphotie sera calculée à cette longueur d'onde par rapport à la puissance de canal 21.

(i) Amplificateurs constitués d'une HNLF ou d'une DSF

Dans un premier temps, nous allons comparer des amplificateurs constitués de deux fibres différentes. La fibre non linéaire est l'un des éléments clés de l'amplificateur paramétrique. Actuellement, pour réaliser une amplification dans la bande C, deux types de fibres sont disponibles : une fibre à dispersion décalée (DSF) ou une fibre hautement non linéaire à dispersion décalée (HNLF). Les fibres hautement non linéaires ont un coefficient non linéaire 5 à 10 fois supérieur à celui des DSF, en raison de leur faible surface effective. Elles présentent aussi une atténuation linéique

légèrement supérieure et une pente de dispersion moitié par rapport à celle des DSF. En fonction des caractéristiques de ces fibres, les paramètres restants de l'amplificateur paramétrique (longueur de la fibre, puissance de pompe) ont été choisis pour réaliser deux amplificateurs similaires par leur courbe de gain. La longueur d'onde de dispersion nulle des deux fibres est $\lambda_0 = 1553,1$ nm, et les longueurs d'onde de pompe sont choisies égales à 1553,2 nm et 1553,6 nm, c'est-à-dire légèrement au-dessus du λ_0 pour tenir compte des fluctuations éventuelles de la dispersion. Les caractéristiques des deux amplificateurs sont résumées dans le Tableau 5 et les courbes de gain calculées pour un signal unique de faible puissance sont représentées par la Figure 3.40.

	Amplificateur constitué d'une DSF	Amplificateur constitué d'une HNLF
$\lambda_p - \lambda_0$ (nm)	0,1	0,5
Longueur (m)	700	580
Atténuation (dB/km)	0,2	0,55
Pente de dispersion (ps.nm ⁻² .km ⁻¹)	0,06	0,03
Coefficient non linéaire γ (W ⁻¹ .km ⁻¹)	2,2	13
P_{pompe} (mW)	2 500	500

Tableau 5 : Caractéristiques de deux amplificateurs paramétriques similaires constitués, l'un d'une DSF, l'autre d'une HNLF.

D'après ce tableau, la principale différence entre les caractéristiques des deux amplificateurs envisagés vient du coefficient non linéaire des fibres. Pour compenser le faible coefficient de la DSF, il est nécessaire de pomper la DSF avec une pompe beaucoup plus puissante que pour la HNLF : 2,5 W au lieu de 500 mW. Les courbes de gain obtenues avec ces amplificateurs sont très similaires. Le gain maximum est quasiment identique (26,7 dB pour l'amplificateur à base de HNLF et 27,4 dB pour celui à base de DSF), le gain proche de la longueur d'onde de pompe également (11,6 dB pour celui à base de HNLF, 11,7 dB pour celui à base de DSF). L'amplificateur constitué d'une DSF présente une bande de gain légèrement plus étroite. Cependant, sur la bande spectrale considérée, de 1568 à 1584,5 nm, les deux courbes de gain ont un écart de gain moyen de 0,6 dB.

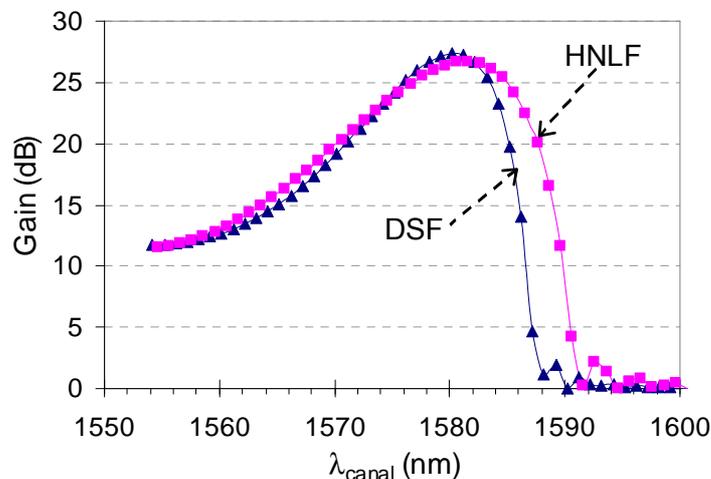


Figure 3.40 : Spectre de gain simulé de deux amplificateurs paramétriques similaires constitués, l'un d'une DSF, l'autre d'une HNLF.

La diaphotie a donc été calculée pour ces deux amplificateurs à la longueur d'onde 1575,8 nm, lorsque 40 canaux espacés de 25 GHz sont amplifiés. Les simulations ont été réalisées pour différentes puissances d'entrée par canal, les résultats sont donnés par la Figure 3.41. Pour le même gain et donc la même puissance de sortie, l'amplificateur paramétrique constitué d'une DSF génère moins de diaphotie que celui constitué d'une HNLF, environ 16 dB de moins. Cette réduction de la diaphotie est essentiellement due à la différence entre les coefficients non linéaires des fibres. Toutefois, le prix à payer, dans ce cas, pour une réduction de la diaphotie de 16 dB est une augmentation de la puissance de pompe de 5 dB (2,5 W au lieu de 500 mW).

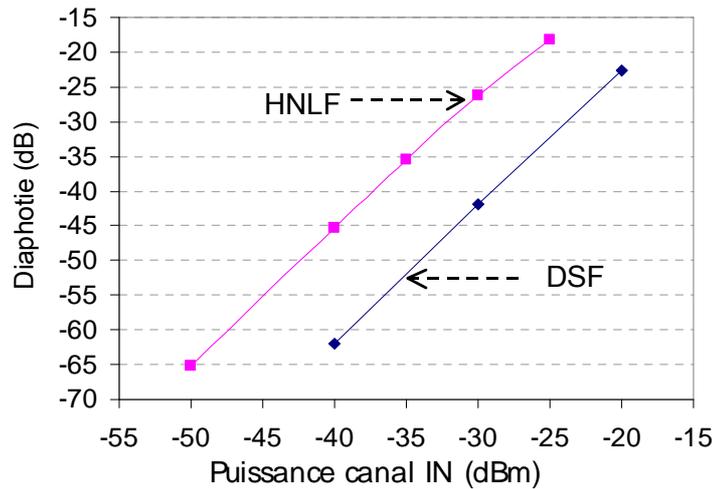


Figure 3.41 : Comparaison de la diaphotie générée par deux amplificateurs paramétriques similaires, l'un à base de DSF, l'autre de HNLF.

(ii) Amplificateurs avec une dispersion nulle ou contrôlée

Un des paramètres des amplificateurs paramétriques qui n'a pas encore été étudié est la dispersion de la fibre non linéaire. Une fibre de dispersion totalement nulle permet d'obtenir une courbe de gain très étendue et avec une excursion de gain nulle. La dispersion et la pente de la dispersion doivent être nulles. Même si ce type de fibre est pour le moment irréaliste, nous avons voulu estimer le taux de diaphotie qui serait alors généré lors d'une amplification, sachant qu'une faible dispersion entre les canaux favorisent les effets inter-canaux par mélange à quatre ondes. Cet amplificateur sans dispersion est comparé à un amplificateur constitué de quatre fibres de dispersion non nulle, mais contrôlée. Nous avons vu au chapitre 2 que la concaténation de fibres avec un contrôle précis de leurs paramètres permettait d'aplanir la courbe de gain [24]. Ces deux amplificateurs présentent ainsi une courbe de gain très similaire et uniforme sur la bande spectrale 1568 – 1584,5 nm. Les caractéristiques des deux amplificateurs sont résumées dans le Tableau 6 et leurs courbes de gain sont données par la Figure 3.42. Le gain est très uniforme sur la bande considérée puisqu'il ne varie que de 0,65 dB pour l'amplificateur à dispersion contrôlée et de 0,5 dB pour l'amplificateur à dispersion nulle. Le gain moyen est 12,25 dB.

	Amplificateur sans dispersion	Amplificateur avec une dispersion contrôlée			
		Fibre 1	Fibre 2	Fibre 3	Fibre 4
$\lambda_p - \lambda_0$ (nm)		0,023	-1,47	1,56	3,84
Longueur (m)	425	200	77	118	27
Atténuation (dB/km)	0,2	0,55	0,55	0,55	0,55
Pente de dispersion (ps.nm ⁻² .km ⁻¹)	0	0,03081	0,03087	0,03075	0,03066
Coefficient non linéaire γ (W ⁻¹ .km ⁻¹)	13	13	13	13	13
P _{pompe} (mW)	770	770			

Tableau 6 : Caractéristiques de deux amplificateurs paramétriques similaires, l'un sans dispersion, l'autre avec une dispersion contrôlée.

Grâce à ces deux amplificateurs, nous étudions uniquement l'influence de la dispersion sur le taux de diaphotie. En effet, ils présentent la même non linéarité car les fibres ont des coefficients non linéaires égaux et les puissances de pompe sont égales. De plus, les longueurs de ces amplificateurs sont équivalentes, 425 m pour l'amplificateur sans dispersion et 422 m pour l'amplificateur à dispersion non nulle et contrôlée. La Figure 3.43 représente le calcul de la diaphotie dans les deux amplificateurs en fonction de la puissance d'entrée par canal lors de l'amplification de 40 canaux. On peut constater que la valeur de la dispersion des fibres a un effet très limité sur le taux de diaphotie. L'écart maximum entre les deux courbes est de 0,5 dB pour une puissance par canal de -25 dBm.

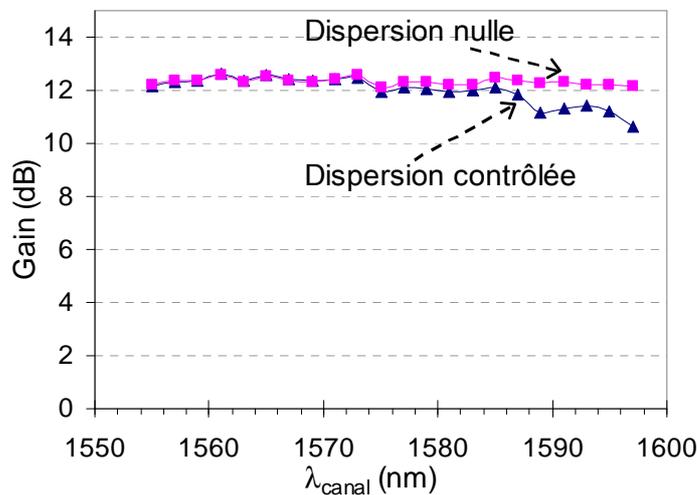


Figure 3.42 : Spectre de gain simulé de deux amplificateurs paramétriques similaires, l'un sans dispersion, l'autre avec une dispersion contrôlée.

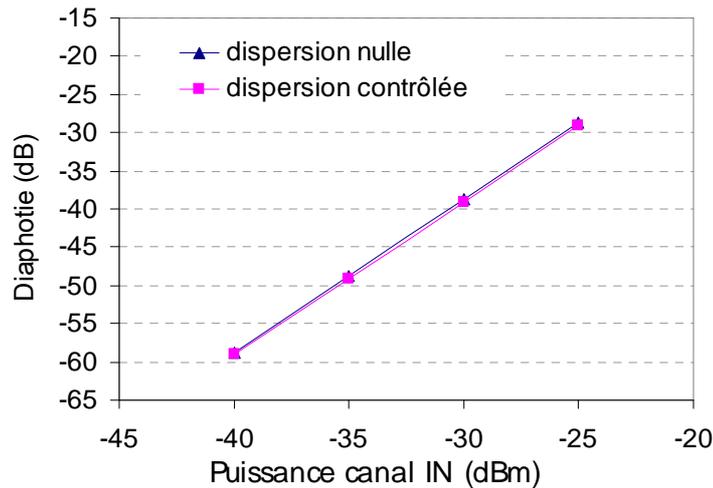


Figure 3.43 : Comparaison de la diaphotie à la longueur d'onde 1576 nm générée par 40 canaux dans deux amplificateurs paramétriques similaires, l'un sans dispersion, l'autre avec une dispersion contrôlée.

3) Conclusion

Dans les amplificateurs paramétriques à fibre optique fonctionnant en régime multiplexé en longueur d'onde, de nombreuses composantes spectrales peuvent être créées par mélange à quatre ondes. Les plus pénalisantes sont celles générées par interactions entre les canaux puisqu'elles se situent exactement aux longueurs d'onde des canaux. Les différents résultats publiés concernent principalement les amplificateurs paramétriques à deux longueurs d'onde de pompe [32], [33]. L'étude que nous avons menée s'est focalisée sur les amplificateurs paramétriques à une pompe. Et les résultats que nous avons présentés sont tout à fait concordants avec ceux des amplificateurs à deux longueurs d'onde de pompe.

Une première étude numérique a montré que pour un nombre fixé de canaux, la diaphotie induite par le mélange à quatre ondes entre canaux augmente suivant le carré de la puissance par canal, c'est-à-dire plus rapidement que la puissance des canaux. Elle augmente également avec le nombre de canaux. Par contre, l'écartement spectral entre les canaux a une influence plus limitée, 250 GHz d'espacement entre deux canaux est nécessaire pour réduire la diaphotie de 3 dB. Une caractéristique intéressante a été mise en évidence : pour un nombre fixé de canaux et dans un amplificateur paramétrique donné, le taux de diaphotie ne dépend pas du niveau de gain ou de la puissance d'entrée mais de la puissance de sortie. Ainsi pour une puissance égale de sortie, la diaphotie est la même quelques soient les longueurs d'onde des canaux.

L'influence des différents paramètres des amplificateurs sur la diaphotie a ensuite été analysée. Pour réduire la diaphotie, il est préférable d'utiliser une fibre non linéaire courte. Même si ceci entraîne une réduction du niveau de gain, une fibre courte a déjà été recommandée afin de réduire l'effet des fluctuations de la dispersion le long de la fibre. Dans un amplificateur paramétrique, la puissance de pompe et le coefficient non linéaire de la fibre ont exactement la même influence sur la forme et le niveau du spectre de gain. Une augmentation de l'un de ces paramètres élargit la bande d'amplification et augmente le niveau de gain. Des simulations ont été réalisées en faisant varier les deux paramètres de façon inverse et en maintenant le produit 'puissance de pompe - coefficient non linéaire' constant. Ces simulations montrent

que la diaphotie diminue quand la puissance de pompe augmente et que le coefficient non linéaire diminue. Jusqu'ici, une fibre hautement non linéaire était recommandée afin de réduire la puissance de pompe. Cependant, cette solution ne favorise pas la réduction des effets non linéaires entre les canaux. Des amplificateurs paramétriques de conception différente mais présentant des courbes de gain similaires ont ensuite été comparés. Les deux premiers amplificateurs que l'on compare sont conçus à partir de deux fibres différentes, soit une fibre à dispersion décalée standard, soit une fibre à dispersion décalée hautement non linéaire. Ainsi que cela était attendu, l'amplificateur constitué d'une fibre standard génère moins de diaphotie mais sa puissance de pompe est beaucoup plus forte. Dans notre cas, la diaphotie de l'amplificateur constitué d'une fibre standard est 16 dB plus faible mais sa puissance de pompe est plus forte de 5 dB. Deux autres amplificateurs paramétriques ont été comparés: l'un est constitué d'une fibre avec une dispersion nulle et constante, l'autre de quatre fibres dont les caractéristiques de dispersion sont optimisées. Ces deux amplificateurs produisent une bande d'amplification plate. Par simulation, on montre que la dispersion a un effet quasiment insignifiant sur la diaphotie. En effet, le même taux de diaphotie a été calculé pour ces deux amplificateurs à 0,5 dB près.

Les résultats de cette étude montrent des taux de diaphotie relativement faible dans le cas de l'amplification de seulement deux canaux, -52 dB pour une puissance de sortie par canal de 0 dBm. Toutefois, lorsque le nombre de canaux augmente, la diaphotie augmente considérablement. Elle s'élève par exemple à -25 dB pour 35 canaux. Dans un système de transmission, on considère que la diaphotie mesurée en fin de la transmission avant le récepteur final doit être inférieure à -23 dB afin d'assurer une détection correcte du signal sans pertes d'information [92]. A priori un taux de diaphotie de -25 dB n'est donc pas envisageable en sortie d'un amplificateur de ligne. Après propagation dans la fibre, ce taux de diaphotie risque de se dégrader davantage. Toutefois, il faudrait poursuivre l'étude des effets non linéaires entre canaux dans un amplificateur paramétrique pour pouvoir donner une conclusion définitive.

IV. Conclusion

Dans ce chapitre, différentes causes de distorsion des signaux amplifiés par un amplificateur paramétrique à fibre ont été étudiées. En effet, pour que les amplificateurs paramétriques trouvent une application dans les systèmes de communications optiques, il est essentiel que l'amplification se réalise sans pertes d'information et donc sans dégradation de la qualité des signaux transmis. Trois sources de dégradation des signaux ont été mises en évidence : la modulation de phase externe appliquée à la pompe paramétrique, le bruit relatif d'intensité de la pompe et les interactions non linéaires entre les canaux.

La première partie de ce chapitre a été consacrée aux effets secondaires de la modulation de phase de la pompe. Numériquement et expérimentalement, nous avons montré que la modulation de phase de la pompe entraîne des variations instantanées du gain et donc des fluctuations non désirées de la puissance des canaux. Les simulations ont montré une dépendance particulière de ce phénomène suivant la longueur d'onde des canaux : entre la pompe et la maximum de gain, le signal le plus dégradé se situe au point d'inflexion de la courbe de gain. Cette tendance a été vérifiée expérimentalement. La pénalité induite par cet effet sur la qualité des canaux dépend également du format utilisé pour la modulation de phase de la pompe. Ainsi le format le plus répandu, une séquence binaire pseudo-aléatoire, est aussi le format qui

déforme le plus les signaux. Une combinaison de signaux sinusoïdaux apporte moins de dégradations, même si elle est plus difficile à mettre en œuvre. Les pénalités mesurées au cours de notre étude ne paraissent pas très encourageantes. Cependant, le module de pompage de cet amplificateur est un dispositif de laboratoire très utile pour étudier les amplificateurs paramétrique mais ne peut être considéré comme le module de pompage idéal. Si par la suite, une nouvelle pompe paramétrique est envisagée, cette étude montre que quelques précautions doivent être prises vis à vis des variations de phase de la pompe.

La seconde source de dégradation de la qualité des canaux amplifiés de façon paramétrique vient du transfert du bruit d'intensité de la pompe vers les canaux lors du processus d'amplification. Le transfert de bruit d'intensité de la pompe est largement étudié dans les amplificateurs Raman, mais très peu dans les amplificateurs paramétriques. Cependant, ce transfert de bruit risque d'être très limitant dans les amplificateurs paramétriques car contrairement aux amplificateurs Raman, le transfert est maximum sur toute la bande spectrale du récepteur. Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous avons donc réalisé une étude numérique et expérimentale dans le cas d'un amplificateur paramétrique à fibre à une longueur d'onde de pompe. Les résultats expérimentaux et numériques présentent un excellent accord aussi bien qualitatif que quantitatif. Ceci nous a permis de calculer pour le cas de notre amplificateur une limite maximum pour le bruit d'intensité de la pompe : si le RIN de la pompe n'excède pas -177 dB/Hz, le bruit généré sur le signal sera négligeable devant le bruit causé par l'émission spontanée de l'amplificateur paramétrique.

La dernière cause de distorsions des canaux étudiée dans ce chapitre provient du fonctionnement de l'amplificateur paramétrique en régime multiplexé en longueurs d'onde. Comme le processus d'amplification paramétrique repose sur l'exploitation des effets non linéaires de la fibre, on peut s'attendre à ce que les canaux interagissent aussi par effets non linéaires lorsque ils sont injectés simultanément dans l'amplificateur. L'étude, menée dans la troisième partie de ce chapitre, a été réalisée uniquement à l'aide de simulations numériques. Plusieurs caractéristiques très intéressantes des interactions non linéaires entre les canaux ont été identifiées. Tout d'abord, la diaphotie générée sur les canaux augmente plus rapidement que la puissance des canaux, suivant le carré de la puissance par canal. De plus, pour un amplificateur donné et un nombre de canaux fixé, la diaphotie ne dépend que de la puissance de sortie et non pas du niveau de gain ou de la puissance d'entrée des canaux. Ainsi, la même diaphotie peut être induite à des longueurs d'onde différentes qui ont des gain différents si la puissance de sortie des canaux est la même. L'étude de l'influence sur la diaphotie des paramètres de l'amplificateur paramétrique a permis de conclure sur le choix de la fibre non linéaire. Pour réduire la diaphotie, il est donc préférable d'utiliser une fibre peu non linéaire. Cette réduction de la non linéarité de la fibre doit être compensée par une augmentation de la puissance de pompe afin de conserver le spectre de gain. Cette solution va à l'encontre des recommandations faites vis à vis de l'effet Brillouin. Pour réduire la complexité des dispositifs anti-Brillouin, nous avons conclu au chapitre 2 qu'il était préférable d'utiliser une fibre hautement non linéaire ce qui permettait de diminuer la puissance de pompe requise. Il faut donc trouver un compromis entre la puissance de pompe et le coefficient non linéaire de la fibre lors de la conception d'un amplificateur paramétrique à fibre.

Si l'on compare ces trois sources de distorsions du signal, la plus pénalisante risque d'être l'interaction non linéaire entre les canaux. Il faudrait compléter cette étude en

analysant l'accumulation de la diaphotie lors de la propagation sur plusieurs tronçons de fibre et de l'amplification successive par plusieurs amplificateurs paramétriques. Les constatations faites sur ce problème de la diaphotie entre les canaux n'offre pas une vision très optimiste pour l'utilisation d'un amplificateur paramétrique comme amplificateur de ligne d'un système de transmission. La valeur maximum donnée pour le bruit relatif d'intensité de la pompe peut aussi sembler très exigeante. Cependant, nous avons considéré le pire cas que nous ayons mesuré. Il est possible qu'une contrainte un peu plus souple soit suffisante. Finalement, on peut espérer qu'une pompe d'architecture plus simple soit un jour conçue pour les amplificateurs paramétriques. En supprimant la modulation de phase de la pompe, on s'affranchirait alors d'une source de dégradation de la qualité des signaux.

Chapitre 4 : Etude du facteur de bruit d'un amplificateur paramétrique

Dans ce dernier chapitre, nous nous intéressons aux performances d'un amplificateur paramétrique à fibre en terme de bruit. Dans le chapitre précédent, la déformation du spectre des canaux était causée par des bruits colorés, c'est-à-dire ayant une certaine répartition spectrale de puissance. Les bruits étudiés dans ce chapitre seront des bruits blancs ou du moins ils seront considérés comme blancs si leur densité spectrale est uniforme sur la bande électrique des récepteurs. Les performances en bruit d'un amplificateur optique sont caractérisées par le facteur de bruit. Dans une première partie, nous rappellerons donc la définition du facteur de bruit et ses méthodes de mesure. Dans la deuxième partie, nous verrons l'influence du bruit présent dans le spectre de la pompe sur le facteur de bruit de l'amplificateur. Nous distinguerons le bruit large bande qui couvre la bande spectrale de l'amplificateur paramétrique et le bruit localisé au pied de la pompe. Une étude numérique et expérimentale expliquera le transfert de ce dernier bruit à la longueur d'onde signal. La dernière partie montrera qu'un bruit excessif présent en entrée d'amplificateur dans la bande conjuguée peut également dégrader le facteur de bruit de l'amplificateur paramétrique.

I. Définition et mesure du facteur de bruit d'un amplificateur optique

1) Définition du facteur de bruit

a- Définition

(i) Détection électrique d'un signal optique

Dans les systèmes de communications optiques, la transmission d'information se termine en fin de ligne par une conversion du signal optique en un signal électrique. Une des grandeurs finales qui permet de déterminer la qualité d'un signal est donc le rapport signal à bruit de ce signal électrique. La performance en bruit d'un amplificateur optique est alors définie comme la dégradation du rapport signal à bruit électrique (ESNR). Cette dégradation est appelée facteur de bruit (NF pour Noise Figure) [93].

$$NF_{\text{ampli}} = \frac{ESNR_{\text{in}}}{ESNR_{\text{out}}} \quad \text{équation 4.1}$$

où $ESNR_{\text{in}}$ et $ESNR_{\text{out}}$ sont respectivement les rapports signal à bruit en entrée et sortie de l'amplificateur optique.

Le rapport signal à bruit électrique se calcule comme le rapport de la puissance électrique efficace du signal, $P_{\text{elec sig}}$ sur la puissance électrique efficace de bruit $P_{\text{elec bruit}}$, ou par le rapport des intensités électriques efficace au carré, puisque la puissance électrique vaut $P_{\text{elec eff}} = R_L \cdot i_{\text{eff}}^2$. R_L est la charge du récepteur, habituellement 50 Ω .

$$ESNR = \frac{P_{\text{elec sig}}}{P_{\text{elec bruit}}} = \frac{i_{\text{sig eff}}^2}{i_{\text{bruit eff}}^2} \quad \text{équation 4.2}$$

Les récepteurs utilisés dans les systèmes de communications optiques effectuent une détection quadratique de la lumière. Ainsi lorsqu'une photodiode, de rendement quantique η , convertit une onde optique de champ électrique E_{tot} en une intensité électrique i_{tot} , l'intensité électrique s'exprime suivant l'équation 4.3.

$$i_{\text{tot}} = \eta \frac{e}{h\nu} \left\langle \left\| \vec{E}_{\text{tot}} \right\|^2 \right\rangle = \eta \frac{e}{h\nu} P_{\text{opt}} \quad \text{équation 4.3}$$

Dans cette expression, e est la charge de l'électron ($e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ C), h est la constante de Planck ($h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ J.s), ν est la fréquence optique de l'onde optique détectée et P_{opt} sa puissance optique. Le symbole $\langle \rangle$ indique qu'une moyenne temporelle est effectuée. Nous négligerons donc par la suite les termes de fréquence 2ν . Et le symbole $\| \|$ représente la norme.

Lorsqu'un signal optique bruité est converti en un signal électrique, la photodiode détecte le champ électrique total constitué du champ électrique du signal optique, E_{sig} , et du champ électrique du bruit optique, E_{bruit} . Le signal est une onde polarisée, on décompose donc le champ électrique du bruit en deux composantes, l'une dont l'état de polarisation est identique au signal $E_{\text{bruit //}}$ et l'autre dont l'état de polarisation est orthogonal $E_{\text{bruit } \perp}$. Le champ électrique total s'exprime donc d'après l'équation 4.4.

$$\vec{E}_{\text{tot}} = \vec{E}_{\text{sig}} + \vec{E}_{\text{bruit}} = \vec{E}_{\text{sig}} + \vec{E}_{\text{bruit //}} + \vec{E}_{\text{bruit } \perp} \quad \text{équation 4.4}$$

En introduisant l'équation 4.4 dans l'équation 4.3, on obtient l'expression de l'intensité du photocourant, à laquelle contribue le signal optique et le bruit optique.

$$i_{\text{tot}}(t) = \eta \frac{e}{h\nu} \left[\left| E_{\text{sig}}(t) \right|^2 + \left| E_{\text{bruit //}}(t) \right|^2 + \left| E_{\text{bruit } \perp}(t) \right|^2 + \left(E_{\text{sig}}(t) E_{\text{bruit //}}^*(t) + c.c. \right) \right] \quad \text{équation 4.5}$$

On peut donc décomposer l'intensité totale en une intensité de signal, i_{sig} , et une intensité de bruit, i_{bruit} . Dans l'équation 4.5, le premier terme correspond à l'intensité électrique signal produite par le signal optique et tous les autres termes à du bruit. On peut distinguer deux types de bruit électrique : un bruit de battement du bruit optique avec lui-même et un bruit de battement du bruit optique avec le signal optique.

$$\begin{aligned} i_{\text{tot}}(t) &= i_{\text{sig}}(t) + i_{\text{bruit}}(t) \\ &= i_{\text{sig}}(t) + i_{\text{bruit //}-\text{bruit //}}(t) + i_{\text{bruit } \perp-\text{bruit } \perp}(t) + i_{\text{sig}-\text{bruit //}}(t) \end{aligned} \quad \text{équation 4.6}$$

Pour chaque intensité électrique de bruit i_b , la puissance électrique efficace de bruit totale P_b^{elec} peut être calculée à partir de la variance de l'intensité de bruit σ_b^2 par l'équation 4.7, $\langle i_b(t) \rangle = 0$. D'après le théorème de Wiener-Khinchin, la variance du bruit est liée à la densité spectrale de bruit, N_b^{elec} par l'équation 4.8.

$$P_b^{\text{elec}} = R \cdot \langle i_b^2(t) \rangle = R \cdot \sigma_b^2 \quad \text{équation 4.7}$$

$$\sigma_b^2 = \langle i_b^2(t) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} N_b^{\text{elec}}(f) df = \int_{-\infty}^{\infty} |i_b(f)|^2 df \quad \text{équation 4.8}$$

On considère un bruit optique blanc. On note $N_{//}^{\text{opt}}$ la densité spectrale de puissance optique de la composante de bruit de même état de polarisation que le signal et N_{\perp}^{opt} celle de la composante de bruit dont l'état de polarisation est orthogonal. Ces densités

spectrales de puissance optique sont constantes sur une bande spectrale B_o plus large que la bande électrique, B_e , du récepteur. D'après l'équation 4.5, elles mènent aux densités spectrales de bruit électrique suivantes (les calculs complets sont détaillés dans [94]) :

$$N_{\text{bruit} // - \text{bruit} //}^{\text{elec}}(\nu) = 2 \frac{e^2}{(h\nu)^2} (N_{//}^{\text{opt}})^2 B_o \quad \text{équation 4.9}$$

$$N_{\text{bruit} \perp - \text{bruit} \perp}^{\text{elec}}(\nu) = 2 \frac{e^2}{(h\nu)^2} (N_{\perp}^{\text{opt}})^2 B_o \quad \text{équation 4.10}$$

$$N_{\text{sig} - \text{bruit} //}^{\text{elec}}(\nu) = 4 \frac{e^2}{(h\nu)^2} P_{\text{sig}} N_{//}^{\text{opt}} \quad \text{équation 4.11}$$

Afin de déterminer le rapport signal à bruit électrique, le signal électrique, obtenu par photodétection, est analysé dans le domaine spectral à l'aide d'un analyseur de spectre électrique. Cette analyse spectrale permet de séparer le bruit et le signal. Différents types de bruit contribuent au bruit électrique total mesuré sur un analyseur de spectre électrique. Ce bruit total est évidemment principalement dû à la détection du bruit optique. Cependant, le système de détection ajoute de nouvelles composantes : le bruit quantique et le bruit thermique [95]. Le bruit quantique est introduit par le processus de photodétection. Le courant généré est, en moyenne, proportionnel à la puissance optique, mais il présente des fluctuations définies comme le bruit quantique. La densité spectrale du bruit quantique, N_{shot} , est proportionnelle au photocourant moyen $\langle i \rangle$, elle est donnée par l'équation 4.12.

$$N_{\text{shot}} = 2.e. \langle i \rangle \quad \text{équation 4.12}$$

Le bruit thermique est le bruit ajouté par le dispositif électronique de détection. Même en l'absence d'un signal optique, un courant électrique peut être produit par le système de détection. Le bruit thermique est indépendant de la puissance du signal optique. La chaîne de détection est généralement conçue pour que le bruit thermique soit négligeable. Toutefois, la densité spectrale de bruit thermique ne peut être inférieure à -174 dBm/Hz. Cette densité correspond au bruit généré, à 20 °C, par l'agitation thermique des porteurs de charge dans le détecteur de charge 50Ω [95].

Le bruit quantique et le bruit thermique sont des bruits blancs. Les bruits produits par l'amplificateur optique que nous étudions dans ce chapitre sont également blancs. Ces différents bruits sont indépendants et leurs variances s'ajoutent. Le bruit total s'exprime donc suivant l'équation 4.13.

$$\sigma_{\text{tot}}^2 = \sigma_{\text{therm}}^2 + \sigma_{\text{shot}}^2 + \sigma_{\text{sig-bruit}}^2 + \sigma_{\text{bruit-bruit}}^2 \quad \text{équation 4.13}$$

(ii) Calcul du facteur de bruit d'un amplificateur optique

Dans ce paragraphe, nous allons calculer le facteur de bruit d'un amplificateur optique, c'est-à-dire la dégradation du rapport signal à bruit électrique. Toutes les simplifications que nous allons faire repose sur deux hypothèses principales. On considère que le bruit généré par l'amplificateur optique est faible par rapport au signal optique amplifié et que le dispositif de détection est d'une excellente qualité (le bruit thermique de notre système de détection est négligeable et l'efficacité quantique de la photodiode, η , vaut 1). On considère également que le signal optique à amplifier n'est pas bruité. La qualité du signal électrique détecté en entrée de l'amplificateur

optique est donc limitée uniquement par le bruit quantique. A partir de l'équation 3.1, l'équation 4.3 et l'équation 4.12, on calcule alors le rapport signal à bruit électrique en entrée de l'amplificateur optique $ESNR_{in}$. Il s'exprime suivant l'équation 4.14 pour une bande électrique de 1 Hz. Dans cette équation, $P_{s\ in}$ est la puissance optique du signal injecté dans l'amplificateur optique et ν sa fréquence optique, h est la constante de Planck.

$$ESNR_{in}(1Hz) = \frac{P_{s\ in}}{2h\nu} \quad \text{équation 4.14}$$

L'amplificateur optique amplifie le signal par un gain G et génère un bruit optique de densité spectrale N^{opt} que l'on décompose suivant deux états de polarisation en $N_{//}^{opt}$ et N_{\perp}^{opt} . Calculons les différents termes du bruit électrique total après amplification, donnés par l'équation 4.13. Le bruit thermique est négligeable.

Le bruit quantique est calculé à partir de l'intensité électrique totale. L'intensité électrique totale est égale à la somme de l'intensité signal et de l'intensité bruit comme explicité par équation 4.6. Cependant, on considère que l'intensité de bruit est négligeable devant l'intensité de signal, c'est-à-dire que le bruit quantique en sortie de l'amplificateur ne dépend que de la puissance optique signal $P_{s\ out}$.

$$\begin{aligned} \langle i_{shot}^2 \rangle &= 2.e. \langle i_{tot} \rangle B_e = 2.e. (\langle i_{sig} \rangle + \langle i_{bruit} \rangle) B_e \\ &\approx 2.e. \langle i_{sig} \rangle B_e = \frac{2e^2}{h\nu} P_{s\ out} B_e \end{aligned} \quad \text{équation 4.15}$$

Pour réduire le bruit de battement du bruit optique avec lui-même, le signal est généralement filtré en fin de transmission. Ceci diminue la bande spectrale de fréquences optiques détectées, B_o et donc la densité spectrale du bruit de battement du bruit optique avec lui-même. Ce filtrage optique nous permet de supposer que le bruit de battement du bruit optique avec lui-même est négligeable devant le bruit de battement du bruit optique avec le signal. Le bruit électrique total s'écrit donc suivant l'équation 4.16 et le rapport signal à bruit électrique en sortie de l'amplificateur, $ESNR_{out}$, suivant l'équation 4.17.

$$\begin{aligned} \sigma_{tot}^2 &= \langle i_{shot}^2 \rangle + N_{sig-bruit//}^{elec} . B_e \\ &= \left[\frac{2e^2}{h\nu} G P_{s\ in} + 4 \left(\frac{e}{h\nu} \right)^2 G P_{s\ in} N_{//}^{opt} \right] B_e \end{aligned} \quad \text{équation 4.16}$$

$$ESNR_{out}(1Hz) = \frac{G P_{s\ in}}{2h\nu + 4 N_{//}^{opt}} \quad \text{équation 4.17}$$

A partir des expressions $ESNR_{in}$ et $ESNR_{out}$, on en déduit alors le facteur de bruit (NF) de l'amplificateur optique. Nous rappelons que G est le gain de l'amplificateur, ν la fréquence optique du signal et $N_{//}^{opt}$ la densité spectrale de puissance optique du bruit, généré par l'amplificateur optique, de même état de polarisation que le signal.

$$NF = \frac{1}{G} + \frac{2}{h\nu G} N_{//}^{opt} \quad \text{équation 4.18}$$

Le premier terme de cette expression correspond à la dégradation apportée par le bruit quantique, il est parfois négligé pour les amplificateurs à fort gain. Le second terme correspond au bruit généré dans l'amplificateur optique.

b- Application à deux amplificateurs optiques

(i) L'amplificateur à fibre dopée erbium

Pour le cas d'un amplificateur à fibre dopée erbium (EDFA), le bruit optique généré est un bruit d'émission spontanée amplifiée (ASE). Cette ASE est un bruit non polarisé. Ainsi, $N_{//}^{opt} = N_{\perp}^{opt} = N^{opt} / 2$. Le facteur de bruit de l'amplificateur est donc obtenu en mesurant le gain G et la puissance de la puissance d'émission spontanée en sortie d'amplificateur P_{ASE} . Cette puissance d'ASE est mesurée sur une bande spectrale $\Delta\nu$, d'où $N_{//}^{opt} = P_{ASE} / 2.\Delta\nu$. L'expression usuelle du facteur de bruit d'un EDFA est donc retrouvée.

$$NF_{EDFA} = \frac{1}{G} + \frac{P_{ASE}}{h.\nu.\Delta\nu.G} \quad \text{équation 4.19}$$

Nous allons maintenant vérifier quelques-unes des hypothèses que nous avons faites au paragraphe précédent, I.1.a., en considérant un cas particulier. Le gain de l'amplificateur erbium considéré vaut 20 dB et son facteur de bruit 5 dB. Cet EDFA amplifie un signal optique de longueur d'onde 1550 nm et de puissance optique -20 dBm. Avant détection le signal optique est filtré avec un filtre centré à 1550 nm et de largeur 0,2 nm, soit 25 GHz.

On vérifie tout d'abord que le terme dû au bruit quantique peut être négligé. En effet, $10 \text{ Log} (NF - 1/G) = 4,99 \text{ dB} \approx 5 \text{ dB} = NF_{dB}$.

A partir de l'équation 4.19, on calcule ensuite la densité spectrale de bruit optique : $N^{opt} = -133,94 \text{ dBm/Hz}$. Considérant que l'ASE de l'EDFA est non polarisé, $N_{//}^{opt} = N_{\perp}^{opt} = -136,95 \text{ dB/Hz}$. On peut donc calculer la densité spectrale du bruit de battement ASE-ASE, $N_{ASE-ASE}^{elec}$ et celle du bruit de battement signal-ASE, $N_{sig-ASE}^{elec}$, sachant que la puissance du signal en sortie de l'amplificateur vaut 0 dBm.

$$N_{ASE-ASE}^{elec} = N_{ASE // - ASE //}^{elec} + N_{ASE \perp - ASE \perp}^{elec} = -192 \text{ dBm/Hz.}$$

$$N_{sig-ASE}^{elec} = -159 \text{ dBm/Hz.}$$

Le bruit de battement du bruit optique avec lui-même est donc largement négligeable devant le bruit de battement du signal avec le bruit optique.

Concernant le bruit quantique, nous avons négligé la contribution de la puissance optique de bruit. En effet, dans notre exemple, le rapport des photocourants, i_{sig}/i_{bruit} , vaut 993. Ce rapport se calcule suivant l'équation 4.20.

$$\frac{i_{sig}}{i_{bruit}} = \frac{P_{s out}}{N^{opt} B_o} \quad \text{équation 4.20}$$

(ii) L'amplificateur paramétrique à fibre à une pompe

L'amplificateur paramétrique génère également un bruit d'émission spontanée amplifiée (ASE). Cependant, contrairement à l'amplificateur erbium, cet ASE peut être polarisé. En effet, si aucun dispositif de diversité de polarisation n'est mis en œuvre, le gain de l'amplificateur paramétrique est sensible à l'état de polarisation du signal. Ainsi, dans un amplificateur à une pompe, si le signal a le même état de polarisation que la pompe, il est amplifié par le gain maximum. Si son état de polarisation est orthogonal à celui de la pompe, il n'est pas amplifié (le gain est nul). On peut donc s'attendre à ce qu'un amplificateur paramétrique à une pompe polarisée produise un bruit d'émission spontanée uniquement suivant son état de polarisation.

Une analyse de la polarisation de l'ASE généré dans notre amplificateur paramétrique a été réalisée. Pour cette analyse, le dispositif expérimental, décrit par la Figure 4.1, a été utilisé. La pompe utilisée est celle décrite dans la partie II du chapitre 3 et la fibre non linéaire est la fibre 4. La longueur d'onde de pompe est 1553,3 nm et la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre 1553,1 nm. La puissance de pompe injectée est 620 mW. Dans un premier temps, on mesure le gain On/Off sur l'analyseur de spectre optique ASO₁, à la longueur d'onde 1580 nm en injectant un signal faible puissance, $G_{\text{On/Off}}(1580 \text{ nm}) = 15,8 \text{ dB}$. Ensuite, seule la pompe est injectée dans la fibre et on mesure sur le second analyseur, ASO₂, le niveau de bruit à la longueur d'onde 1580 nm. Le niveau de bruit est mesuré en faisant varier l'état de polarisation devant le polariseur. Un taux d'extinction en polarisation de 18 dB est mesuré, ce qui correspond à un degré de polarisation de 98 %. On peut donc considérer que l'émission spontanée amplifiée produite dans un amplificateur paramétrique à fibre est polarisée. Dans ce cas, si l'on reprend l'expression du facteur de bruit, $N_{\parallel}^{\text{opt}} = N_{\parallel}^{\text{opt}}$ et $N_{\perp}^{\text{opt}} = 0$. Si une puissance de bruit totale P_{ASE} est mesurée dans une bande $\Delta\nu$, on peut alors déduire le facteur de bruit de l'amplificateur paramétrique, NF_{FOPA} , d'après l'équation 4.21.

$$NF_{\text{FOPA}} = \frac{1}{G} + \frac{2P_{\text{ASE}}}{h \cdot \nu \cdot \Delta\nu \cdot G} \quad \text{équation 4.21}$$

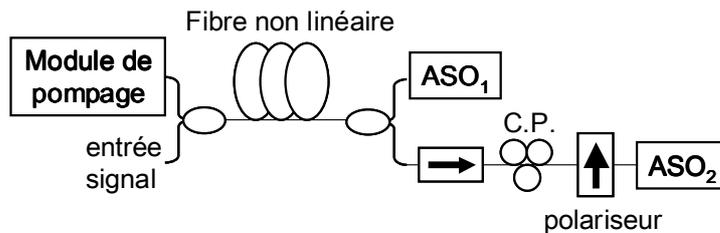


Figure 4.1 : Mesure du degré de polarisation de l'ASE généré dans un amplificateur paramétrique à une pompe. (C.P. : contrôleur de polarisation, ASO : analyseur de spectre optique)

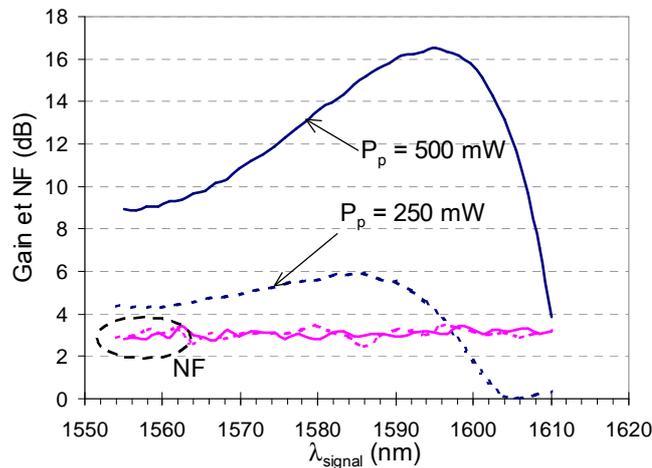


Figure 4.2 : Courbes de gain et de facteur de bruit simulées pour un amplificateur paramétrique. Caractéristiques l'amplificateur : $\lambda_{\text{pompe}} = 1553,3 \text{ nm}$, $L = 490 \text{ m}$, $\alpha = 0 \text{ dB/km}$, $\lambda_0 = 1553,1 \text{ nm}$, pente de dispersion = $0,0296 \text{ ps.nm}^{-2} \cdot \text{km}^{-1}$, $\beta_4 = -3,57 \cdot 10^{-56} \text{ s}^4 \cdot \text{m}^{-1}$, $\gamma = 10,5 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$.

Lors de la simulation numérique de l'amplification paramétrique, il est possible de reproduire numériquement la génération d'ASE paramétrique. Ce type de simulation a, par exemple, été réalisé avec les paramètres d'amplificateur suivants : $\lambda_p = 1553,3 \text{ nm}$, $L = 490 \text{ m}$, $\alpha = 0 \text{ dB/km}$, $\lambda_0 = 1553,1 \text{ nm}$, pente de dispersion = $0,0296 \text{ ps.nm}^{-2} \cdot \text{km}^{-1}$, $\beta_4 = -3,57 \cdot 10^{-56} \text{ s}^4 \cdot \text{m}^{-1}$, $\gamma = 10,5 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$. La courbe de gain et

de facteur de bruit de cet amplificateur est donné par la Figure 4.2 pour deux puissances de pompe différentes 500 et 250 mW. Le facteur de bruit moyen est bien égal à 3 dB sur l'ensemble de la bande spectrale d'amplification.

2) Mesure du facteur de bruit

D'après la définition du facteur de bruit d'un amplificateur paramétrique donnée par l'équation 4.18 au paragraphe précédent, il suffit de mesurer le gain et le bruit généré par un amplificateur pour obtenir son facteur de bruit. Toutefois, cette définition suppose qu'en entrée de l'amplificateur, le signal est non bruité. En pratique, ceci n'est jamais le cas. Nous devons donc, en sortie de l'amplificateur, dissocier le bruit de l'amplificateur du bruit d'entrée amplifié. Nous utiliserons deux méthodes de mesure différentes : la première est une mesure optique et la seconde une mesure électrique.

a- Méthode de mesure optique

La détermination expérimentale du facteur de bruit d'un amplificateur dans le domaine optique repose sur la mesure du rapport signal à bruit optique du signal en entrée et sortie de l'amplificateur, notés respectivement $OSNR_{in}$ et $OSNR_{out}$. Notons P_{in} la puissance du signal en entrée de l'amplificateur, $P_{B in}$ la puissance optique du bruit à l'entrée de l'amplificateur, G le gain de l'amplificateur, $P_{B out}$ la puissance optique du bruit en sortie de l'amplificateur et $P_{B ampli}$ la puissance optique de bruit généré par l'amplificateur. Ces puissances de bruit sont mesurées dans une bande spectrale et peuvent être décomposées suivant deux états de polarisation, $P_B = P_{B//} + P_{B\perp}$. L'état de polarisation, //, est identique à celui du signal et \perp lui est orthogonal. Le bruit en sortie de l'amplificateur est constitué du bruit généré par l'amplificateur et du bruit d'entrée amplifié :

$P_{B out} = P_{B ampli} + G \cdot P_{B in} = P_{B ampli//} + P_{B ampli\perp} + G \cdot P_{B in}$. Pour déterminer le facteur de bruit de l'amplificateur, nous devons donc extraire des mesures de bruit $P_{B in}$ et $P_{B out}$ le terme $P_{B ampli//}$. Les mesures de puissances de bruit sont effectuées à l'aide d'un analyseur de spectre optique, la puissance optique totale est donc mesurée.

Dans le cas d'un EDFA, le bruit généré est non polarisé, donc $P_{B ampli//} = P_{B ampli\perp} = P_{B ampli} / 2$. De plus, le bruit généralement présent en entrée de l'amplificateur est également non polarisé, soit $P_{B in//} = P_{B in\perp} = P_{B in} / 2$. Comme le gain d'un EDFA n'est pas sensible à l'état de polarisation, $P_{B in//}$ et $P_{B in\perp}$ sont amplifiées par le même gain G et le terme $P_{B ampli//}$ qui nous intéresse vaut donc :

$$P_{B ampli//} = (P_{B out} - G \cdot P_{B in}) / 2 \quad \text{équation 4.22}$$

Si l'on introduit dans l'équation 4.22 les rapports signal à bruit optiques et la puissance signal, le terme $P_{B ampli//}$ s'écrit alors suivant l'équation 4.23 et le facteur de bruit suivant l'équation 4.24.

$$P_{B ampli//} = \frac{G P_{in}}{2} \left[\frac{1}{OSNR_{out}} - \frac{1}{OSNR_{in}} \right] \quad \text{équation 4.23}$$

$$\begin{aligned} NF_{EDFA}^{opt} &= \frac{1}{G} + \frac{2 P_{B ampli//}}{h \nu \Delta \nu G} \\ &= \frac{1}{G} + \frac{P_{in}}{h \nu \Delta \nu} \left[\frac{1}{OSNR_{out}} - \frac{1}{OSNR_{in}} \right] \end{aligned} \quad \text{équation 4.24}$$

Pour le cas d'un amplificateur paramétrique à une pompe, nous avons vu que le bruit généré dans l'amplificateur est polarisé et que le gain est sensible à la polarisation. Nous allons donc considérer que $P_{B\text{ ampli}\perp} = 0$ et que $G \cdot P_{B\text{ in}} = G \cdot P_{B\text{ in}\parallel} + P_{B\text{ in}\perp}$. Le bruit en entrée de l'amplificateur est toujours non polarisé. Le bruit en sortie de l'amplificateur s'écrit alors : $P_{B\text{ out}} = P_{B\text{ ampli}\parallel} + P_{B\text{ in}}/2 \cdot (G + 1)$. Après un calcul similaire à celui fait pour l'EDFA, on obtient l'expression du facteur de bruit de l'amplificateur paramétrique en fonction des rapports signal à bruit optiques :

$$NF_{FOPA}^{opt} = \frac{1}{G} + \frac{2P_{in}}{h\nu\Delta\nu} \left[\frac{1}{OSNR_{out}} - \frac{G+1}{2G} \frac{1}{OSNR_{in}} \right] \quad \text{équation 4.25}$$

Pour mesurer le facteur de bruit d'un amplificateur optique, il nous faut donc mesurer la puissance d'entrée du signal, le gain de l'amplificateur et les rapports signal à bruit optiques en entrée et sortie de l'amplificateur. La précision de la mesure du facteur de bruit dépend donc de la précision de mesure de chacun de ces paramètres. Elle est principalement limitée par la mesure du rapport signal à bruit. En effet, pour évaluer un rapport signal à bruit optique, la puissance de bruit est mesurée de part et d'autre de la longueur d'onde signal et la valeur à la longueur d'onde signal est ensuite interpolée. On estime l'incertitude de mesure pour un rapport signal à bruit optique à $\pm 0,1\text{dB}$. Le facteur de bruit est donc mesuré par une méthode optique à $0,2\text{ dB}$ près.

b- Méthode de mesure électrique

Le facteur de bruit d'un amplificateur optique peut également se mesurer, dans le domaine électrique, par la technique dit de soustraction des bruits d'intensité relative [96]. Le bruit d'intensité du signal (RIN) est mesuré, à une fréquence particulière, en entrée et sortie de l'amplificateur optique et le facteur de bruit de l'amplificateur optique est déduit d'après l'équation 4.26.

$$NF^{elec} = \frac{1}{G} + \frac{P_{in}}{2h\nu} [RIN_{out} - RIN_{in}] \quad \text{équation 4.26}$$

La mesure du bruit d'intensité relative d'un signal s'effectue par une analyse spectrale du signal électrique obtenu par photodétection du signal optique. Le bruit d'intensité du signal mesuré est donc la somme des contributions des différents bruits électriques obtenus après une détection quadratique, divisée par la puissance électrique totale. Lorsqu'un signal, présentant un bruit large bande de type ASE, est détecté, le bruit d'intensité mesuré s'exprime suivant l'équation 4.27.

$$RIN_{mes} = \frac{\sigma_{therm}^2 + \sigma_{shot}^2 + \sigma_{sig-ASE}^2 + \sigma_{ASE-ASE}^2}{\left(\frac{e}{h\nu}\right)^2 P_{in}^2} + RIN_{sig} \quad \text{équation 4.27}$$

Dans cette expression, σ_{therm}^2 est le bruit thermique du dispositif électrique, σ_{shot}^2 le bruit quantique dû à la détection, $\sigma_{sig-ASE}^2$ le bruit de battement signal-ASE, $\sigma_{ASE-ASE}^2$ le bruit de battement ASE-ASE, RIN_{sig} est le bruit d'intensité relative intrinsèque au signal et P_s sa puissance optique. Comme nous l'avons vu dans le paragraphe I.1, nous négligeons le bruit thermique et le bruit de battement du bruit optique avec lui-même.

Dans nos expériences, le signal à l'entrée de l'amplificateur optique n'est jamais limité par le bruit quantique, mais soit par son bruit d'intensité relative, soit par le bruit de battement du signal avec un bruit optique. Donc le bruit d'intensité, mesuré à l'entrée de l'amplificateur optique, s'écrit suivant l'équation 4.28. Dans cette

équation, $N_{in//}$ est la densité spectrale de puissance optique de la composante de bruit de même état de polarisation que le signal.

$$RIN_{in}(Hz^{-1}) = RIN_{sig} + \frac{4 N_{in//}}{P_{in}} \quad \text{équation 4.28}$$

En sortie de l'amplificateur, une composante de bruit supplémentaire s'ajoute à cause du battement du signal avec le bruit généré dans l'amplificateur et le bruit d'intensité mesuré en sortie s'écrit suivant l'équation 4.29. N_{ampli}'' représente la densité spectrale de puissance optique de la composante de bruit généré dans l'amplificateur de même état de polarisation que le signal.

$$RIN_{out}(Hz^{-1}) = RIN_{sig out} + \frac{4 N_{in//}}{P_{in}} + \frac{4 N_{ampli}''}{G P_{in}} \quad \text{équation 4.29}$$

Par la suite, on suppose que le bruit relatif d'intensité du signal est négligeable. En introduisant ces expressions du RIN dans l'équation 4.26, on retrouve effectivement la formulation du facteur de bruit de l'équation 4.18. Ces expressions du RIN supposent que les bruits thermique, quantique et de battement des bruits optiques avec eux –mêmes sont négligeables.

Nous verrons au cours du paragraphe II. que l'intérêt de la mesure électrique du facteur de bruit réside dans la bande spectrale considérée. Lors de la photodétection du signal, les fréquences optiques de l'ordre de la dizaine de THz sont transposées à des fréquences de l'ordre du GHz. On peut donc atteindre une résolution de mesure beaucoup plus fine, de l'ordre du MHz au lieu du GHz.

c- Comparaison des deux méthodes

Dans la suite de notre étude du facteur de bruit d'un amplificateur paramétrique, nous effectuerons des mesures suivant les méthodes optique et électrique. Nous avons donc réalisé au préalable des mesures comparatives des deux méthodes avec un amplificateur connu, un EDFA. Nous savons que cet amplificateur génère uniquement un bruit d'ASE non polarisé. Son facteur de bruit a été mesuré simultanément suivant la méthode optique et la méthode électrique. Le dispositif, décrit par la Figure 4.3, a été utilisé. Le premier atténuateur, Att_1 , est un atténuateur variable qui permet d'effectuer une mesure en fonction de la puissance d'entrée du signal. Le rapport signal à bruit optique est mesuré avec un analyseur de spectre optique, ASO, et le bruit d'intensité relative avec un analyseur de RIN. Devant l'analyseur de RIN sont placés un atténuateur variable, Att_2 , et un filtre optique de largeur à mi-hauteur 0,2 nm. L'atténuateur variable est utilisé pour contrôler la puissance optique à l'entrée de l'analyseur de RIN et le filtre optique permet de réduire le bruit de battement ASE-ASE. Le rapport signal à bruit optique et le bruit d'intensité relative sont tout d'abord mesurés en entrée de l'amplificateur, le point IN est connecté au point OUT. Puis, l'EDFA est inséré et le rapport signal à bruit optique et le bruit d'intensité relative sont mesurés en sortie de l'amplificateur. Les facteurs de bruit optique et électrique sont déduits de ces mesures par l'équation 4.24 et l'équation 4.26. Dans cette expérience, le signal est fourni par un laser à cavité externe, $\lambda_{sig} = 1555$ nm. Le signal électrique mesuré en entrée est limité le bruit d'intensité relative du laser. Celui-ci est très faible –155,2 dB/Hz.

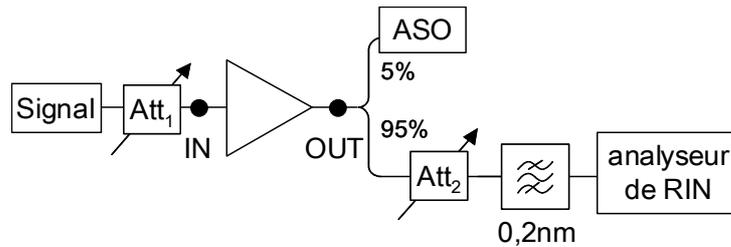


Figure 4.3 : Banc de mesure du facteur de bruit d'un amplificateur optique.

Les résultats obtenus avec ces deux méthodes de mesure sont comparés à la Figure 4.4. Ces résultats sont globalement concordants, avec un écart moyen de 0,35 dB. Le facteur de bruit électrique est supérieur au facteur de bruit optique. La différence entre ces deux mesures s'accroît pour les fortes puissances d'entrée. En effet, dans ce cas, la contribution au RIN total du bruit de battement signal-ASE diminue, $RIN_{sig-ASE} = 2.N_{ASE} / P_{sig out}$. Pour la plus forte puissance, le bruit d'intensité mesuré en sortie d'amplificateur n'est supérieur que de 3,5 dB au bruit d'intensité relative intrinsèque au signal. La puissance du bruit de battement signal-ASE est alors déterminée avec moins de précision.

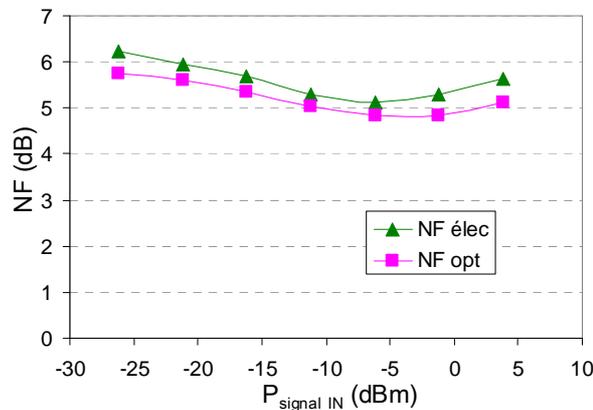


Figure 4.4 : Comparaison des méthodes de mesure du facteur de bruit.

II. Dégradation du facteur de bruit causée par le bruit de la pompe paramétrique

1) Le bruit large bande du spectre de pompe

La limite quantique du facteur de bruit est atteinte lorsque la seule source de bruit dans l'amplificateur optique est l'émission spontanée amplifiée. Pour réaliser une amplification faible bruit, l'amplificateur paramétrique doit donc être conçu de façon à réduire les autres sources de bruit. La première source de bruit qui a été identifiée est le bruit large bande du spectre de la pompe paramétrique [29]. En effet, contrairement aux autres amplificateurs optiques, EDFA ou Raman, la bande spectrale de gain est située à côté de la longueur d'onde de pompe. Ainsi, si la pompe paramétrique présente un spectre optique avec un bruit étendu, ce bruit se trouve localisé dans la bande spectrale de gain. S'il est injecté dans la fibre non linéaire avec la pompe, il dégradera le facteur de bruit de l'amplificateur paramétrique.

Lors de la conception du module de pompage décrit à la fin du chapitre 2, La réduction de ce bruit large bande a été prise en compte. En effet, pour atteindre la puissance de pompe souhaitée, un amplificateur EDFA forte puissance est suffisant.

Cependant, comme il est préférable d'injecter une puissance optique relativement élevée en entrée dans cet amplificateur erbium pour réduire son émission spontanée amplifiée (ASE), nous avons préféré placer un préamplificateur devant cet EDFA forte puissance de façon à relever la puissance d'entrée de -1 à 13 dBm. De plus, un filtre optique de largeur à mi-hauteur 0,34 nm est inséré entre les deux amplificateurs afin de supprimer l'ASE du préamplificateur. La Figure 4.5 présente l'évolution du spectre de la pompe en entrée de la fibre non linéaire. La courbe grise correspond à la pompe constituée uniquement de l'EDFA forte puissance ($\lambda_p = 1552,8$ nm, $P_p = 966$ mW) et la courbe noire à la pompe constituée du préamplificateur, du filtre optique et de l'amplificateur forte puissance ($\lambda_p = 1552,8$ nm, $P_p = 1$ W). Sur les bandes 1500 - 1530 nm et 1575 - 1600 nm, la mesure est limitée par la sensibilité de l'analyseur de spectre optique.

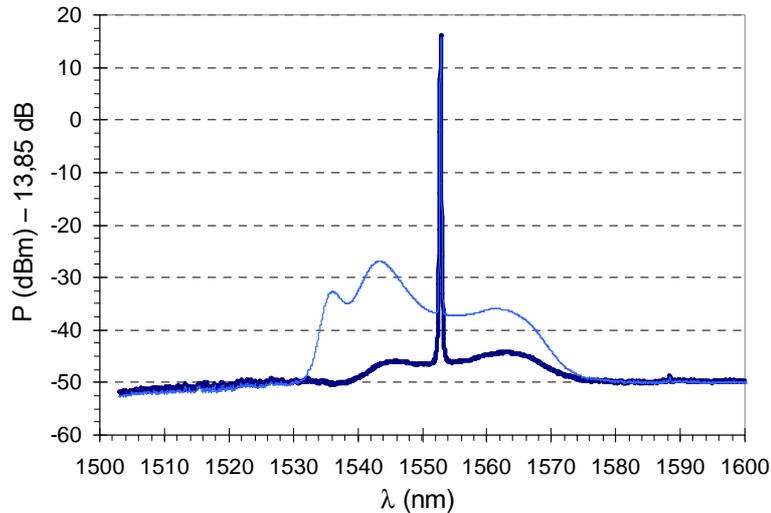


Figure 4.5 : Spectre de la pompe paramétrique (résolution = 0,1 nm). Courbe grise : la pompe est constituée uniquement d'un amplificateur forte puissance. Courbe noire : la pompe est constituée d'un préamplificateur, d'un filtre optique et d'un amplificateur forte puissance.

D'après la Figure 4.5, on peut constater que le préamplificateur réduit le bruit large bande de la pompe, mais ne le supprime pas complètement. Pour qu'en sortie de l'amplificateur, le bruit du spectre de pompe amplifié dans l'amplificateur soit négligeable devant le bruit d'émission spontanée amplifiée P_{ASE} , on considère que l'ASE doit lui être dix fois supérieure. Les puissances de bruit vérifient alors l'équation 4.30.

$$P_{ASE} > 10 \left[\frac{N_{pompe\ in}}{2} (G + 1) \right] \quad \text{équation 4.30}$$

Donc pour un amplificateur paramétrique dont le facteur de bruit vaut 3 dB, le bruit d'émission spontanée amplifiée peut s'exprimer à partir de l'équation 4.21 et on calcule que le bruit de la pompe, $N_{pompe\ in}$, doit être inférieur à -65 dBm (résolution = 0,1 nm). Comme l'a fait remarquer S. French, il est donc nécessaire de filtrer la pompe avant de l'injecter dans la fibre non linéaire si l'on souhaite que l'amplificateur fonctionne en régime faible bruit [29]. Le filtre optique, que nous avons ajouté en sortie du module de pompage, est un réseau de Bragg utilisé en réflexion. Il réfléchit les signaux sur une bande de 0,35 nm centrée sur la longueur d'onde 1553,3 nm. Utilisé avec un circulateur optique, il permet donc de filtrer le spectre de la pompe paramétrique. Ce dispositif présente l'inconvénient d'atténuer la puissance de pompe de 0,6 dB. La Figure 4.6 montre l'effet de ce filtrage optique sur

le spectre mesuré en sortie de l'amplificateur paramétrique. Lorsque la pompe n'est pas filtrée, son spectre en entrée de fibre (courbe noire, Figure 4.6-a) a un niveau supérieur à la limite définie ci-dessus. Ainsi, en sortie de l'amplificateur, le spectre optique mesuré (courbe noire, Figure 4.6-b) présente de part et d'autre de la pompe deux maxima. Les maxima les plus éloignés de la longueur d'onde de pompe correspondent au maximum de gain paramétrique et donc au maximum d'ASE paramétrique. Les maxima les plus proches correspondent à l'amplification paramétrique de l'ASE de l'EDFA forte puissance. Grâce au filtre optique, le niveau de bruit du spectre de pompe devient inférieur à la limite donnée par l'équation 4.30 sur l'ensemble de la bande spectrale d'amplification. Ainsi, les maxima, proches de la longueur d'onde de pompe, disparaissent du spectre optique mesuré en sortie de l'amplificateur (courbe grise, Figure 4.6-b). L'ASE des EDFAs devient négligeable devant l'ASE paramétrique. Le niveau du bruit en sortie de l'amplificateur paramétrique est réduit de plus de 15 dB grâce au filtrage optique du spectre de pompe.

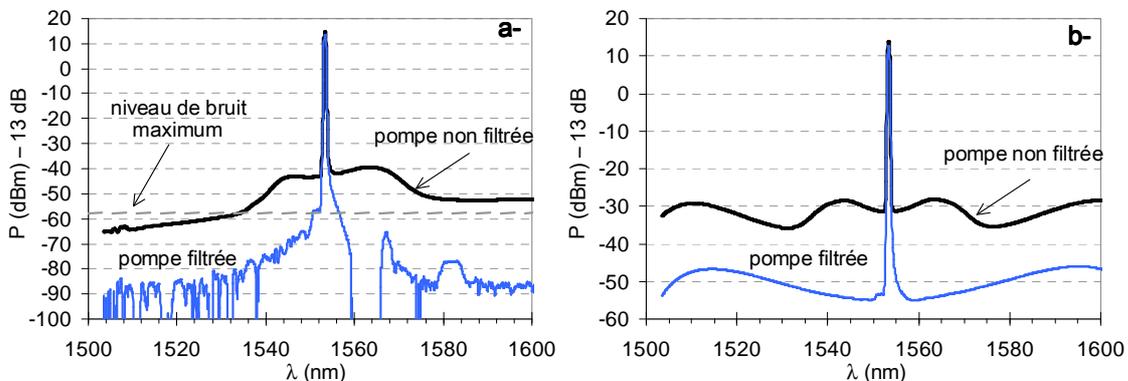


Figure 4.6 : Effet du filtrage du spectre de pompe sur le spectre optique en sortie de l'amplificateur paramétrique. a- Spectres optiques de la pompe mesurés en entrée de l'amplificateur. b- Spectres optiques mesurés en sortie de l'amplificateur. (résolution = 0,5 nm)

2) Transfert du bruit localisé au pied de la pompe

Nous venons de voir que pour atteindre une bonne performance en terme de bruit, le spectre de pompe doit être filtré afin de réduire le bruit du spectre de pompe injecté dans la fibre non linéaire. Toutefois, le filtre optique présente une certaine bande passante, même la plus étroite possible. Le bruit d'ASE des EDFAs présent dans cette bande spectrale est donc injecté dans la fibre non linéaire. Certes, ce bruit n'est pas situé dans la bande de gain, mais nous allons voir dans ce paragraphe qu'il est reproduit aux longueurs d'onde signal lors de l'amplification.

a- Mise en évidence expérimentale

Dans un fonctionnement standard d'un amplificateur paramétrique, le transfert du bruit localisé au pied de la pompe vers le signal, ou même le bruit de la pompe lui-même, est difficile à observer avec un analyseur de spectre optique. En effet, la pompe est conçue pour présenter un très bon rapport signal à bruit optique. De plus, le filtre optique utilisé pour filtrer la pompe a une bande passante très fine (0,35 nm). Le bruit localisé au pied de la pompe est donc faible et étendu sur une très faible bande. Ces caractéristiques rendent le rapport signal à bruit de la pompe difficile à mesurer. En effet, l'analyseur de spectre optique devrait accepter une forte puissance de pompe (600 mW), avoir une faible sensibilité et une large dynamique. Pour mettre en évidence la présence du bruit au pied de la pompe en entrée de l'amplificateur et

au pied du signal en sortie d'amplificateur, nous avons volontairement dégradé la qualité de la pompe paramétrique, c'est-à-dire son rapport signal à bruit. A cette fin, un atténuateur variable a été inséré devant le préamplificateur pour réduire sa puissance d'entrée. L'architecture de la pompe qui sera utilisée dans cette étude est décrite par la Figure 4.7. La pompe est constituée d'un laser continue faible puissance, $\lambda_p = 1553,3\text{nm}$. Un modulateur externe module la phase de l'onde de pompe entre 0 et π par une séquence binaire aléatoire, de type NRZ, de débit 3,5 Gbit/s, de façon à élargir son spectre et s'affranchir de la diffusion Brillouin dans la fibre non linéaire. Un atténuateur variable permet ensuite de contrôler la puissance à l'entrée du préamplificateur. La pompe est amplifiée successivement par deux EDFAs. Un filtre placé entre les deux amplificateurs erbium réduit l'ASE du préamplificateur et un second filtre situé en sortie de l'amplificateur forte puissance supprime le bruit large bande de la pompe avant qu'elle soit injectée dans la fibre non linéaire.

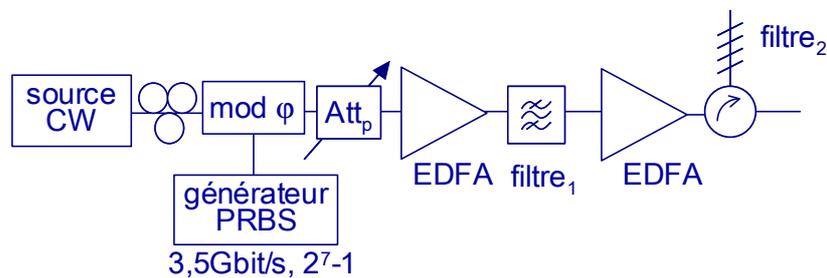


Figure 4.7 : Architecture du module de pompage de l'amplificateur paramétrique.

Deux expériences ont été réalisées successivement : pour la première l'atténuateur variable est réglé à 0 dB et pour la seconde à 30 dB. Pour chacune de ces expériences, le spectre de la pompe a été mesuré en entrée de l'amplificateur et celui d'un signal amplifié en sortie de l'amplificateur. Ces spectres sont présentés par la Figure 4.8. Le signal a une longueur d'onde de 1585 nm, et une puissance d'entrée de $-30,8\text{ dBm}$. Il est amplifié par un gain On/Off de 15,7 dB. La puissance de pompe injectée dans la fibre non linéaire est 600 mW dans les deux cas. Si l'on compare les spectres de pompe (Figure 4.8-a et Figure 4.8-b), on constate que la diminution de la puissance en entrée du préamplificateur entraîne une réduction du rapport signal à bruit de la pompe (OSNR_p), il vaut alors 8 dB (0,1 nm). La Figure 4.8-c et la Figure 4.8-d montrent l'effet de cette réduction du rapport signal à bruit de la pompe sur le spectre du signal amplifié. Sur la Figure 4.8-c, on peut observer la raie spectrale du signal et le bruit de l'ASE paramétrique. Sur la Figure 4.8-d, un bruit supplémentaire apparaît localisé autour de la longueur d'onde signal. Ce bruit est attribué à l'augmentation du bruit localisé au pied de la pompe et à son transfert à la longueur d'onde signal. Comme on peut le constater sur la Figure 4.8-b, le bruit de la pompe transféré sur le signal est très étroit. Dans cet exemple, nous avons pu l'observer avec un analyseur de spectre optique car son niveau est très important et la résolution de l'analyseur de spectre est faible (0,05 nm). Lors d'un fonctionnement normal de l'amplificateur paramétrique, ce bruit n'est pas observable avec un analyseur de spectre optique standard : il est masqué par l'ASE paramétrique et le signal. De plus, il est impossible de mesurer précisément le rapport signal à bruit optique. Grâce à une mesure électrique, nous allons pouvoir mieux résoudre le spectre et mesurer le bruit total présent au pied du signal et non pas uniquement l'ASE paramétrique comme c'est le cas avec une mesure optique.

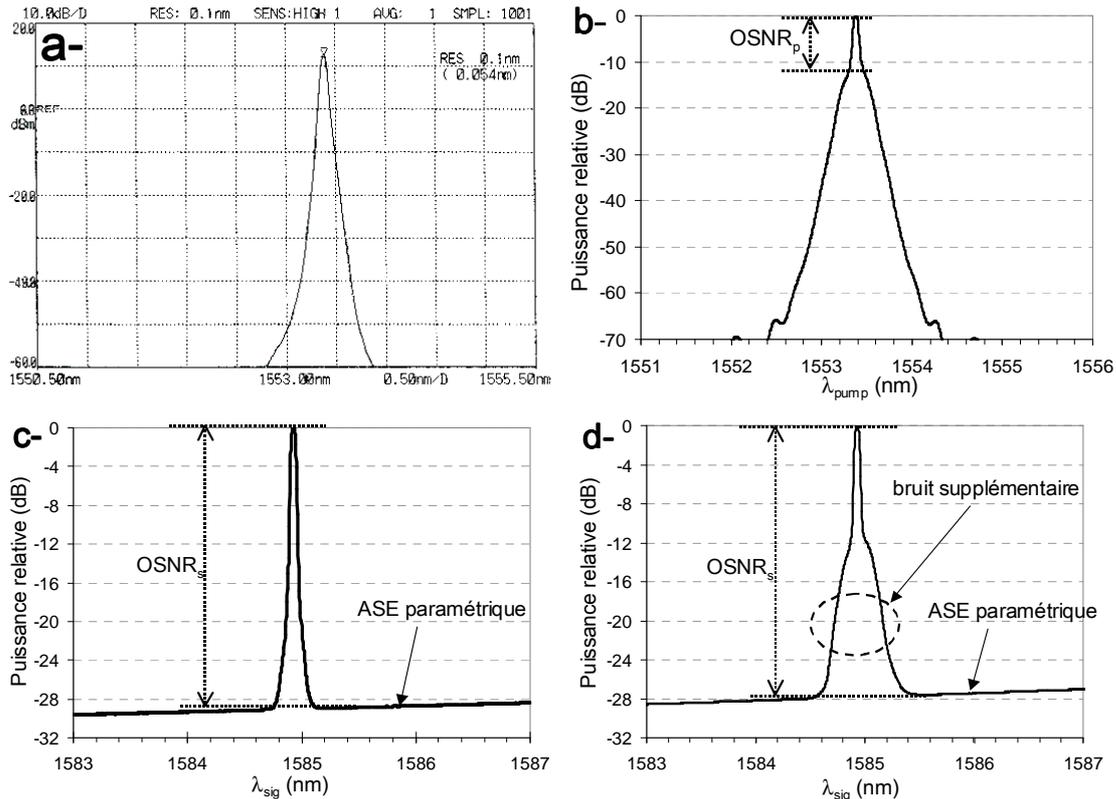


Figure 4.8 : Influence du OSNR de pompe sur le spectre optique du signal amplifié.

- a- Spectre de la pompe mesuré en entrée de l'amplificateur pour $OSNR_p=47$ dB (exprimé dans 0,1 nm).
- b- Spectre de la pompe mesuré en entrée d'amplificateur pour $OSNR_p=8$ dB (exprimé dans 0,1 nm).
- c- Spectre du signal mesurés en sortie de l'amplificateur pour $OSNR_p=47$ dB (exprimé dans 0,1 nm).
- d- Spectre du signal mesurés en sortie de l'amplificateur pour $OSNR_p=8$ dB (exprimé dans 0,1 nm).
(résolution = 0,05 nm)

b- Etude numérique

Dans un premier temps, nous allons étudier le transfert du bruit localisé au pied de la pompe à la longueur d'onde signal à l'aide simulations numériques. Nous supposons que ce bruit qui apparaît à la longueur d'onde signal est créé par effet non linéaire. Ce transfert sera donc parfaitement reproduit avec notre outil de simulation. Il résulte d'un processus de mélange à quatre ondes entre la pompe, le signal et le bruit localisé au pied de la pompe. Le niveau de bruit au pied de la pompe va donc dépendre de la puissance du signal, de la puissance du bruit au pied de la pompe et de la puissance de la pompe. Nous n'allons pas étudier l'influence de la puissance de pompe car une variation de la puissance de pompe entraîne une variation de la courbe de gain, les conditions de fonctionnement de l'amplificateur seraient alors modifiées.

(i) Modélisation du bruit de la pompe

Pour les simulations numériques, nous allons considérer des ondes monochromatiques et continues pour la pompe et le signal. Nous ne prenons donc pas en compte la modulation de phase de la pompe. Comme nous l'avons vu au paragraphe I, le programme, que nous utilisons, peut simuler la génération d'ASE paramétrique. Cependant, afin de mieux étudier l'effet du rapport signal à bruit de la pompe sur le facteur de bruit, nous ne simulerons pas l'ASE paramétrique. Ainsi, en sortie de l'amplificateur, il sera possible d'obtenir un niveau de bruit inférieur à celui de l'ASE paramétrique et donc un facteur de bruit inférieur à 3 dB. Le bruit de la

pompe est défini dans le domaine spectral sur une bande de 0,5 nm. Son champ électrique est une variable aléatoire complexe. Les valeurs ont une distribution statistique gaussienne dont la valeur moyenne vaut zéro et la variance correspond à la puissance optique de bruit souhaitée. La Figure 4.9 représente un exemple de spectre optique obtenu suivant cette modélisation. Pour cet exemple, la puissance de pompe est 500 mW, son rapport signal à bruit 46 dB dans 0,1 nm.

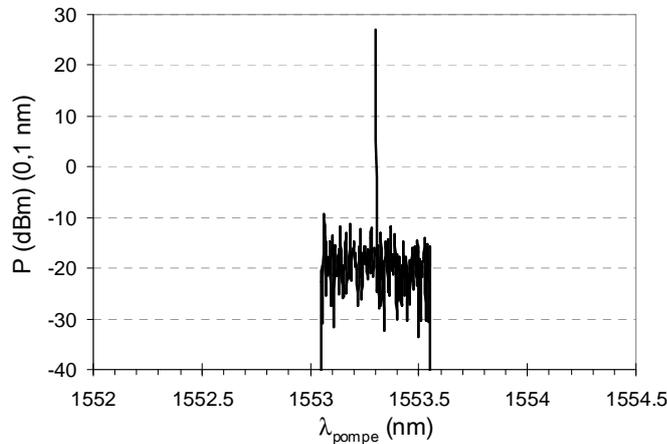


Figure 4.9 : Exemple de spectre de puissance optique simulé en entrée de la fibre non linéaire.

L'amplificateur paramétrique pour lequel l'étude numérique va être réalisée a les caractéristiques suivantes : $P_p = 500$ mW, $\lambda_p = 1553,3$ nm, $L = 490$ m, $\alpha = 0,55$ dB/km, $\lambda_0 = 1553,1$ nm, pente de dispersion = $0,0296$ ps.nm⁻².km⁻¹, $\gamma = 10,5$ W⁻¹.km⁻¹. La courbe de gain de cet amplificateur est représentée par la Figure 4.10. Le gain à la longueur d'onde 1595 nm vaut 15 dB.

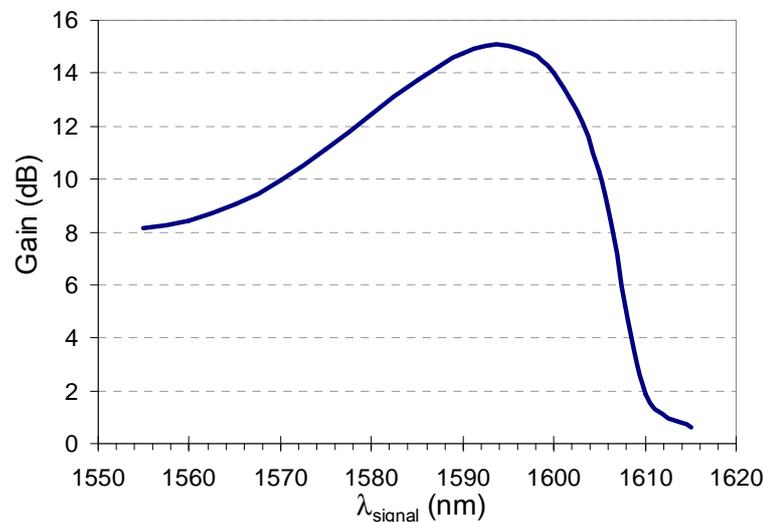


Figure 4.10 : Courbe de gain de l'amplificateur paramétrique simulé.

(ii) Influence de la puissance du signal

Des simulations ont, tout d'abord, été effectuées en faisant varier la puissance du signal en entrée de l'amplificateur de -34 à -6 dBm. Trois séries de simulations ont été faites pour trois rapports signal à bruit de pompe différents : 59, 56 et 53 dB (résolution = 0,1 nm). Pour ces simulations, la longueur d'onde du signal est 1595 nm et la puissance de pompe 500 mW. Le signal est amplifié par un gain de 15 dB et l'amplificateur n'est pas saturé. La génération de l'ASE paramétrique n'est pas

simulée. Les résultats de ces simulations sont donnés par la Figure 4.11. Sur cette figure, nous avons également représenté le niveau de l'ASE paramétrique en sortie de l'amplificateur qui correspondrait à un facteur de bruit de 3 dB. On remarque que la puissance du bruit généré autour du signal augmente linéairement avec la puissance signal avec une pente de 1 dBm/dB. Le niveau du bruit est donc proportionnel à la puissance signal. De plus, la puissance du bruit diminue lorsque le rapport signal à bruit de la pompe s'améliore de 1dB pour 1dB, c'est-à-dire lorsque le niveau de bruit dans le spectre de pompe diminue.

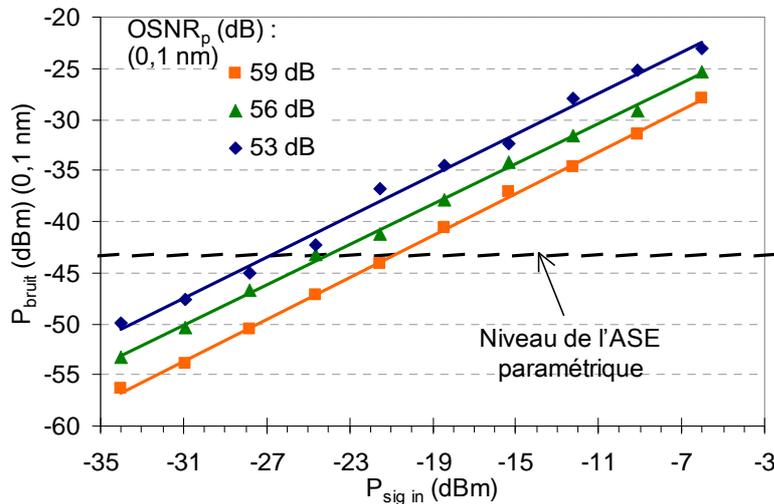


Figure 4.11 : Influence de la puissance signal sur la puissance de bruit généré autour du signal.

(iii) Influence de la longueur d'onde signal

Le transfert du bruit localisé au pied de la pompe vers la longueur d'onde signal a également été étudié en fonction de la position du signal sur la bande spectrale d'amplification. Plusieurs cas ont été simulés numériquement pour différentes longueurs d'onde du signal : 1560, 1575, 1580 et 1595 nm. Pour chacun de ces cas, la puissance signal en entrée de la fibre non linéaire varie de -34 à -6 dBm, la puissance de pompe est constante, 500 mW, ainsi que le rapport signal à bruit de la pompe 59 dB dans 0,1 nm. Pour ces simulations, l'amplificateur n'est pas saturé, les valeurs du gain aux différentes longueurs d'onde sont respectivement : 8,4, 11,1, 12,4 et 15 dB. Les résultats des simulations sont tracés à la Figure 4.12. La puissance du bruit autour du signal en sortie de l'amplificateur est représentée en fonction de la puissance du signal en sortie de l'amplificateur, pour les quatre longueurs d'onde considérées. On constate, comme précédemment, que la puissance du bruit augmente linéairement avec la puissance du signal. On peut comparer ces courbes à celles de la du chapitre 3 qui représente la puissance de la raie, générée par mélange à quatre ondes entre deux canaux, en fonction de la puissance de sortie des canaux. On remarque alors que sur la majeure partie de la courbe de gain, la puissance du bruit généré dépend de la puissance du signal en sortie, plutôt que de celle en entrée de l'amplificateur. Effectivement, pour des longueurs d'onde différentes, dans cet exemple, 1575 et 1580 nm, le même niveau de bruit est obtenu pour des puissances d'entrée différentes, mais des puissances de sortie égales.

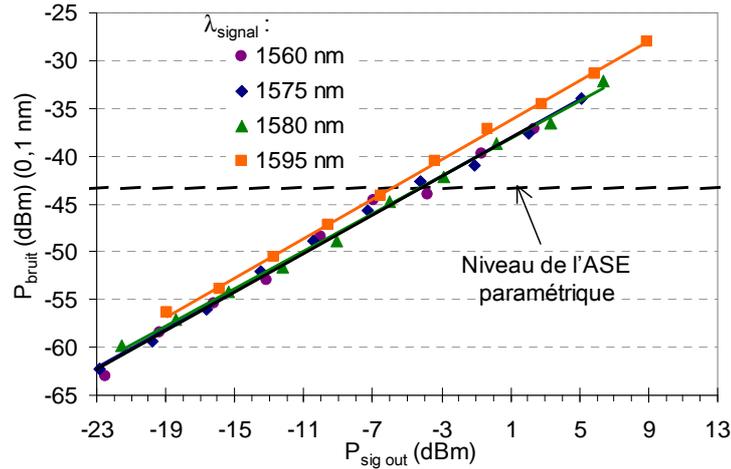


Figure 4.12 : Influence de la longueur d'onde signal sur la puissance de bruit généré autour du signal.

(iv) Influence du rapport signal à bruit de la pompe

Pour étudier l'influence du niveau de bruit au pied de la pompe, nous avons simulé numériquement l'amplification paramétrique d'un signal en faisant varier le rapport signal à bruit de la pompe ($OSNR_p$). La puissance de la pompe reste constante égale à 500 mW. L'amplificateur simulé est le même que celui du paragraphe précédent. Les simulations ont été réalisées pour une longueur d'onde signal de 1595 nm et pour trois puissances d'entrée différentes, -23, -20 et -17 dBm. La génération d'ASE paramétrique n'est pas simulée et le rapport signal à bruit de la pompe varie de 34 à 74 dB (0,1 nm). Le résultat de ces simulations est donné par la Figure 4.13. La puissance de bruit, localisé au pied du signal, en sortie de l'amplificateur, est représentée en fonction du rapport signal à bruit optique de la pompe. Le niveau de l'ASE paramétrique qui serait généré dans cet amplificateur est également représenté. La puissance du bruit généré autour du signal dépend linéairement du rapport signal à bruit de la pompe (pente -1 dBm/dB), elle décroît lorsque le $OSNR$ de pompe s'améliore, c'est-à-dire lorsque la puissance du bruit au pied de la pompe diminue. La puissance de bruit généré autour du signal est donc proportionnelle à la puissance du bruit au pied de la pompe en entrée de la fibre non linéaire.

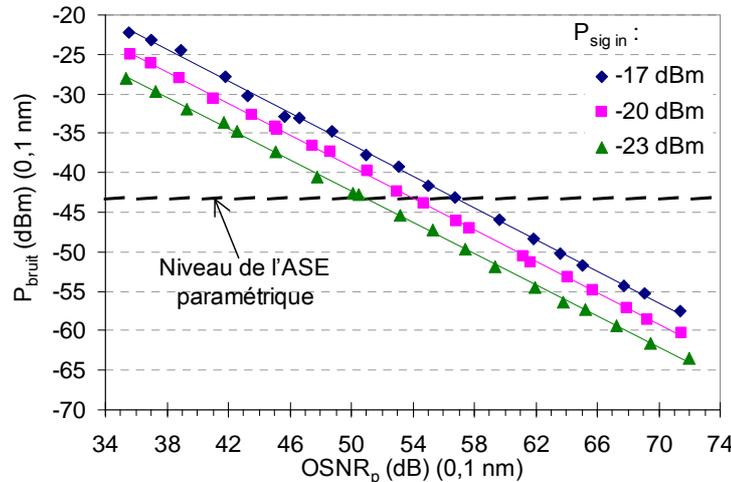


Figure 4.13 : Influence du rapport signal à bruit de la pompe sur la puissance de bruit généré autour du signal.

(v) Conclusion

Lorsqu'un bruit est présent au pied de la pompe en entrée de l'amplificateur paramétrique, il est transféré au cours de l'amplification autour de la longueur d'onde signal. Le transfert est reproduit par nos simulations numériques, qui ne prennent en compte que les effets non linéaires de type Kerr. Cette génération d'un bruit à de nouvelles longueurs d'onde est due à une interaction par mélange à quatre ondes entre la pompe, le signal et le bruit autour de la pompe. En sortie de l'amplificateur, le niveau du bruit localisé à la longueur d'onde signal est proportionnel à la puissance du signal et au niveau du bruit au pied de la pompe. La puissance de bruit est proportionnelle au produit, gain par puissance signal en entrée, par puissance de bruit de la pompe.

c- Etude expérimentale

(i) Dispositif expérimental

Afin d'étudier expérimentalement l'influence du rapport signal à bruit de la pompe sur le facteur de bruit de l'amplificateur paramétrique, l'amplificateur paramétrique utilisé jusqu'à présent a été inséré dans un banc de mesure qui permet de mesurer le facteur de bruit suivant la méthode optique et la méthode électrique de façon simultanée. Le dispositif expérimental est décrit par la Figure 4.14. La pompe, de longueur d'onde 1553,3 nm, a la même architecture qu'au paragraphe II.2.a, Figure 4.7. Un atténuateur variable, placé en entrée du premier amplificateur, permet de contrôler son rapport signal à bruit. La puissance de pompe injectée dans la fibre non linéaire reste constante égale à 640 mW. Elle est mesurée sur la voie contrôle de puissance en entrée de la fibre non linéaire. Le signal est introduit dans l'amplificateur paramétrique au travers le filtre 2 de la pompe. Ce filtre est un réseau de Bragg qui réfléchit la longueur d'onde 1553,3 nm et transmet les autres longueurs d'onde. Le signal est constitué d'une source laser, de longueur d'onde 1595 nm, continue et de faible puissance. Un amplificateur, de type EDFA, permet d'injecter une puissance maximum dans la fibre plus importante (3 dBm, soit 2 mW) et un atténuateur variable, placé à la suite de l'EDFA, permet de faire varier la puissance du signal tout en conservant un rapport signal à bruit constant, 57,1 dB dans 0,1 nm.

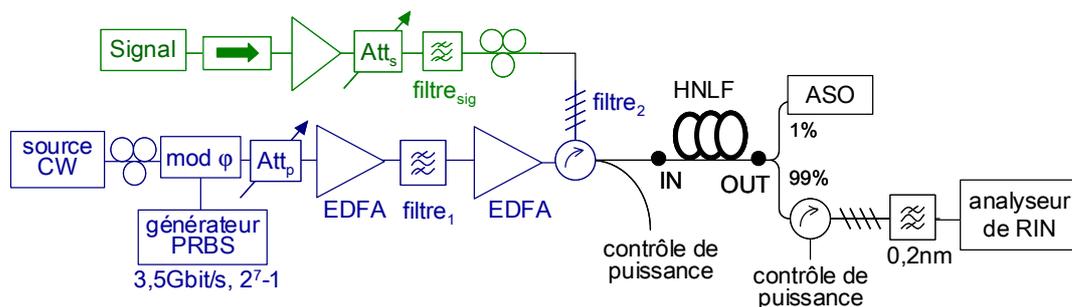


Figure 4.14 : Architecture de l'amplificateur paramétrique de l'étude expérimentale.

Pour les mesures de facteur de bruit, l'entrée de l'amplificateur se situe à l'entrée de la fibre non linéaire, au point IN. Ainsi, les facteurs de bruit qui seront donnés ne tiennent pas compte de l'atténuation que le signal subit avant le point IN. Par contre, ils tiennent compte des pertes d'injection dans la fibre. Elles sont estimées à 0,5 dB. Le bruit d'intensité et le rapport signal à bruit du signal sont tout d'abord mesurés au point IN, la pompe étant éteinte, puis au point OUT, la pompe étant allumée. Pour

effectuer une mesure optique et électrique, la puissance est divisée suivant deux voies par un coupleur 1 – 99 %. Le rapport signal à bruit est mesuré, sur la voie 1%, à l'aide d'un analyseur de spectre optique, suivant la méthode exposée au paragraphe I.2.a. Sur la voie 99 %, la pompe est extraite du spectre par un circulateur et un réseau de Bragg. Le reste du spectre optique est ensuite filtré par un filtre optique centré à la longueur d'onde signal et de largeur à mi-hauteur 0,23 nm. Le signal est ensuite détecté avec un analyseur de RIN. La mesure électrique du facteur de bruit est faite à la fréquence 68 MHz. Cette fréquence a été choisie en tenant compte de la sensibilité de l'analyseur de RIN et du transfert de RIN de la pompe vers le signal. En effet, au chapitre 3, nous avons vu que la modulation de phase de la pompe induit une très faible modulation d'amplitude qui est ensuite transférée au signal au cours de l'amplification. Dans le spectre de RIN du signal amplifié, représenté à la Figure 4.15, nous retrouvons donc les composantes spectrales du format de modulation utilisé pour la modulation de phase de la pompe. Dans cette expérience, le spectre de RIN est composé de tous les multiples de 27 MHz ($= 3,5 \text{ GHz} / (2^7 - 1)$) et d'un plancher de bruit. Pour la mesure du facteur de bruit, nous ne nous intéressons qu'au plancher de bruit qui correspond au bruit de battement du signal avec un bruit optique blanc. La mesure de la puissance électrique de bruit se fait donc entre deux raies du format de la modulation de phase, de 57 à 79 MHz avec une résolution de 1 MHz. La valeur retenue correspond à une moyenne faite sur 50 balayages, puis sur la bande spectrale. Cette bande de fréquence a été choisie car l'analyseur y présente un faible bruit thermique, -112 dBm dans 1 MHz.

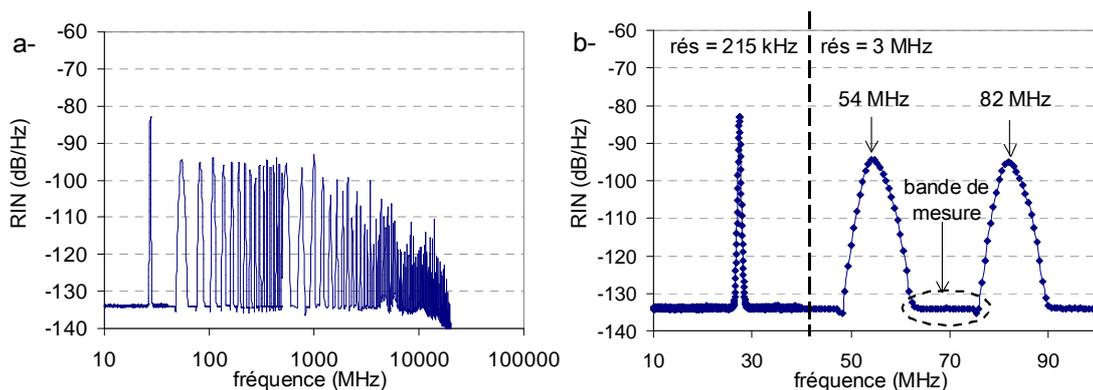


Figure 4.15 : Exemple de spectre de RIN signal mesuré en sortie de l'amplificateur paramétrique.
a- Spectre complet ; b- Zoom sur la bande considérée pour la mesure du facteur de bruit.

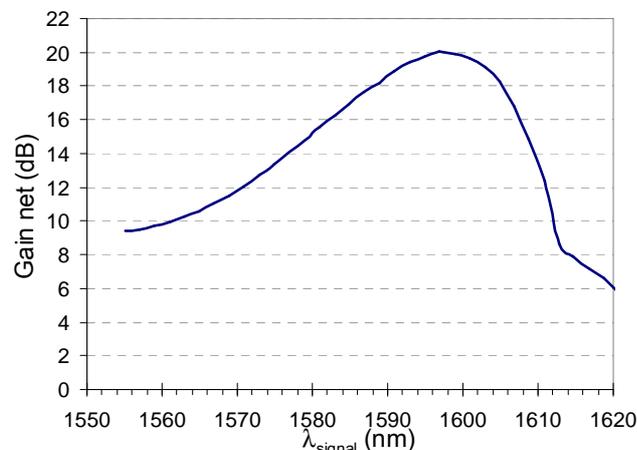


Figure 4.16 : Spectre de gain de l'amplificateur paramétrique expérimental.
($\lambda_p = 1553,3 \text{ nm}$, $P_p = 640 \text{ mW}$)

La fibre non linéaire utilisée dans ces expériences est la fibre 4 dont nous rappelons les caractéristiques : $L = 490$ m, $\alpha = 0,56$ dB/km, $\lambda_0 = 1553,1$ nm, pente de la dispersion = $0,03$ ps.nm⁻².km⁻¹, $\gamma = 11,2$ W⁻¹.km⁻¹. La courbe de gain de l'amplificateur est représentée à la Figure 4.16.

La Figure 4.17 présente un exemple de mesure du facteur de bruit de l'amplificateur en fonction de la puissance signal. On peut remarquer que les deux méthodes ne donnent pas le même résultat. Si l'on s'était contenté d'une mesure optique du facteur de bruit, on aurait pu conclure que le facteur de bruit de l'amplificateur est relativement bon (4,4 dB). Cependant, la mesure électrique révèle une dégradation du facteur de bruit lorsque la puissance signal augmente. Ceci signifie que la mesure électrique détecte un bruit supplémentaire dont le niveau dépend de la puissance du signal. La mesure optique ne détecte pas ce bruit à cause de sa résolution trop importante, 0,1 nm soit 11,8 GHz à 1595 nm. Le bruit est localisé sur une largeur de bande égale à 0,35 nm qui correspond à la largeur à mi-hauteur du dernier filtre optique du module de pompe. La résolution optique n'est donc pas suffisante pour obtenir une mesure précise et une mesure électrique du facteur de bruit paraît donc indispensable pour un amplificateur paramétrique. Il est intéressant de noter que la mesure électrique du facteur de bruit atteint un plancher lorsque la puissance signal diminue. Ce plancher correspond à la mesure optique du facteur de bruit.

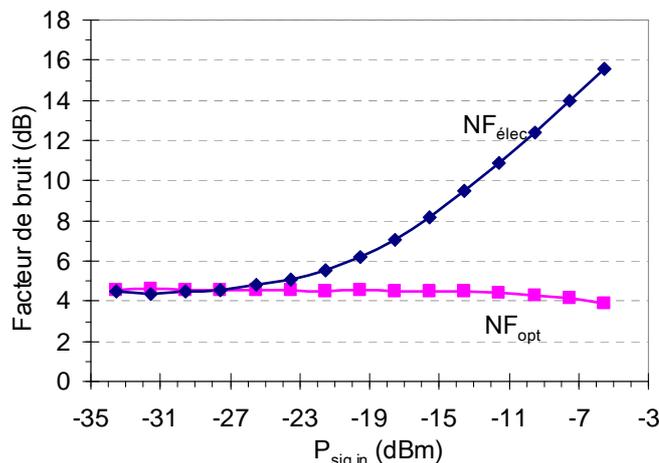


Figure 4.17 : Comparaison d'une mesure optique et électrique du facteur de bruit de l'amplificateur paramétrique.

(ii) Influence du rapport signal à bruit de la pompe et de la puissance signal

Comme pour l'étude numérique, le transfert du bruit localisé au pied de la pompe vers la longueur d'onde signal lors de l'amplification paramétrique a été caractérisé expérimentalement en faisant varier successivement deux paramètres : la puissance d'entrée du signal et le rapport signal à bruit de la pompe. Les deux séries de mesure ont été faites avec un signal de longueur d'onde 1595 nm. La puissance de pompe reste constante ainsi que le gain paramétrique, $G(1595\text{ nm}) = 20$ dB. En raison des deux filtres optiques du module de pompe, le rapport signal à bruit optique de la pompe, $OSNR_p$, est difficilement mesurable avec un analyseur de spectre optique. Il est donc déduit de la mesure électrique de son bruit d'intensité, RIN_p , suivant la relation $OSNR_p = 2 / (RIN_p \cdot \Delta\nu)$. Une mesure préalable, en enlevant les filtres optiques du module de pompe, a permis de vérifier la validité de cette mesure.

Nous avons tout d'abord fait varier la puissance du signal de -34 à -4 dBm par pas de 2 dB. Pour chaque puissance signal, le facteur de bruit est mesuré suivant la méthode optique et électrique. Les mesures ont été réalisées pour trois rapports signal à bruit optiques de pompe différents : 49,9, 52,4 et 54,3 dB (exprimé dans 0,1 nm). Les résultats des mesures électriques sont représentés par la Figure 4.18 et un des résultats des mesures optiques est représenté par le trait noir. Suivant la méthode de mesure optique, le même facteur de bruit est mesuré quel que soit le OSNR de pompe, c'est pourquoi une seule courbe est tracée. D'après la Figure 4.18, le bruit supplémentaire mesuré uniquement suivant la méthode électrique augmente avec la puissance du signal. En effet, le facteur de bruit se dégrade. Ce comportement avait été prévu par les simulations numériques. Toutefois, dans notre expérience, le facteur de bruit atteint une limite plancher pour les faibles puissances signal puisqu'il est limité par l'ASE paramétrique. On peut d'ailleurs constater que pour ces faibles puissances signal, les mesures optiques et électriques se rejoignent autour de la valeur 4,4 dB.

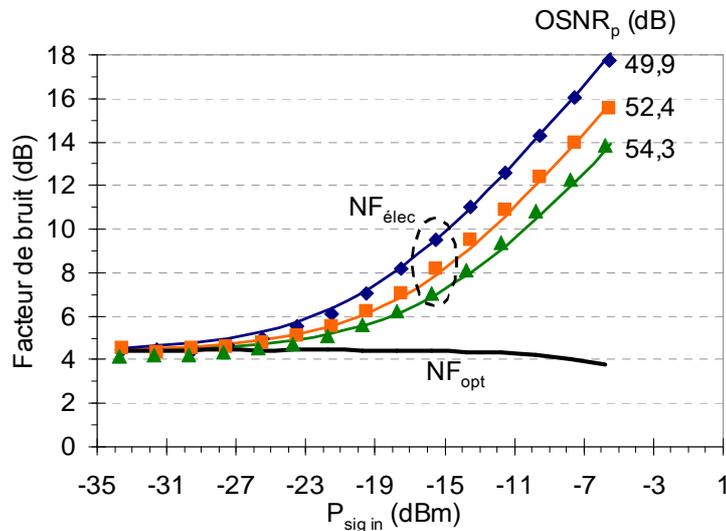


Figure 4.18 : Mesure du facteur de bruit de l'amplificateur paramétrique en fonction de la puissance signal pour trois rapport signa à bruit optiques de pompe différents ($OSNR_p$)
 Pour les NF électriques, symboles : expérience, traits : simulation.

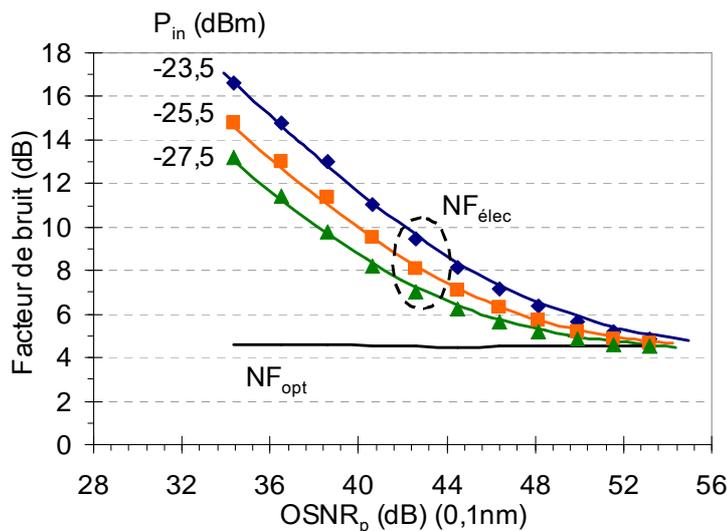


Figure 4.19 : Mesure du facteur de bruit de l'amplificateur paramétrique en fonction du rapport signal à bruit optique de la pompe ($OSNR_p$) pour trois puissances signal différentes.
 Pour les NF électriques, symboles : expérience, traits : simulation.

Une seconde série de mesures a ensuite été réalisée en faisant varier le rapport signal à bruit de la pompe de 34 à 54 dB et en fixant la puissance signal. Trois puissances signal ont été considérées : -23,5, -25,5 et -27,5 dBm. De la même façon que précédemment, les résultats des mesures électriques du facteur de bruit sont représentés par la Figure 4.19 et seule une mesure optique a été représentée par un trait noir. Comme attendu, le facteur de bruit électrique diminue lorsque le rapport signal à bruit de la pompe s'améliore, c'est-à-dire lorsque le bruit de la pompe diminue et le facteur de bruit optique reste constant

.Les mesures électriques du facteur de bruit montrent bien qu'un bruit supplémentaire s'ajoute à l'ASE paramétrique lors de l'amplification. Ce bruit dépend du niveau de bruit au pied de la pompe en entrée de l'amplificateur et de la puissance signal. Lorsque la puissance signal et le niveau de bruit de la pompe sont faibles, ce bruit devient négligeable devant l'ASE paramétrique et le facteur de bruit atteint une valeur limite de 4,4 dB. Cette valeur limite correspond à la mesure optique du facteur de bruit. Afin de valider notre outil de simulation, nous avons essayé de reproduire ces expériences par des simulations numériques. Dans un premier temps, les paramètres de l'amplificateur simulé ont été fixés fin de reproduire au mieux la courbe de gain paramétrique. Ces paramètres sont les suivants : $P_p = 640$ mW, $\lambda_p = 1553,3$ nm, $L = 490$ m, $\alpha = 0,55$ dB/km, $\lambda_0 = 1553,1$ nm, pente de la dispersion = $0,0296$ ps.nm⁻².km⁻¹, $\beta_4 = -3,57 \cdot 10^{-56}$ s⁴.m⁻¹, $\gamma = 10,5$ W⁻¹.km⁻¹. Des pertes localisées de 0,5 dB sont analytiquement ajoutées aux simulations en entrée et sortie de l'amplificateur pour tenir compte des pertes de soudure et d'injection de la fibre non linéaire. La Figure 4.20 représente les courbes de gain expérimentales et numériques. Ensuite, nous avons simulé nos 6 séries de mesure. Une attention particulière doit être portée au rapport signal à bruit de la pompe. En effet, notre outil de simulation numérique utilise un modèle scalaire, il considère que toutes les ondes sont polarisées avec le même état de polarisation. C'est le cas dans nos expériences pour le signal et la pompe, puisque le gain est nul pour des ondes de polarisation orthogonale et maximum pour des ondes de même polarisation. Par contre dans l'expérience, le bruit au pied de la pompe vient de l'ASE des EDFAs du module de pompe. Le bruit de la pompe est donc non polarisé. Ainsi seule la moitié de ce bruit peut interagir par mélange à quatre ondes avec la pompe et le signal et seulement la moitié de la puissance de bruit doit être prise en compte dans les simulations. Finalement, les rapports signal à bruit expérimentaux de la pompe ont tous été augmentés de 3 dB avant d'être introduits dans les simulations. De plus, les simulations ont été réalisées sans la génération de l'ASE paramétrique. En effet, notre programme peut générer l'ASE mais il correspond à la limite quantique d'un facteur de bruit de 3 dB. Expérimentalement, le plancher du facteur de bruit est 1,4 dB au-dessus de la limite quantique. Une partie de cet excédent, 0,5 dB, s'explique par les pertes de couplage du signal dans la fibre non linéaire. La partie restante, 0,9 dB, peut être attribuée à l'effet Raman selon P. Kumar [98]. Pour les mêmes conditions de fonctionnement, c'est-à-dire à l'accord de phase parfait et pour un écart spectral de 5 THz entre la pompe et le signal, P. Kumar calcule une limite pour le facteur de bruit à 3,6 dB dans une fibre standard de type SMF et à 3,9 dB dans une fibre à dispersion décalée. Cette limite dépend du dopage de la fibre. Il est probable que la limite en facteur de bruit pour notre fibre soit encore supérieure étant donné qu'il s'agit d'une fibre hautement non linéaire. A la puissance de bruit calculée autour du signal en sortie de l'amplificateur, nous avons donc ajouté une puissance de bruit constante de -37,1 dBm (0,1 nm) pour atteindre un plancher de 4,4 dB et tenir compte de l'effet Raman. Le même niveau de puissance de bruit a été ajouté dans toutes les simulations

puisque la puissance de pompe ne varie pas et donc le bruit généré par effet Raman non plus. Les résultats de ces simulations sont représentés par les traits dans la Figure 4.18 et la Figure 4.19 et les résultats des expériences par les symboles. On peut remarquer que les résultats numériques présentent un très bon accord avec les résultats expérimentaux.

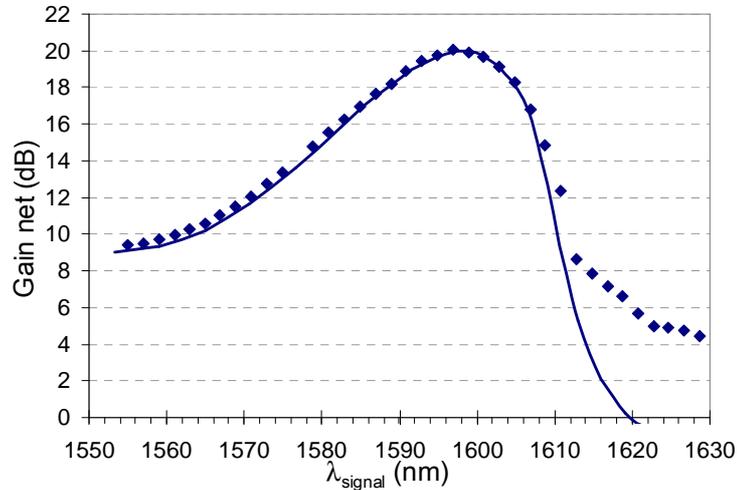


Figure 4.20 : Comparaison des courbes de gain expérimentale et numérique.

d- Conclusion

Un bruit, localisé dans le spectre de la pompe à la longueur d'onde de pompe, peut pénaliser le facteur de bruit de l'amplificateur paramétrique. Nous avons montré par des simulations numériques, que ce bruit est transféré lors de l'amplification à la longueur d'onde signal par un processus de mélange à quatre ondes entre la pompe, le signal et le bruit de la pompe. Les simulations ont été validées par des expériences. Un excellent accord qualitatif et quantitatif a été constaté entre les résultats numériques et expérimentaux. Ceci nous permet d'utiliser les simulations afin de définir un rapport signal à bruit minimum pour la pompe qui garantit un fonctionnement de l'amplificateur en régime faible bruit. Si l'on considère l'utilisation de l'amplificateur dans un système de transmission, la puissance par canal en sortie d'amplificateur doit être de -1 dBm, ceci correspond à une puissance totale de 21 dBm avec 128 canaux. On considère notre amplificateur, avec un gain de 20 dB et un facteur de bruit de 4,4 dB. Le bruit de la pompe transféré au signal devient négligeable devant l'ASE paramétrique s'il est 20 dB plus faible. Par calcul, ceci correspond à un rapport signal à bruit de la pompe minimum de 65 dB (dans 0,1 nm). Si le rapport signal à bruit de la pompe est supérieur à 65 dB, alors le facteur de bruit de l'amplificateur paramétrique est inférieur à 4,5 dB pour une puissance de sortie par canal inférieure à -1 dBm.

III. Dégradation du facteur de bruit causée par le bruit de la bande complémentaire

1) Etude numérique

Au cours de notre étude expérimentale du facteur de bruit de l'amplificateur paramétrique, une dernière cause de dégradation du facteur de bruit a été identifiée. Lorsqu'en entrée de l'amplificateur paramétrique, la bande conjuguée contient du

bruit, ou toute autre onde optique, ce bruit est dupliqué dans la bande signal par le même processus que celui de l'amplification paramétrique. Si le bruit dupliqué n'est pas négligeable devant la génération d'ASE paramétrique à la longueur d'onde du signal, le facteur de bruit se trouve dégradé par ce bruit supplémentaire. Par simulations numériques, nous allons étudier l'influence de la puissance signal, de la longueur d'onde signal et du niveau de bruit dans la bande conjuguée. Intuitivement, on s'attend à ce que la puissance signal n'ait aucun effet. Toutefois, expérimentalement, ces trois paramètres sont liés et varient conjointement. Les simulations numériques nous permettent de dissocier leur effet. L'amplificateur paramétrique qui est modélisé est le même que celui du paragraphe II.2.b. Sa courbe de gain est donnée par la Figure 4.10. Le bruit dans la bande conjuguée est modélisé comme le bruit de la pompe au paragraphe II.2.b. et la génération d'ASE paramétrique ne sera pas reproduite dans nos simulations pour mieux étudier la duplication de bruit de la bande conjuguée vers la bande signal.

(i) Influence de la puissance du signal

Une première simulation a été réalisée en fonction de la puissance signal. Le champ propagé dans l'amplificateur est constitué d'un signal de longueur d'onde 1595 nm, de la pompe à la longueur d'onde 1553,3 nm et d'un bruit centré sur la longueur d'onde conjuguée au signal, 1513,7 nm, de largeur 0,5 nm et de puissance moyenne -65 dBm (exprimée dans 0,1 nm). La puissance signal varie de -34 à -6 dBm, en entrée de l'amplificateur. Le gain, à la longueur d'onde 1595 nm, vaut 15 dB et l'amplificateur n'est pas saturé. Le résultat des simulations est représenté à la Figure 4.21. Les symboles correspondent aux résultats numériques, le trait plein à une approximation linéaire de ces résultats et le trait pointillé au calcul analytique du niveau d'ASE paramétrique qui serait généré dans cet amplificateur pour un facteur de bruit de 3 dB. On constate que la puissance du signal n'a pas d'influence sur le niveau de bruit produit à la longueur d'onde signal par la duplication du bruit de la bande conjuguée. La puissance de bruit est constante en fonction de la puissance du signal.

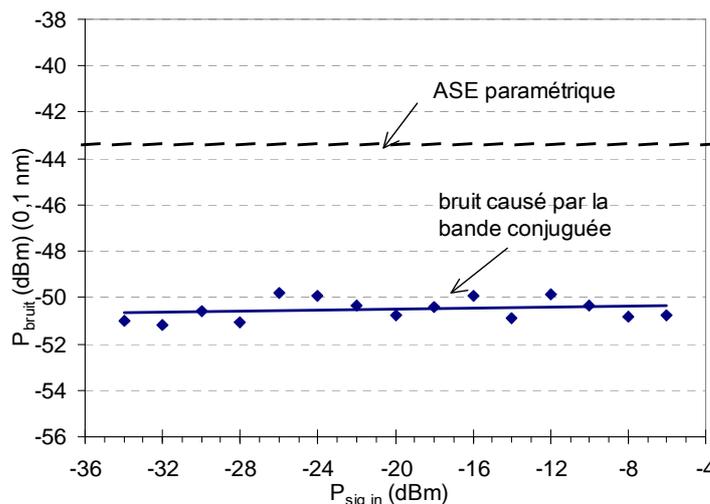


Figure 4.21 : Puissance de bruit à la longueur d'onde signal en fonction de la puissance signal. Une puissance de bruit de -65 dBm (0,1 nm) est présente en entrée d'amplificateur dans la bande conjuguée.

(ii) Influence de la longueur d'onde du signal

Nous avons ensuite étudié l'influence de la longueur d'onde du signal sur la duplication du bruit de la bande conjuguée. Plusieurs simulations ont été effectuées en faisant varier la longueur d'onde du signal sur la bande de gain de l'amplificateur de 1555 à 1610 nm. La puissance du signal est constante égale à -30 dBm. La puissance de bruit dans la bande conjuguée est également constante, elle vaut -65 dBm (dans $0,1$ nm). La longueur d'onde centrale de la bande de bruit varie avec la longueur d'onde signal. Les résultats de ces simulations sont donnés par la Figure 4.22. Les symboles correspondent aux résultats numériques, le trait plein à une approximation linéaire de ces résultats et le trait pointillé au calcul analytique du niveau d'ASE paramétrique. On remarque que la puissance de bruit dupliquée varie suivant la longueur d'onde de la même façon que l'ASE paramétrique et donc que le gain. En effet, lorsqu'un amplificateur paramétrique est utilisé comme convertisseur de longueur d'onde, l'efficacité de conversion vaut $G-1$. Le niveau de l'ASE paramétrique dépend aussi linéairement du gain. Ainsi, si l'on considère que le bruit est négligeable devant l'ASE, s'il lui est inférieur de 20 dB, le même niveau maximum sera toléré en entrée de l'amplificateur sur toute la bande conjuguée.

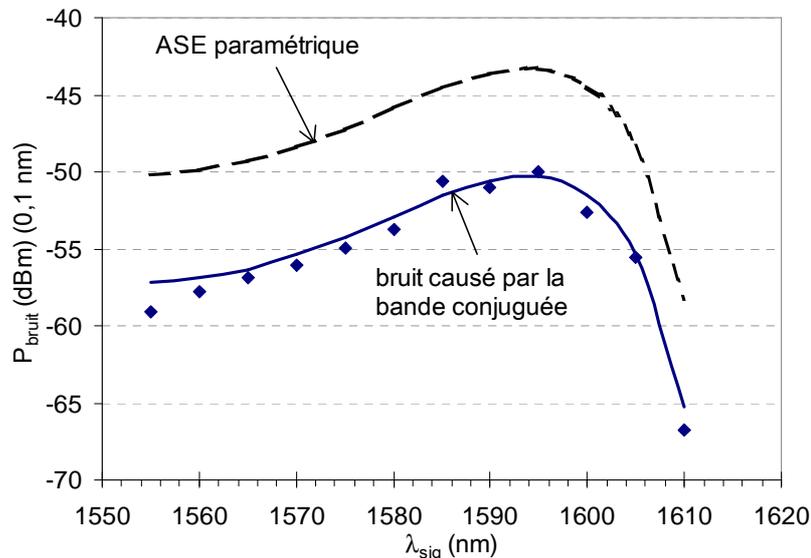


Figure 4.22 : Puissance de bruit à la longueur d'onde signal en fonction de la longueur d'onde signal. Une puissance de bruit de -65 dBm ($0,1$ nm) est présente en entrée d'amplificateur dans la bande conjuguée.

(iii) Influence de la puissance de bruit dans la bande conjuguée

Pour la dernière simulation, on calcule l'évolution de la puissance à la longueur d'onde signal en sortie de l'amplificateur en fonction de la puissance de bruit dans la bande conjuguée en entrée de l'amplificateur. Ces simulations sont réalisées pour un signal de longueur d'onde 1595 nm et de puissance -30 dBm. Le niveau du bruit dans la bande conjuguée varie de -100 à -50 dBm (dans $0,1$ nm). Le résultat des simulations est représenté à la Figure 4.23. Les symboles correspondent aux résultats numériques, le trait plein à une approximation linéaire de ces résultats et le trait pointillé au calcul analytique du niveau d'ASE paramétrique. Le niveau du bruit à la longueur d'onde signal augmente évidemment proportionnellement à la puissance du bruit dans la bande conjuguée. Pour que le bruit de la bande conjuguée, dupliqué à la longueur d'onde signal, soit négligeable, il doit être inférieur de 20 dB à l'ASE

paramétrique. De plus, nous devons ajouter une correction de 3 dB sur la valeur obtenue pour tenir compte du fait que les simulations supposent les ondes polarisées co-linéairement et qu'expérimentalement, le bruit est généralement non polarisé. En entrée d'amplificateur, le bruit présent dans la bande conjuguée doit donc être inférieur à $-74,7$ dBm mesuré dans $0,1$ nm.

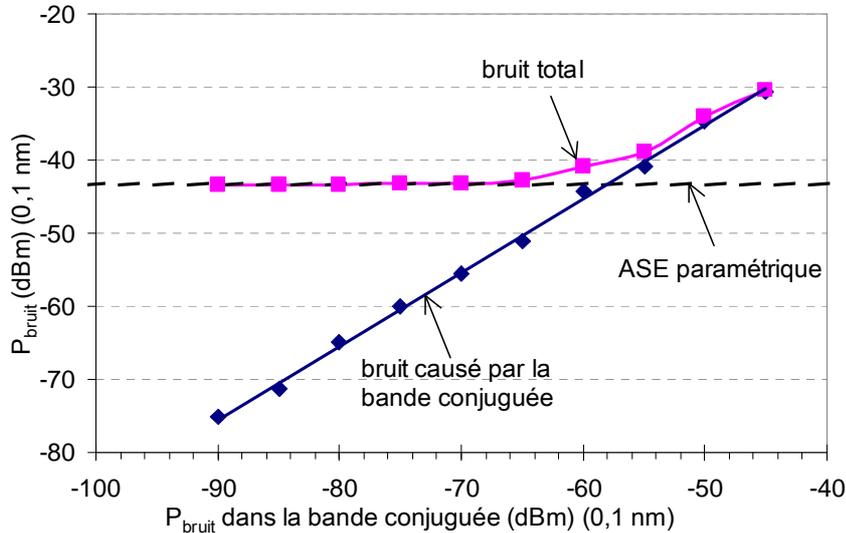


Figure 4.23 : Puissance de bruit à la longueur d'onde signal en fonction de la puissance de bruit dans la bande conjuguée.

2) Etude expérimentale

Le dispositif expérimental utilisé pour les mesures de facteur de bruit de l'amplificateur paramétrique est décrit au paragraphe II.2.c. par la Figure 4.7. Pour compenser les pertes de couplage du signal dans la fibre non linéaire et pour faire varier la puissance signal sur une large plage de puissance, le signal est amplifié par un amplificateur à fibre dopée erbium (EDFA) avant d'être injecté dans la fibre non linéaire. La bande de gain étudiée pour l'amplificateur paramétrique s'étend de 1555 à 1620 nm et la bande conjuguée de 1490 à 1552 nm. L'amplificateur erbium, dont la bande de gain s'étend de 1530 à 1560 nm, émet donc du bruit (l'émission spontanée amplifiée) dans la bande conjuguée. C'est pourquoi dans les expériences précédentes sur le transfert du bruit de la pompe vers le signal, le signal était filtré pour supprimer l'ASE de l'amplificateur erbium présent dans la bande conjuguée.

Le bruit d'ASE de l'amplificateur erbium est un bruit large bande, une mesure optique suffit donc pour mesurer son effet sur le facteur de bruit. Toutes les mesures qui vont suivre ont été réalisées suivant la méthode optique décrite au paragraphe I.2.a. Le facteur de bruit de l'amplificateur paramétrique a tout d'abord été mesuré à la longueur d'onde 1580 nm sans filtrage du signal en entrée de l'amplificateur paramétrique. Cette longueur d'onde a été choisie car sa longueur d'onde conjuguée par rapport à la pompe, 1527,5 nm, correspond au niveau maximum de l'ASE de l'EDFA en entrée de la fibre non linéaire. Le facteur de bruit a ensuite été mesuré à cette même longueur d'onde mais cette fois-ci, le signal est filtré en entrée de l'amplificateur et l'ASE de l'EDFA est supprimée. La Figure 4.24 illustre les spectres optiques qui sont injectés dans la fibre non linéaire lorsque le signal est filtré ou non. Le facteur de bruit est mesuré en fonction de la puissance signal. Il est important de remarquer que la puissance signal varie grâce à un atténuateur variable placé à la suite de l'amplificateur erbium. Le niveau de bruit dans la bande conjuguée subit donc les

mêmes variations que le signal. La Figure 4.25 compare le résultat des deux mesures, avec ou sans filtrage dans la bande conjuguée. Lorsque la bande conjuguée ou idler est filtrée, un facteur de bruit de 4,4 dB est obtenu comme pour les expériences sur le transfert du bruit de pompe. Par contre, lorsque le bruit est présent dans la bande conjuguée en entrée de l'amplificateur paramétrique, le facteur de bruit de l'amplificateur se dégrade complètement, des facteurs de bruit supérieurs à 10 dB sont mesurés. L'augmentation du facteur de bruit avec la puissance signal n'est pas réelle, elle est due à l'augmentation conjointe du niveau de bruit dans la bande conjuguée.

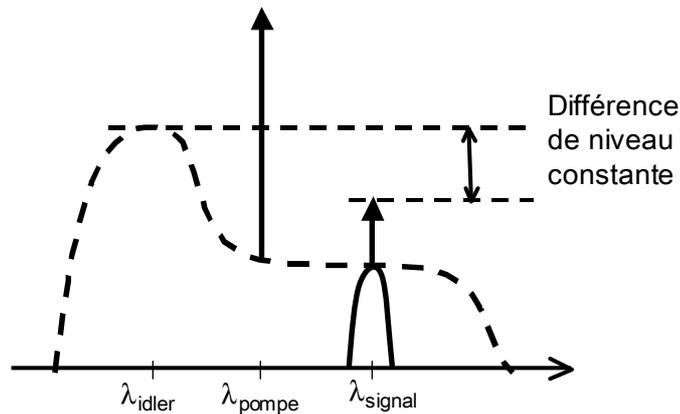


Figure 4.24 : Spectre optique injecté dans la fibre non linéaire.
 Trait plein : le signal est filtré. Trait pointillé : le signal n'est pas filtré.

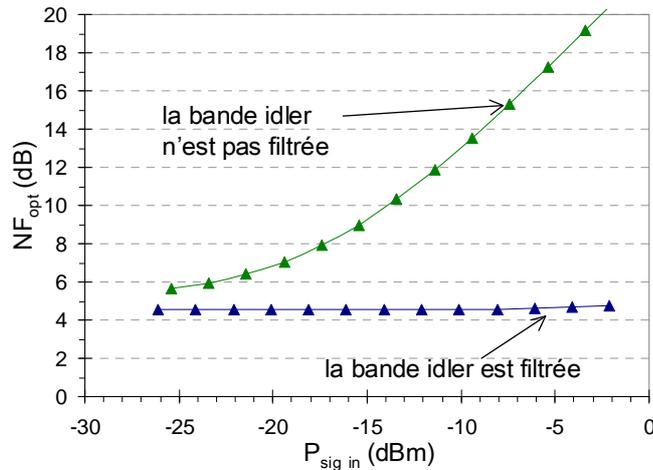


Figure 4.25 : Effet du filtrage de la bande conjuguée sur le facteur de bruit à la longueur d'onde signal 1580 nm.

Afin de mettre en évidence plus clairement l'influence du bruit dans la bande conjuguée sur le facteur de bruit de l'amplificateur paramétrique, une dernière mesure du facteur de bruit de l'amplificateur a été réalisée à la longueur d'onde 1595 nm sans filtrage du signal en entrée de l'amplificateur. Pour cette longueur d'onde, le niveau de bruit dans la bande conjuguée à la longueur d'onde conjuguée correspondante est plus faible que pour la longueur d'onde 1580 nm. Le gain de l'amplificateur vaut 14,3 dB à 1580 nm et 17,5 dB à 1595 nm. La Figure 4.26 compare le résultat de cette mesure aux résultats précédents. Le facteur de bruit de l'amplificateur paramétrique est représenté en fonction de la puissance de bruit à la longueur d'onde conjuguée en entrée de l'amplificateur. La puissance du signal varie au cours de la mesure mais nous avons vu par les simulations numériques que la puissance signal n'a pas d'influence sur le facteur de bruit. Pour la longueur d'onde signal 1595 nm, le niveau

de bruit dans la bande conjuguée est plus faible, le facteur de bruit mesuré s'approche alors de la valeur limite, 4,4 dB, mesurée dans l'étude précédente. Cette influence du niveau de puissance dans la bande conjuguée avait été montrée par les simulations numériques.

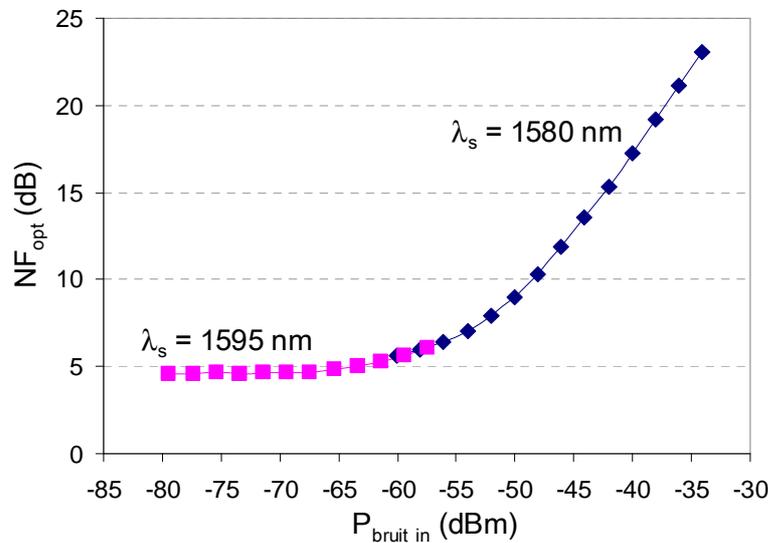


Figure 4.26 : Influence du niveau de puissance dans la bande conjuguée sur le facteur de bruit de la bande signal.

IV. Conclusion

Pour terminer l'étude de l'amplificateur paramétrique à fibre, nous nous sommes intéressés à la caractérisation de son facteur de bruit. Au cours des 3 dernières années, les méthodes de mesures ainsi que l'interprétation des résultats expérimentaux ont fait l'objet de relativement peu de publications de la part des laboratoires qui étudient les amplificateurs paramétriques. Généralement, tous s'accordent maintenant sur le fait que la mesure optique du facteur de bruit n'est pas suffisante pour les amplificateurs paramétriques [30]. Par contre, l'observation de l'augmentation du facteur de bruit avec la puissance du signal a fait l'objet de diverses interprétations, sans aucune démonstration expérimentale convaincante [99]. Nous avons donc contribué à l'effort de recherche internationale sur ce sujet en présentant nos résultats et notre démonstration expérimentale [100]. Les travaux qui ont été présentés dans ce chapitre sont le cadre plus général qui nous a menés aux résultats publiés.

Au cours de notre étude, nous avons été amenés à revenir sur la définition du facteur de bruit d'un amplificateur optique afin de l'adapter à l'amplificateur paramétrique. En effet, nous avons montré expérimentalement qu'un amplificateur paramétrique à une pompe produit une émission spontanée amplifiée polarisée. L'expression usuelle du facteur de bruit dans le cas d'un amplificateur optique à fibre dopée erbium ne peut donc pas être utilisée. Ensuite, les méthodes de mesure du facteur de bruit ont également été réétudiées, notamment la mesure électrique réalisée par la technique dite de soustraction des RINs. Avant d'étudier le facteur de bruit de notre amplificateur paramétrique, les méthodes de mesure ont été validées dans le cas connu d'un EDFA.

Après ces précisions sur le facteur de bruit des amplificateurs optiques, nous avons analysé numériquement et expérimentalement deux sources de bruit dans les amplificateurs paramétriques qui dégradent le facteur de bruit. La première source de

bruit qui s'ajoute à l'ASE paramétrique vient de la pompe. Dans un amplificateur paramétrique, la bande de gain démarre à partir de la longueur d'onde de pompe. Ainsi, si le spectre de la pompe présente un bruit large bande autour de la longueur d'onde de pompe, ce bruit se retrouve localisé dans la bande spectrale d'amplification et dégrade considérablement le rapport signal à bruit des signaux à amplifier. Une solution simple pour s'affranchir de cette source de bruit consiste à filtrer la pompe avant de l'injecter dans la fibre non linéaire. Cette solution n'est cependant pas suffisante pour négliger l'influence du bruit de la pompe. En effet, dans la bande passante du filtre, le bruit reste présent et est injecté dans la fibre. Lors de la propagation simultanée de la pompe, du signal et du bruit, un nouveau bruit est généré autour de la longueur d'onde signal suivant un processus de mélange à quatre ondes entre la pompe, le signal et le bruit de la pompe. En sortie d'amplificateur, nous avons montré numériquement et expérimentalement que le niveau du bruit à la longueur d'onde signal est proportionnel à la puissance signal et au niveau du bruit de la pompe, c'est-à-dire au rapport signal à bruit de la pompe. De plus, nos simulations numériques sont en parfait accord avec nos résultats expérimentaux. Elles nous ont donc permis de définir un rapport signal à bruit optique de pompe minimum, de 65 dB, dans le cas de notre amplificateur paramétrique pour assurer un fonctionnement faible bruit.

Une dernière cause de dégradation du facteur de bruit de l'amplificateur paramétrique a été mise en évidence lors de nos expériences : le bruit présent en entrée de l'amplificateur dans la bande conjuguée. Suivant le même processus que l'amplification paramétrique du signal qui crée une onde conjuguée, le bruit dans la bande conjuguée est répliqué dans la bande signal lors de l'amplification. Ce bruit s'ajoute à l'ASE paramétrique et pénalise le facteur de bruit de l'amplificateur s'il est trop élevé, c'est-à-dire supérieur à -74 dBm (mesuré dans 0,1 nm).

Conclusion générale

Le but de cette thèse était d'étudier les amplificateurs paramétriques à fibre, avec pour objectif de réaliser un amplificateur optique large bande utilisable dans un système de transmission optique multiplexé en longueur d'onde. Dès les années 80, ce type d'amplificateur a fait l'objet d'études académiques afin d'en explorer leurs propriétés. Plus récemment, l'effort de recherche s'est intensifié. Cet effort est porté par des laboratoires plus « industriels » déterminés à approfondir leur fonctionnement pour leur utilisation dans les systèmes de transmission optique multiplexés en longueur d'onde. Ce renouveau de l'amplificateur paramétrique est en partie dû aux travaux précurseurs de l'équipe de M. Marhic de l'université de Stanford. Cette thèse s'inscrit dans ce contexte. Délaissant les applications concernant la conversion de longueur d'onde ou encore la conjugaison de phase, nous nous sommes attachés à une étude extrêmement détaillée de l'amplification proprement dite. Résolument portée par des travaux expérimentaux, cette étude a aussi utilisé des outils numériques.

Le premier travail, et non le moindre, fut la réalisation expérimentale d'un amplificateur paramétrique pompé en continu. Cette réalisation impliquait de spécifier une fibre non linéaire et une pompe, adaptées à l'amplification paramétrique. Le choix de la fibre a permis de constater l'importance de la qualité et de l'uniformité de la fibre non linéaire pour la génération d'un gain large bande. Afin de préserver la bande de gain paramétrique, la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre ne doit pas fluctuer de plus de 2 nm.

Notre étude a également montré qu'une attention particulière devait être portée aux caractéristiques de la pompe. Le module de pompage, permettant d'obtenir les meilleures performances, a une architecture relativement complexe et son utilisation ne peut pas être raisonnablement envisagée dans un système de communication optique commercial. Dans l'état de l'art actuel, il constitue toutefois le seul moyen de pompage efficace pour un amplificateur paramétrique et nous a permis de détailler et de quantifier un certain nombre des caractéristiques essentielles de la pompe. Pour un amplificateur donné, nous avons ainsi spécifié les valeurs limites pour sa largeur spectrale, son bruit d'intensité relative et son rapport signal à bruit.

Pour s'affranchir de la diffusion Brillouin, la pompe est modulée en phase. Cependant, la modulation de la phase de la pompe induit une dégradation du signal lors de l'amplification paramétrique. Nous avons été un des premiers laboratoires à mettre ce phénomène en évidence. Cette étude a ensuite été largement complétée par différentes équipes de recherche.

Deux autres sources de déformation du signal dans les amplificateurs paramétriques ont également été étudiées au cours de cette thèse. La première vient du transfert du bruit d'intensité relative (RIN) de la pompe sur le signal lors de l'amplification. Ce transfert a été caractérisé analytiquement, numériquement et expérimentalement. Ceci nous a permis de définir le bruit d'intensité relative maximum pour la pompe (-177 dB/Hz) dans le cas de notre amplificateur paramétrique.

La seconde source de déformation vient des interactions non linéaires entre canaux. L'étude de l'amplification de canaux multiplexés en longueur d'onde a été réalisée

uniquement par des simulations numériques. Cette étude a montré des taux de diaphotie entre les canaux relativement élevés surtout pour le cas de l'amplification de nombreux canaux, de l'ordre de -25 dB pour 35 canaux. Ces résultats ne paraissent pas très encourageants pour une utilisation des amplificateurs paramétriques en régime de multiplexage en longueur d'onde.

Pour finir, nous avons étudié les performances en bruit des amplificateurs paramétriques. Même si les amplificateurs paramétriques sont étudiés depuis de nombreuses années, étonnamment leur performance en terme de bruit n'est étudiée que depuis l'année 2002. Cette lacune vient sans doute de leurs très mauvaises performances initiales et de la difficulté de la mesure. Notre contribution à cette étude a été la première démonstration expérimentale convaincante de l'effet du rapport signal à bruit de la pompe sur le facteur de bruit de l'amplificateur paramétrique. En effet, nous avons été les premiers à montrer des mesures optique et électrique du facteur de bruit concordantes. Notre étude a été réalisée expérimentalement et numériquement et nos simulations ont permis de déterminer le rapport signal à bruit minimum pour assurer un fonctionnement faible bruit (65 dB exprimé dans 0,1 nm dans le cas de notre amplificateur).

Ces différents types de bruit qui dégradent le signal en sortie de l'amplificateur sont résumés dans le tableau suivant :

Source de bruit	Type de mesure	Valeur limite	Solution
Modulation de phase de la pompe	électrique TEB		
Transfert de RIN	électrique	$RIN_{pompe} < -167$ dB/Hz	Réduire l'excursion de gain
Diaphotie entre canaux en WDM	optique et électrique		Réduire le coefficient non linéaire
Bruit large bande de la pompe	optique	$P_{bruit} < -65$ dBm (mesuré dans 0,1 nm)	Filtrer la pompe
OSNR_{pompe}	électrique	$OSNR_{pompe} > 65$ dB (mesuré dans 0,1 nm)	Réduire la puissance de pompe
Bruit dans la bande conjuguée	optique	$P_{bruit} < -65$ dBm (mesuré dans 0,1 nm)	Filtrer la bande conjuguée

Tableau 1 : Les différents types de bruit présents en sortie d'un amplificateur paramétrique à fibre et étudiés dans ce manuscrit.

A la lumière des travaux réalisés au cours de cette thèse et en considérant l'état de l'art actuel, on peut dresser le portrait de l'amplificateur paramétrique qui offrirait les meilleures performances. Cet amplificateur serait constitué de la façon suivante : il serait pompé par deux pompes, de longueurs d'onde différentes et dont les états de polarisation seraient orthogonaux. De plus, son architecture serait similaire à celle décrite au chapitre 2 de manière à exploiter la bande signal et la bande conjuguée. L'amplificateur paramétrique ainsi constitué pourrait alors présenter un gain insensible à la polarisation du signal et une courbe de gain à la fois large et plate, dont on exploite la totalité de la bande. La courbe de gain obtenue répondrait alors aux exigences imposées aux amplificateurs optiques dans les systèmes de transmission optique. Les conditions de fonctionnement en régime faible bruit ont été exposées au chapitre 4 et semblent raisonnablement accessibles en pratique.

Conclusion générale

Par contre, deux points restent à approfondir. D'une part, l'amplification paramétrique de canaux multiplexés en longueur d'onde semble actuellement un des points bloquants pour l'utilisation d'un amplificateur paramétrique dans un système de transmission optique. D'autre part, il est nécessaire de trouver un moyen de réduire la complexité du module de pompage, celui décrit dans cette thèse ne peut être considéré que comme un dispositif d'étude en laboratoire.

Le prolongement naturel de ce travail de thèse serait d'étudier l'effet de l'amplification successive des signaux dans plusieurs amplificateurs paramétriques. Une attention particulière devrait être portée à l'accumulation des perturbations générées dans chacun des amplificateurs, notamment la diaphotie entre les canaux.

Références bibliographiques

- [1] G. Charlet, E. Corbel, J. Lazaro, A. Klekamp, R. Dischler, P. Tran, W. Idler, H. Mardoyan, A. Konczykowska, F. Jorge, S. Bigo, « WDM Transmission at 6 Tbit/s capacity over transatlantic distance, using 42.7Gb/s Differential Phase-Shift Keying without pulse carver », Proceedings of Optical Fiber Communication'04, papier post deadline PD36, 23-27 fév. 2004.
- [2] M.-C. Ho, K. Uesaka, M. Marhic, Y. Akasaka, L. G. Kazovsky, « 200-nm-Bandwidth Fiber Optical Amplifier combining Parametric and Raman Gain », J. Light. Tech., vol. 19, n° 7, p. 977-981, juil. 2001.
- [3] J. Hansryd, P. A. Andrekson, « Broad-Band Continuous-Wave-Pumped Fiber Optical Parametric Amplifier with 49-dB Gain and Wavelength-Conversion Efficiency », IEEE Photon. Tech. Lett., vol. 13, n° 3, p. 194-196, mars 2001.
- [4] R. W. Boyd, « Nonlinear Optics », p. 14, Academic Press, 1992.
- [5] G. P. Agrawal, « Fiber-Optic Communication Systems », chapitre 2, Wiley-Interscience Publication, 1992.
- [6] J. Hecht, « Fiber optic communications : an optoelectronics driver », Laser Focus World, vol. 35, n°1, p. 143-151, janvier 1999.
- [7] G. P. Agrawal, « Nonlinear fiber optics », second edition, Optics and Photonics, Academic Press, 1995.
- [8] C. D. Poole, J. Nagel, « Polarization Effects in Lightwave Systems », Optical Fiber Telecommunication III vol.A, chapitre 6, 1997.
- [9] R. H. Stolen, J. E. Bjorkholm, « Parametric Amplification and Frequency Conversion in Optical Fibers », IEEE J. of Quantum Elect., vol. QE-18, n° 7, p. 1062-1072, juillet 1982.
- [10] K. K. Wong, M. Marhic, L. Kazovsky, « Demonstration of fiber optical parametric amplifier with widely tunable narrow gain spectra », Proceedings of Topical Meetings on Optical Amplifiers and their Applications, papier OTuA5, San Francisco, juil 2004.
- [11] R. H. Stolen, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin, « Phase-matched three-wave mixing in silica fiber optical waveguides », App. Phys. Lett., vol. 24, n° 7, p. 308-310, avril 1974.
- [12] R. H. Stolen, « Phase-Matched-Stimulated Four-Photon Mixing in Silica-Fiber Waveguides », IEEE J. Quantum Elect., vol. QE-11, n° 3, p. 100-103, mars 1975.
- [13] K. Washio, K. Inoue, S. Kishida, « Efficient large-frequency-shifted three-wave mixing in low dispersion wavelength region in single-mode optical fibre », Elect. Lett., vol. 16, n° 17, p. 658-660, août 1980.
- [14] J.P. Pocholle, J. Raffy, M. Papuchon, E. Desurvire, « Raman and four photon mixing amplification in single mode fibers », Opt. Eng., vol. 24, n° 4, p. 600-608, jul. 1985.

- [15] N. Kagi, T.-K. Chiang, M. Marhic, L. G. Kazovsky, « Fibre optical parametric amplifier operating near zero-dispersion wavelength », *Elect. Lett.*, vol. 31, n° 22, p. 1935-1937, oct. 1995.
- [16] M. Marhic, N. Kagi, T.-K. Chiang, L.G. Kazovsky, « Broadband fiber optical parametric amplifiers », *Opt. Lett.*, vol. 21, n° 8, p. 573-575, avril 1996.
- [17] M. Marhic, Y. Park, F. S. Yang, L. G. Kazovsky, « Broadband fiber-optical parametric amplifiers and wavelength converters with low-ripple Chebyshev gain spectra », *Opt. Lett.*, vol. 21, n° 17, p.1354-1356, sept. 1996.
- [18] F. S. Yang, M. C. Ho, M. Marhic, L. G. Kazovsky, « Demonstration of two-pump fibre optical parametric amplification », *Elect. Lett.*, vol. 33, n° 21, p. 1812-1813, oct. 1997.
- [19] K. Inoue, « Arrangement of fiber pieces for a wide wavelength conversion range by fiber four-wave mixing », *Opt. Lett.*, vol. 19, n° 16, p. 1189-1191, août 1994.
- [20] S. Watanabe, T. Chikama, « Highly efficient conversion and parametric gain of nondegenerate forward four-wave mixing in a singlemode fiber », *Elect. Lett.*, vol. 30, n° 2, p. 163-164, janv. 1994.
- [21] F. S. Yang, M. Marhic, L. G. Kazovsky, « CW fibre optical parametric amplifier with net gain and wavelength conversion efficiency > 1 », *Elect. Lett.*, vol. 32, n° 25, p. 2336-2337, déc. 1996.
- [22] S. Radic, C. J. Mac Kinstrie, A. R. Chraplyvy, G. Raybon, J. C. Centanni, C. G. Jorgensen, K. Brar, C. Headley, « New Class of Continuous Wave Parametric Amplifiers », *Proceedings of Optical Fiber Communications*, papier post deadline FB5, OFC, 2002.
- [23] S. Radic, C. J. Mac Kinstrie, R. M. Jopson, J. C. Centanni, « Continuous Wave Fiber Parametric Amplifier with 41.5nm of Flat Gain », *Proceedings of Optical Fiber Communications*, papier TuC4, OFC, Los Angeles, 2004.
- [24] L. Provino, A. Mussot, E. Lantz, T. Sylvestre, H. Maillotte, « Broadband and flat parametric gain with a single low-power pump in a multi-section fiber arrangement », *Proceedings of Optical Fiber Communications*, papier TuS2, p. 125-126, 2002.
- [25] S. French, J. Blows, « Continuous wave optical fibre parametric amplifier with flattened gain », *Proceedings of Topical Meetings on Optical Amplifiers and their Applications*, papier post deadline PD7, 2001.
- [26] K. K. Y. Wong, M. E. Marhic, L. G. Kazovsky, « Versatile temperature control of the gain spectrum of fiber optical parametric amplifiers », *OECC*, papier post-deadline PD2-1, Yokohama, juil. 2004.
- [27] Y. Aoki, K. Tajima, I. Mito, « Input Power Limits of Single-Mode Optical Fibers due to Stimulated Brillouin Scattering in Optical Communication Systems », *J. Light. Tech.*, vol. 6, n° 5, p. 710-719, mai 1988.
- [28] S. Radic, C.J. Mac Kinstrie, R. M. Jopson, A. H. Gnauck, J. C. Centanni, A. R. Chraplyvy, « Performance of Fiber Parametric-Processing Devices Using Binary-Phase-Shift-Keyed Pump Modulation », *IEEE Phot. Tech. Lett.*, vol. 16, n° 2, p. 548-550, fév. 2004.

- [29] S. French, J. Blows, « Continuous wave parametric amplifier with 27 dB gain and low noise figure pumped with a frequency-modulated source », papier TuS3, proceedings OFC 2002, p. 126-127, mars 2002.
- [30] P. Kylemark, T. Toroudinis, P. O. Hedekvist, H. Sunnerud, P. A. Andrekson, « Noise Figure Characterization of Fiber Optical Parametric Amplifiers », papier We 1.6.4, ECOC, sept. 2003.
- [31] R. Tang, P. L. Voss, J. Lasri, P. Devgan, P. Kumar, « Noise-figure limit of fiber-optical parametric amplifiers and wavelength converters: experimental investigation », Opt. Lett., vol. 29, n° 20, p. 2372-2374, oct. 2004.
- [32] J. L. Blows, « Design strategy for controlling four-wave mixing-induced crosstalk between channels in a fibre optical parametric amplifier », Opt. Comm., vol. 236, p. 115-122, 2004.
- [33] F. A. Callegari, J.M. Chavez Boggio, H. L. Fragnito, R. Arradi, « Mixing of Signals in Two-Pump Fiber Optic Parametric Amplifiers and Wavelength Converters », in Proceedings of Optical Fiber Communications, papier MF 18, Los Angeles, 2004.
- [34] T. Toroudinis, H. Sunnerud, P. O. Hedekvist, P. A. Andrekson, « Amplification of WDM Signals in Fiber-Based Optical Parametric Amplifiers », IEEE Photon. Tech. Lett., vol. 15, n° 8, p. 1061-1063, août 2003.
- [35] K. Inoue, « Polarization Effect on Four-Wave Mixing Efficiency in a Single-Mode Fiber », IEEE J. Quantum Elect., vol. 28, n° 4, p. 883-894, avril 1992.
- [36] R. M. Jopson, R.E. Tench, « Polarization-independent phase conjugation of lightwave signals », Elec. Lett., vol. 29, n° 25, p. 2216-2217, déc. 1993.
- [37] K. Y. Wong, M. Marhic, K. Uesaka, L. Kazovsky, « Polarization-Independent Two-Pump Fiber Optical Parametric Amplifier », IEEE Phot. Tech. Lett., vol. 14, n° 7, p. 911-913, juil. 2002.
- [38] T. Hasegawa, K. Inoue, K. Oda, « Polarization Independent Frequency Conversion by Fiber Four-Wave Mixing with a Polarization Diversity Technique », IEEE Phot. Tech. Lett., vol. 5, n° 8, p. 947-949, août 1993.
- [39] K. Y. Wong, M. Marhic, K. Uesaka, L. Kazovsky, « Polarization-Independent One-Pump Fiber-Optical Parametric Amplifier », IEEE Phot. Tech Lett., vol. 14, n° 11, p. 1506-1508, nov. 2002.
- [40] M. Marhic, K. Y. Wong, L. Kazovsky, « Fibre optical parametric amplifiers with circularly-polarised pumps », Elect. Lett., vol. 39, n° 4, p. 350-351, fév. 2003.
- [41] K. Inoue, T. Mukai, « Experimental Study on Noise Characteristics of a Gain-Saturated Fiber Optical Parametric Amplifier », J. Light. Tech., vol. 20, n° 6, p. 969-974, juin 2002.
- [42] M. N. Islam, O. Boyraz, « Fiber Parametric Amplifiers for Wavelength Band Conversion », IEEE J Selected Topics in Quant. Elec., vol. 8, n° 3, p. 527-537, mai-juin 2002.
- [43] K. K. Chow, C. Shu, C. Lin, A. Bjarklev, « Widely Tunable Wavelength Converter by Four Wave Mixing in a Dispersion-Flattened Nonlinear Photonic Crystal Fiber », Proceedings ECOC, papier Tu.3.3.6, Rimini, sept. 2004.

- [44] T. Tanemura, H. C. Lim, K. Kikuchi, « Suppression of Idler Spectral Broadening in Highly Efficient Fiber Four-Wave Mixing by Binary-Shift-Keying Modulation of PumpWave », *IEEE Photon. Tech. Lett.*, vol. 13, n° 12, p. 1328-1330, déc. 2001.
- [45] K. K. Y. Wong, M. Marhic, L/ Kazovsky, « All-Optical fiber parametric wavelength converter preserving signal spectrum », *Proceedings ECOOC*, papier post deadline PD 2.7, sept. 2002.
- [46] S. Radic, R. Jopson, C. J. Mac Kinstrie, A. H. Gnauck, S. Chandrasekhar, J. C. Centanni, « Wavelength Division Multiplexed Transmission Over Standard Single Mode Fiber Using Polarization Insensitive Signal Conjugation in Highly Nonlinear Optical Fiber », *Proceedings OFC*, papier post deadline PD 12, mars 2003.
- [47] J. Hansryd, P. A. Andrekson, M. Westlund, J. Lie, P.-O. Hedekvist, « Fiber-Based Optical Parametric Amplifiers and Their Applications », *IEEE J Selected Topics Quant. Elec.*, vol. 8, n° 3, p. 506-520, mai-juin 2002.
- [48] J. Hansryd, P. A. Andrekson, « O-TDM Demultiplexer with 40-dB Gain Based on a Fiber Optical Parametric Amplifier », *IEEE Photon. Tech. Lett.*, vol.13, n° 7, p. 732-734, juil. 2001.
- [49] J. Lie, J. Hansryd, P.-O. Hedekvist, P. A. Andrekson, S. N. Knudsen, « 300-Gb/s Eye-Diagram Measurement by Optical Sampling Using Fiber-Based Parametric Amplification », *IEEE Photon. Tech. Lett.*, vol. 13, n° 9, p. 987-989, sept. 2001.
- [50] T. Toroudinis, H. Sunnerud, P.-O. Hedekvist, P. A. Andrekson, « 40-Gb/s Transmission Using RZ-Pulse Source Based on Fiber Optical Parametric Amplification », *IEEE Photon. Tech. Lett.*, vol. 15, n° 8, p. 1159-1161, août 2003.
- [51] T. Yamamoto, M. Nakazawa, « Active Optical Pulse Compression with a Gain of 29.0 dB by Using Four-Wave Mixing in an optical Fiber », *IEEE Photon. Tech. Lett.*, vol. 9, n° 12, p. 1595-1597, déc. 1997.
- [52] Y. Su, L. Wang, A. Agarwal, P. Kumar, « All-optical limiter using gain flattened fibre parametric amplifier », *Elec. Lett.*, vol. 36, n° 13, p. 1103-1004, juin 2000.
- [53] M. Matsumoto, « In-line regeneration of RZ-DPSK signals using four-wave mixing in a fiber », *Proceedings OAA*, papier OtuC2, San Fransisco, juil. 2004.
- [54] K. Inoue, « Suppression of Level Fluctuations Without Extinction Ratio Degradation Based on Output Saturation in Higher Order Optical Parametric Interaction in Fiber », *IEEE Photon. Tech. Lett.*, vol. 13, n° 4, p. 338-340, avril 2001.
- [55] Y. Su, L. Wang, A. Agarwal, P. Kumar, « Simultaneous 3R regeneration and wavelength conversion using a fiber-parametric limiting amplifier », *Proceedings OFC* papier MG4, 2001.
- [56] M. Marhic, G. Kalogerakis, K. Uesaka, K. Shimizu, K. Wong, L. Kazovsky, « Interleaver-Based Method for Full Utilization of the Bandwidth of Fiber Optical Parametric Amplifiers and Wavelength Converters », *Proceedings of Optical Fiber Communications 2003*, papier ThK4, p. 510-511, OFC, 2003.

- [57] A. Durécu, C. Simonneau, « Large bandwidth optical parametric amplifier », brevet européen, n° 04292118.9.
- [58] G. Millot, S. Pitois, A. Picozzi, M. Haelterman, « Nonlinear polarization Effects », Conference on Lasers and Electro Optics, CLEO Europe, p. 222, 22-27 juin 2003.
- [59] M. Eiselt, R. Jopson, R. Stolen, « Nondestructive position-resolved measurement of the zero-dispersion wavelength in an optical fiber », *J. of Light. Tech.*, vol. 15, n° 1, p. 135-143, janv. 1997.
- [60] M. Farahmand, M. de Sterke, « Parametric amplification in presence of dispersion fluctuations », *Opt. Express*, vol. 12, n° 1, p. 136-142, janv. 2004.
- [61] M. Karlson, « Four-wave mixing in fibers with randomly varying zero-dispersion wavelength », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 15, n° 8, p. 2269-2275, août 1998.
- [62] A. Mussot, « Amplification paramétrique dans les fibres optiques pour les télécommunication à haut débit », Thèse, chap. 4, Université de Franche-Comté, 2004.
- [63] A. Mussot, E. Lantz, T. Sylvestre, H. Maillotte, A. Durécu-Legrand, C. Simonneau, D. Bayart, « Zero-dispersion wavelength mapping of a highly nonlinear optical fiber-based parametric amplifier », Proceedings of European Conference on Optical Communications'04, Papier Tu3.3.7, Stockholm, 6-9 sept. 2004.
- [64] L. Provino, A. Mussot, E. Lantz, T. Sylvestre, H. Maillotte, « Broadband and flat parametric amplifiers using a multi-section dispersion-tailored nonlinear fiber arrangement », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 20, n° 7, p. 1532-1537, juil. 2003.
- [65] C. J. Mac Kinstrie, S. Radic, A. R. Chraplyvy, « Parametric Amplifiers Driven by Two Pump Waves », *IEEE J. Selec. Topics in Quant. Elec.*, vol. 8, n° 3, p. 538-547, mai/juin 2002.
- [66] F. Yaman, Q. Lin, S. Radic, G. P. Agrawal, « Impact of Dispersion Fluctuations on Dual-Pump Fiber-Optic Parametric Amplifiers », *IEEE Photon. Tech. Lett.*, vol. 16, n° 5, p. 1292-1294, mai 2004.
- [67] D. Cotter, « Stimulated Brillouin Scattering in Monomode Optical Fiber », *J. Opt. Com.*, vol. 4, n° 1, p. 10-19, 1983.
- [68] Y. Aoki, K. Tajima, I. Mito, « Input Power Limits of Single-Mode Optical Fibers due to Stimulated Brillouin Scattering in Optical Communication Systems », *J. Light. Tech.*, vol. 6, n° 5, p. 710-718, mai 1988.
- [69] M. Oskar van Deventer, A. J. Boot, « Polarization Properties of Stimulated Brillouin Scattering in Single-Mode Fibers », *J. Light. Tech.*, vol. 12, n° 4, p. 585-590, avril 1994.
- [70] J. Hansryd, F. Dross, P. A. Andrekson, S. N. Knudsen, « Increase of the SBS Threshold in a Short Highly Nonlinear Fiber by Applying a Temperature Distribution », *J. Light. Tech.*, vol. 19, n° 11, p. 1691-1697, nov. 2001.
- [71] K. Shiraki, M. Ohashi, M. Tateda, « Performance of Strain-Free Stimulated Brillouin Scattering Suppression Fiber », *J. Light. Tech.*, vol. 14, n° 4, p. 549-554, avril 1996.

- [72] K. Shiraki, M. Ohashi, M. Tateda, « Suppression of stimulated Brillouin scattering in a fibre by changing the core radius », *Elec. Lett.*, vol. 31, n° 8, p. 668-669, avril 1995.
- [73] N. Yoshizawa, T. Imai, « Stimulated Brillouin Scattering Suppression by Means of Applying strain Distribution to Fiber with Cabling », *J. Light. Tech.*, vol. 11, n° 10, p. 1518-1522, oct. 1993.
- [74] A. Legrand, D. Bayart, « Location of isolators in parametric amplifiers to increase the Brillouin threshold », dépôt européen sous le numéro 03 291 500.1 (19/06/2003).
- [75] A. Legrand, D. Bayart, « Optical amplifieur », dépôt européen sous le numéro 02 360 242.8 (20/11/2002).
- [76] A. Mussot, « Amplification paramétrique dans les fibres optiques pour les télécommunications à haut débit », thèse soutenue à l'université de Franche-Comté, chap. 5, oct. 2004.
- [77] J. L. Blows, S. E. French, « Low-noise-figure optical parametric amplifier with a continuous-wave frequency-modulated pump », *Opt. Lett.*, vol. 27, n° 7, p. 491-493, avril 2002.
- [78] S. Kobayashi, Y. Yamamoto, M. Ito, T. Kimura, « Direct Frequency Modulation in AlGaAs Semiconductor Lasers », *IEEE J. Quantum Elect.*, vol. QE-18, n° 4, p. 582-595, avril 1982.
- [79] S.K. Korotky, P.B. Hansen, J.J. Veselka, « Efficient Phase Modulation Scheme for suppressing Stimulated Brillouin Scattering », IOOC 95, papier WD 2-1, 1995.
- [80] D. Pennincks, O. Audouin, « Optically preamplified systems: defining a new eye aperture », *Optical Fiber Communications'98 Technical Digest*, papier WM36, p. 220-221, 1998.
- [81] A. Mussot, « Amplification paramétrique dans les fibres optiques pour les télécommunications à haut débit », thèse soutenue à l'université de Franche-Comté, chap. 3, oct. 2004.
- [82] A. Mussot, A. Durécu-Legrand, E. Lantz, C. Simoneau, D. Bayart, H. Maillotte, T. Sylvestre, « Impact of pump phase modulation on the gain of fiber parametric amplifiers », *IEEE Phot. Tech. Lett.*, vol. 16, n° 5, p. 1289-1291, 2004.
- [83] A. Legrand, S. Lanne, C. Simoneau, D. Bayart, A. Mussot, T. Sylvestre, E. Lantz, H. Maillotte, « System impact of pump phase modulation for fiber optical parametric amplifiers », *Proceedings Optical Fiber Communications'04*, papier TuK2, Los Angeles, 2004.
- [84] S. Radic, C. J. McKinstrie, R. M. Jopson, A. H. Gnauck, J. C. Centanni, A. R. Chraplyvy, « Impairments Induced by Binary-Phase Pump Modulation in Fiber Parametric Amplifiers », *Proceedings Optical Fiber Communications'04*, papier TuK3, Los Angeles, 2004.
- [85] J. M. Chavez Boggio, F. A. Callegari, A. Guimarães, J. D. Marconi, H. L. Fragnito, « Q penalties de to pump phase modulation in FOPAs », *Proceedings Optical Fiber Communications'05*, papier OWN4, Anaheim, 2005.

- [86] K. Petermann, « Laser Diode Modulation and Noise », ADOP, Kluwer Academic Publishers, chap. 7, 1991.
- [87] C. R. S. Fludger, V. Handerek, R. J. Mears, « Pump to Signal RIN Transfer in Raman Fiber Amplifiers », *IEEE J. of Lightwave Technol.*, vol. 19, n° 8, p. 1140-1148, août 2001.
- [88] C. Martinelli, L. Lorcy, A. Durécu-Legrand, D. Mongardien, S. Borne, D. Bayart, « RIN Transfer in Co-Pumped Raman Amplifiers Using Polarization-Combined Diodes », accepté pour publication dans *IEEE Phot. Tech. Lett.*.
- [89] M. D. Mermelstein, C. Headley, J.-C. Bouteiller, « RIN transfer analysis in pump depletion regime for Raman fibre amplifiers », *Elec. Lett.*, vol. 38, n° 9, p. 403-405, avril 2002.
- [90] A. Durécu, C. Simonneau, A. Mussot, T. Sylvestre, E. Lantz, H. Maillotte, « Fiber optical parametric amplifier and method for amplification of optical signals with a fiber optical parametric amplifier », dépôt européen sous le numéro 04 292 051.2 (13/08/04).
- [91] N. Shibata, R. P. Braun, R. G. Waarts, « Phase-Mismatch Dependence of Efficiency of Wave Generation Through Four-Wave Mixing in a Single-Mode Optical Fiber », *IEEE J. Quantum Elec.*, vol. QE-23, n° 7, p. 1205-1210, juil. 1987.
- [92] Y. Frignac, « Contribution à l'ingénierie des systèmes de transmissions terrestres sur fibre optique utilisant le multiplexage en longueur d'onde de canaux modulés au débit de 40 Gbit/s », thèse soutenue 28 avril 2003, Ecole Nationale Supérieure de Télécommunications.
- [93] P. C. Becker, N. A. Olsson, J. R. Simpson, « Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Fundamentals and Technology », chapitre 7, *Optics and Photonics*, Academic Press, 1999.
- [94] N. A. Olsson, « Lightwave Systems With Optical Amplifiers », *J. Light. Tech.*, vol. 7, n° 7, p. 1071-1081, juil. 1989.
- [95] A. Yariv, « Introduction to Optical Electronics », second edition, Holt, Rinehart and Winston, 1976.
- [96] F. W. Willems, J. C. van der Plaats, C. Hentschel, E. Leckel, « Optical amplifier noise figure determination by signal RIN subtraction », NIST Special Publication 864, Technical Digest Symposium on Optical Fiber Measurements, p. 7-9, 1994.
- [97] C. Hentschel, E. Müller, E. Leckel, « EDFA Noise Figure Measurements – Comparison between optical and electrical technique », Hewlett-Packard company publication, 1994.
- [98] P. L. Voss, P. Kumar, « Raman-noise-induced noise-figure limit for $\chi^{(3)}$ parametric amplifiers », *Opt. Lett.*, vol. 29, n° 5, p. 445-447, mars 2004.
- [99] P. Kylemark, P. O. Hedekvist, H. Sunnerud, M. Karlsson, P. A. Andrekson, « Noise Characteristics of Fiber Optical Parametric Amplifiers », *J. Light. Tech.*, vol. 22, n° 2, p. 409-416, fév. 2004.
- [100] A. Durécu-Legrand, C. Simonneau, D. Bayart, A. Mussot, T. Sylvestre, E. Lantz, H. Maillotte, « Investigation of Electrical Noise Figure for Fiber Optical

Références bibliographiques

Parametric Amplifiers », Proceedings of Optical Fiber Communications'05, papier OWN7, Anaheim, mars 2005.

Annexe 1 : L'amplificateur paramétrique sensible à la phase

Dans cette annexe, nous présentons une étude bibliographique sur l'état de l'art des amplificateurs paramétriques sensibles à la phase. Cette étude a été réalisée afin d'évaluer le potentiel de ce type d'amplificateur et de cerner les difficultés de sa mise en œuvre.

I. Principe

L'amplificateur paramétrique devient sensible à la phase lorsque les trois ondes, la pompe, le signal et l'onde conjuguée, co-existent en entrée de fibre. Dans ce cas, le processus d'amplification dépend de leur relation de phase. Au cours de la propagation dans la fibre, il peut alors se produire l'amplification du signal mais également sa dé-amplification. Dans ce dernier cas, le signal et l'onde conjuguée cèdent leur énergie à la pompe. Le comportement de l'amplificateur peut être décrit analytiquement. Dans le système d'équations, on introduit les puissances et les phases des ondes.

$$A_j = \sqrt{P_j} e^{i\Phi_j}$$

$$\frac{dP_p}{dz} = -4\gamma\sqrt{P_p^2 P_s P_i} \sin(\theta)$$

$$\frac{dP_s}{dz} = 2\gamma\sqrt{P_p^2 P_s P_i} \sin(\theta)$$

$$\frac{dP_i}{dz} = 2\gamma\sqrt{P_p^2 P_s P_i} \sin(\theta)$$

$$\frac{d\theta}{dz} = \Delta\beta + \gamma.(2.P_p - P_s - P_i) + \gamma.\left(\sqrt{\frac{P_p^2 P_s}{P_i}} + \sqrt{\frac{P_p^2 P_i}{P_s}} - \sqrt{P_s P_i} \cos(\theta)\right)$$

$$\theta(z) = \Delta\beta.z + 2.\Phi_p(z) - \Phi_s(z) - \Phi_i(z)$$

Ainsi si $\theta = \pi/2$, le signal est amplifié, avec un gain maximum. Par contre, si $\theta = -\pi/2$, le signal est dé-amplifié. Le terme de dé-amplification doit être bien compris, il ne signifie pas atténuation. Lorsqu'un signal est atténué, le rapport signal à bruit est conservé. Lorsqu'un signal est dé-amplifié, son rapport signal à bruit diminue.

II. Architecture générale

Afin de tirer partie de la sensibilité à la phase des amplificateurs paramétriques, on doit pouvoir contrôler la phase des trois ondes que l'on injecte dans l'amplificateur, ou plutôt leur différence de phase. Ce contrôle est généralement réalisé en choisissant la pompe, le signal et l'idler à la même longueur d'onde. Ainsi pour supprimer la pompe en sortie de l'amplificateur et ne conserver que le signal, une architecture de type interféromètre est nécessaire. Un amplificateur paramétrique sensible à la phase est donc généralement constitué d'un interféromètre à fibre de type Sagnac [2]. Ce type d'interféromètre, représenté à la figure 1, permet d'obtenir des interférences stables. Il est composé d'une fibre dont les deux extrémités sont soudées aux deux

ports de sortie d'un coupleur. Le signal et la pompe sont injectés respectivement par les deux ports d'entrée. Une partie de ces deux ondes se propage dans la fibre dans le sens horaire et l'autre partie dans le sens anti-horaire. Si l'interféromètre est équilibré, c'est-à-dire que la puissance des ondes est répartie de façon équitable sur les deux bras de l'interféromètre, la pompe interfère de façon destructive et le signal de façon constructive sur la voie d'entrée du signal. Un circulateur permet alors de séparer l'onde sortante de l'onde entrante.

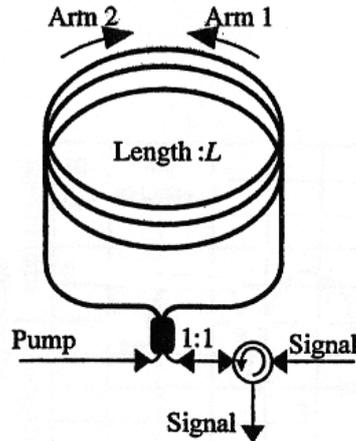


figure 1 : Interféromètre de Sagnac à fibre.

Afin d'assurer un parfait contrôle de la relation de phase, un verrouillage de la phase de la pompe sur celle du signal est nécessaire. Deux techniques ont été envisagées : le verrouillage par injection optique [3] ou la boucle à verrouillage de phase optique [4]. De plus, dans certaines expériences, l'onde de pompe est directement réalisée à partir de l'onde signal [5].

Le verrouillage par injection optique est assez simple à mettre en œuvre : une partie du signal est injectée dans la diode de pompe. Mais le résultat n'est pas assez stable. De plus, une compensation de phase optique doit être ajoutée au dispositif pour tenir compte du fait que les ondes se déphasent lorsqu'elles ne suivent pas le même chemin avant d'être couplées dans la fibre amplificatrice.

La boucle à verrouillage de phase optique réalise un contrôle très stable des phases. Comme illustré par la figure 2, elle est constituée d'un récepteur équilibré qui extrait la fréquence de battement entre la pompe et le signal. Un circuit électronique compare cette fréquence de battement à une fréquence de référence et convertit l'erreur en signal électrique. Ce signal électrique est appliqué à un VCO optique ou à un modulateur de phase optique pour corriger la phase de la pompe.

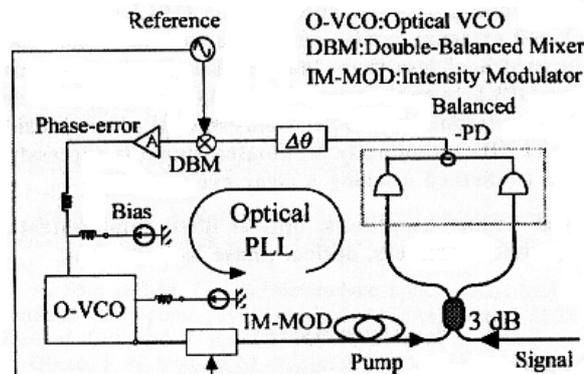


figure 2 : Boucle à verrouillage de phase optique.

Ces deux techniques de verrouillage de la phase optique peuvent être associées comme par exemple dans une des expériences les plus récentes [3]. Par ailleurs, dans la plupart des expériences, la pompe est modulée en intensité, soit pour s'affranchir de l'effet Brillouin, soit pour d'autres raisons imposées par la boucle à verrouillage de phase. Le format de modulation doit dans ce cas être synchronisé sur les données portées par le signal à amplifier.

III. Description de trois expériences

1) *Amplification faible bruit*

Théoriquement, on peut montrer que la sensibilité à la phase des amplificateurs paramétriques permet de réaliser, dans un amplificateur sans pertes, une amplification faible bruit c'est-à-dire avec un facteur de bruit égal à 0 dB. La démonstration expérimentale d'un facteur de bruit inférieur à la limite quantique de 3 dB a été réalisée en 2000 par W. Imajuku, A. Takada et Y. Yamabayashi [4]. La figure 3 décrit le dispositif expérimental. L'amplificateur est constitué d'un interféromètre de Sagnac à fibre. La fibre est une fibre non linéaire dont les caractéristiques sont les suivantes : $L = 3$ km, $\alpha = 0,7$ dB/km, $\gamma = 15,8$ /W/km, $\lambda_0 = 1560$ nm. La pompe et le signal sont issus de deux diode laser différentes. Le signal est sur-modulé en intensité par un signal sinusoïdal de fréquence f_m pour faciliter la mesure du gain sur l'analyseur de spectre électrique. La pompe est également modulée en intensité par un signal horloge correspondant au format des données portées par le signal et amplifiée par un EDFA à 400 mW. La modulation d'intensité réduit la diffusion Brillouin stimulée dans l'interféromètre.

La pompe est verrouillée en phase sur le signal par injection optique, 10 % du signal est injecté dans la diode de pompe. De plus, la phase optique de la partie du signal injectée est contrôlée par une boucle à verrouillage de phase afin de stabiliser la relation de phase. La phase optique est ajustée par un modulateur acousto-optique contrôlé par un oscillateur commandé en tension (VCO Voltage Control Oscillator). Le VCO est, pour sa part, commandé par l'erreur de phase entre la pompe et le signal. Cette erreur est obtenue par une double détection de la pompe et du signal en entrée de chacun des bras de l'interféromètre.

Finalement, cet amplificateur sensible à la phase produit un gain de 16 dB avec un facteur de bruit de 2 dB. Le facteur de bruit théorique avait été calculé en fonction des pertes à 0,38 dB. Avec une configuration assez similaire, un facteur de bruit de 1,8 dB a également été obtenu [5]. Pour ce dernier cas, la pompe était issue du signal.

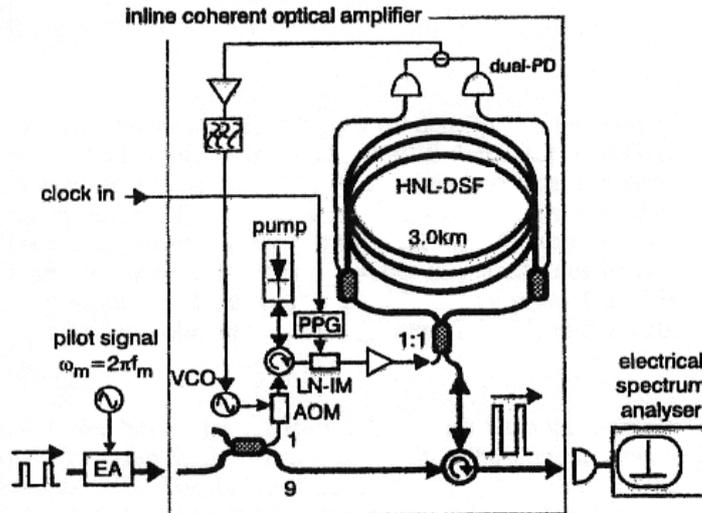


figure 3 : Architecture d'un amplificateur paramétrique à fibre sensible à la phase.

2) Compensation de la dispersion

Les amplificateurs sensibles à la phase peuvent aussi être utilisés pour remettre en forme des impulsions déformées au cours de la propagation par la dispersion chromatique. L'équipe de W. Imajuku a également exploré cet aspect des amplificateurs paramétriques sensibles à la phase [11]. Dans cette expérience, la pompe est constituée d'une partie du signal, amplifiée successivement par deux amplificateurs erbium. Le contrôle de la relation de phase entre la pompe et le signal est assuré par une boucle à verrouillage de phase optique.

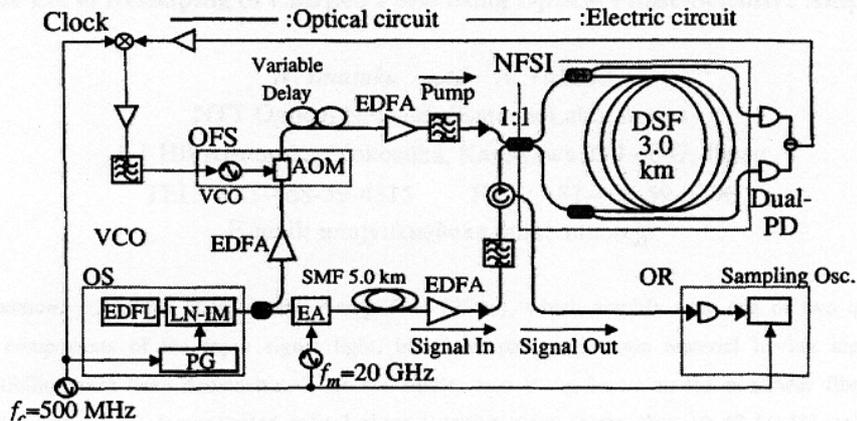


figure 4 : Application d'un amplificateur sensible à la phase pour compenser la dispersion.

Avant d'injecter le signal dans l'interféromètre, il est préalablement déformé par une propagation dans 5 km de SMF (Single Mode Fiber). La figure 5.(a) représente les impulsions initiales de largeur à mi-hauteur 26 ps, la figure 5.(b) les impulsions déformées par la propagation dans la SMF. Sur la figure 5.(c), on peut constater la remise en forme des impulsions effectuée par l'amplificateur sensible à la phase. Les impulsions ont maintenant une largeur à mi-hauteur de 20 ps et sont amplifiées par un gain de 5 dB.

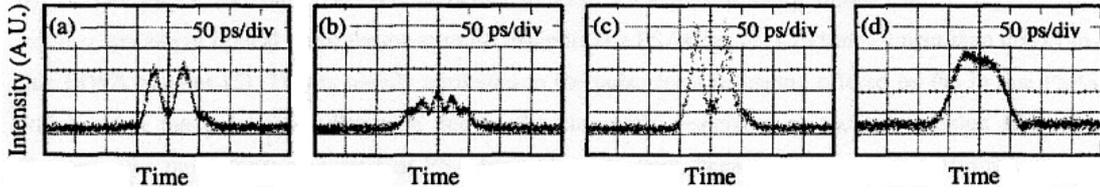


figure 5 : Remise en forme de 2 impulsions. (a) impulsions initiales, (b) impulsions déformées par la propagation, (c) impulsions remises en forme, (d) pompe.

3) Amplificateur paramétrique sensible à la phase non dégénéré en fréquence

Récemment, le premier amplificateur sensible à la phase avec des fréquences pompe et signal différentes a été étudié expérimentalement [12]. La pompe et l'onde conjuguée sont toutefois issues du signal puisqu'ils sont générés en imposant au signal une sur-modulation de 35 GHz. Pour séparer les ondes, l'interféromètre devient inutile et de simples filtres optiques suffisent comme illustré par la figure 6. Dans cette expérience, uniquement la possibilité d'amplifier ou de dé-amplifier le signal a été démontrée.

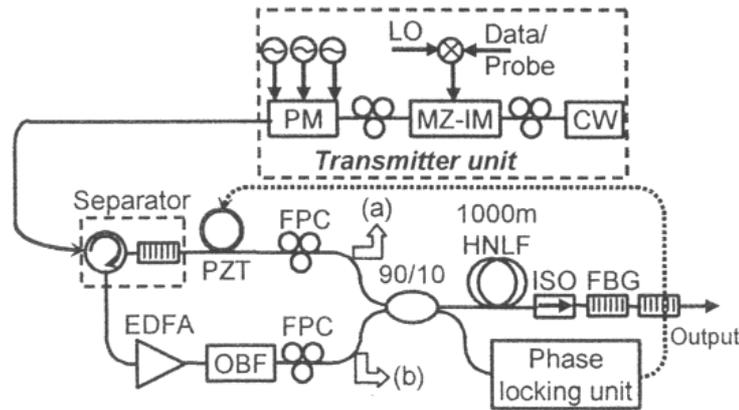


figure 6 : Amplificateur sensible à la phase non-dégénéré en fréquence.

IV. Conclusion

Par rapport aux amplificateurs optiques classiques, dits insensibles à la phase comme les EDFAs, les amplificateurs Raman ..., un amplificateur sensible à la phase peut réaliser des fonctions optiques supplémentaires comme l'amplification sans bruit ou la compensation de la dispersion. Ces deux applications ont été démontrées expérimentalement en laboratoire. Un amplificateur sensible à la phase peut aussi générer davantage de gain qu'un amplificateur insensible à la phase à partir de la même puissance de pompe. Cependant, l'architecture de ces amplificateurs demeure très complexe et actuellement, ils ne peuvent pas être utilisés en régime multiplexé en longueur d'onde. En effet, la relation de phase nécessaire entre la pompe et le signal impose soit que la pompe ait la même fréquence optique que le signal, soit qu'elle soit issue du signal.

V. Références bibliographiques

- [1] A. Takada, W. Imajuku, « Coherent optical amplification », Tutorial ECOC 2000.
- [2] W. Imajuku, A. Takada, « Gain characteristics of coherent optical amplifiers using a Mach-Zehnder interferometer with Kerr media », IEEE J. of Quantum Elec., vol. 35, no. 11, p. 1657-1665, nov. 1999.
- [3] W. Imajuku, A. Takada, Y. Yamabayashi, « In-line coherent optical amplifier with noise figure lower than 3-dB quantum limit », Proc. ECOC'99, PD1, Nice, France, 1999.
- [4] W. Imajuku, A. Takada, « In-line optical phase-sensitive amplifier with pump light source controlled by optical phase-lock loop », J. Light. Tech., vol.17, no.4, p. 637-646, avril 1999.
- [5] W. Imajuku, A. Takada, Y. Yamabayashi, « Low-noise amplification under the 3 dB noise figure in high-gain phase-sensitive fibre amplifier », Elec. Lett., vo. 35, n° 22, p 1954-1955, oct. 1999.
- [6] R-D. Li, P. Kumar, W. Kath, « Dispersion compensation with phase-sensitive optical amplifiers », J. Light. Tech, vol.12, no.3, p. 541-549, mars 1994.
- [7] W. Imajuku, A. Takada, « Reduction of fiber-nonlinearity-enhanced amplifier noise by means of phase-sensitive amplifiers », Opt. Lett., vol.22, no.1, p. 31-33, jan. 1997.
- [8] J. Santhanam, G. Agrawal, « Reduced timing jitter in dispersion-managed light wave systems through parametric amplification », JOSA. B., vol.20, no.2, p. 284-291, fév. 2003.
- [9] H. P. Yuen, « Reduction of quantum fluctuation and suppression of the Gordon-Haus effect with phase-sensitive amplifiers », Opt. Lett., vol.17, p. 73-75, jan. 1992.
- [10] J. Kutz, W. Kath, R-D Li, P. Kumar, « Long-distance pulse propagation in nonlinear optical fibers by using periodically spaced parametric amplifiers », Opt. Lett., vol.18, no.10, p. 802-804, mai 1993.
- [11] W. Imajuku, A. Takada, « Pulse from reshaping of chirped pulse using optical phase-sensitive amplifier », Proc. OFC'99, TuJ4, p. 131-133, San Diego USA, fév. 1999.
- [12] R. Tang, P. Devgan, J. Lasri, V. Grigoryan, P. Kumar, « Experimental investigation of a frequency-nondegenerate phase-sensitive optical parametric amplifier », Proc. OFC 2005, OWN6, Anaheim USA, mars 2005.

Annexe 2 : Caractéristiques des fibres utilisées

I. Caractéristiques des fibres non linéaires

	SMF	DSF	Fibre 1	Fibre 2	Fibre 3	Fibre 4
L (m)			3 000	2 000	500	490
α (dB/km) @ 1550 nm	0,2	0,2	0,53	0,8	0,56	0,56
λ_0 (nm)	1310	1550	1554,4 *	1555,3 *	1554,4	1553,1
D' (ps.nm ⁻² .km ⁻¹)	0,055	0,06	0,039 *	0,035 *	0,026	0,03
A_{eff} (μm^2)	80	50	18,2	< 15	10,4	11
γ (W ⁻¹ .km ⁻¹)	2		7,5	5,9 *	13,5 *	11,2 *
PMD (ps.km ^{-1/2})			0,35 *	0,8 *	0,1	0,07

Tableau 1 : Principales caractéristiques des fibres utilisées.
(* indique que la valeur a été mesurée)

II. Mesure du coefficient non linéaire

1) Principe théorique

L'évaluation du coefficient non linéaire repose sur une mesure d'efficacité de mélange à 4 ondes dégénéré. On injecte une pompe, de fréquence optique ν_p , de forte puissance et un signal, de fréquence optique ν_s , de faible puissance. Ces deux ondes sont continues et polarisées. Il se produit le processus non linéaire suivant : $2 \nu_p = \nu_s + \nu_i$. L'accord de phase pour ce processus est $\Delta\beta = \Delta\beta_{\text{lin}} + 2 \cdot \gamma \cdot P_p$.

La pompe est placée proche du λ_0 et l'écart spectral entre la pompe et le signal est faible ($\Delta\lambda < 1$ nm) afin que l'accord de phase linéaire $\Delta\beta_{\text{lin}}$ soit négligeable. Ainsi le gain paramétrique réalisé sur le signal vaut :

$$G (\text{linéaire}) = 1 + (\gamma \cdot P_p \cdot L_{\text{eff}})^2$$

Une mesure du gain en fonction de la puissance de pompe permet de retrouver le coefficient non linéaire γ . Comme l'accord de phase linéaire est négligeable, les variations éventuelles de la dispersion chromatique le long de la fibre n'auront aucune influence sur cette mesure.

2) Dispositif expérimental

Le banc de mesure du coefficient non linéaire est représenté par la figure 1. Une pompe et un signal sont couplés dans la fibre à caractériser par l'intermédiaire d'un coupleur optique. Le gain est mesuré sur l'analyseur de spectre optique, c'est un gain On/Off. Il correspond à la différence de puissance signal, en sortie de la fibre, en présence ou non de la pompe. Il ne comprend donc pas les pertes de la fibre. La

la pompe est modulée en phase par une séquence binaire aléatoire entre 0 et π afin d'accroître la puissance seuil de l'effet Brillouin. Initialement, la puissance de pompe est ajustée à la limite du seuil Brillouin et la polarisation du signal est fixée pour avoir une puissance signal maximum. On contrôle l'état de polarisation du signal avec un contrôleur de polarisation de Lefèvre. Une fois ces réglages effectués, seule la puissance de la pompe varie au cours de l'expérience. On relève alors la puissance signal en fonction de la puissance de pompe, puis la puissance signal lorsque la pompe est éteinte. Au cours des mesures, on s'assure que la puissance d'entrée du signal est assez faible pour que la pompe ne subisse pas de déplétion.

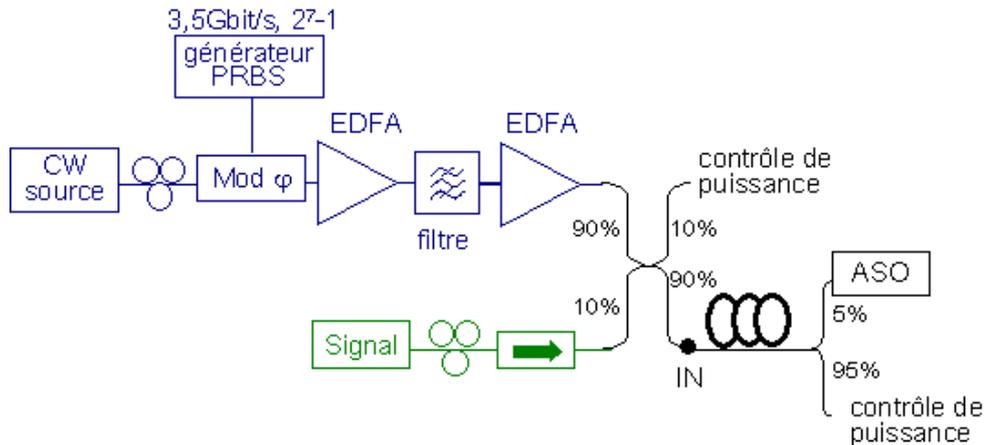


figure 1 : Banc de mesure du coefficient non linéaire d'une fibre optique.

Une expérience complémentaire a été réalisée en insérant un polariseur en entrée de fibre afin de s'assurer que les états de polarisation, pompe et signal, sont bien identiques. Les mêmes résultats ont été obtenus.

3) Exploitation des données

Le gain linéaire doit donc dépendre linéairement de la puissance de pompe au carré avec une pente égale à $(\gamma \cdot L_{\text{eff}})^2$. La figure 2 illustre la variation du gain mesuré en fonction de la puissance de pompe au carré pour la fibre 3. De ces mesures, on détermine la pente de la courbe, puis connaissant la longueur de la fibre et ses pertes, on calcule le coefficient non linéaire. Pour la fibre 3, on obtient $\gamma = 13,5 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$.

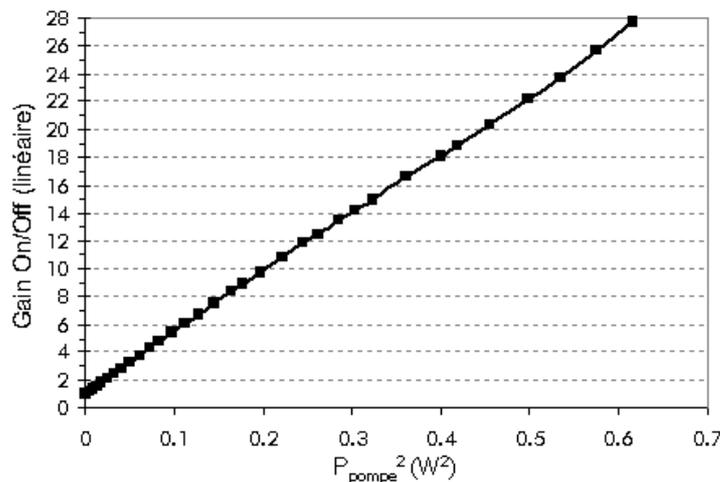


figure 2 : Exemple de mesure du coefficient non linéaire de la fibre 3.

L'erreur de mesure est estimée à $0.6 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$. L'erreur possible vient de l'évaluation de la puissance de pompe réellement injectée dans la fibre car les pertes d'insertion (soudure + connexion) sont inconnues. Elles sont estimées à 0,5dB d'après une mesure des pertes totales de la fibre. Le récapitule les valeurs du coefficient non linéaire de la fibre 3 suivant la valeur des pertes d'insertion.

Pertes d'insertion (dB)	$\gamma (\text{W}^{-1}.\text{km}^{-1})$
0,4	13,2
0,5	13,5
0,7	14,1

Tableau 2 : Estimation du coefficient non linéaire de la fibre 3 en fonction des pertes d'insertion.

Bibliographie de l'auteur

Publications dans des conférences

A. Durécu-Legrand, C. Simonneau, D. Bayart, A. Mussot, T. Sylvestre, E. Lantz, H. Maillotte, « Investigation of Electrical Noise Figure for Fiber Optical Parametric Amplifiers », Proceedings of Optical Fiber Communications'05, papier OWN7, Anaheim, Etats Unis, mars 2005.

A. Mussot, E. Lantz, T. Sylvestre, H. Maillotte, **A. Durécu-Legrand**, C. Simonneau, D. Bayart, « Zero-dispersion wavelength mapping of a highly nonlinear optical fiber-based parametric amplifier », Proceedings of European Conference on Optical Communications'04, Papier Tu3.3.7, Stockholm, Suède, 6-9 sept. 2004.

A. Legrand, S. Lanne, C. Simoneau, D. Bayart, A. Mussot, T. Sylvestre, E. Lantz, H. Maillotte, « System impact of pump phase modulation for fiber optical parametric amplifiers », Proceedings Optical Fiber Communications'04, papier TuK2, Los Angeles, Etats Unis, 2004.

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 », Topical Meetings on Optical Amplifiers and their Applications, papier WD2, Otaru, Japon, 6-9 juil. 2003.

A. Legrand, C. Simonneau, D. Bayart, A. Mussot, « Noise figure reduction in two-stage parametric amplifier by idler filtering », Proceedings of European Conference on Optical Communications'04, Papier We1.6.5, Rimini, Italie, 21-25 sept. 2003.

Publications dans des revues scientifiques

C. Martinelli, L. Lorcy, **A. Durécu-Legrand**, D. Mongardien, S. Borne, D. Bayart, « RIN Transfer in Co-Pumped Raman Amplifiers Using Polarization-Combined Diodes », accepté pour publication dans IEEE Phot. Tech. Lett., 2005.

A. Mussot, **A. Durécu-Legrand**, E. Lantz, C. Simoneau, D. Bayart, H. Maillotte, T. Sylvestre, « Impact of pump phase modulation on the gain of fiber parametric amplifiers », IEEE Phot. Tech. Lett., vol. 16, n° 5, p. 1289-1291, 2004.

A. Durécu-Legrand, A. Mussot, C. Simonneau, D. Bayart, T. Sylvestre, E. Lantz, H. Maillotte, « Impact of pump phase modulation on system performance of fibre-optical parametric amplifiers », IEE Elec. Lett., vol. 41, n° 6, p. 350-352, 17 mars 2005.

A. Durécu-Legrand, C. Simonneau, D. Bayart, A. Mussot, E. Lantz, T. Sylvestre, H. Maillotte, « Impact of pump OSNR on noise figure for fiber optical parametric amplifier », IEEE Phot. Tech. Lett., vol. 17, n° 6, p. 1178-1180, juin 2005.

Brevets

A. Legrand, D. Bayart, « Location of isolators in parametric amplifiers to increase the Brillouin threshold », dépôt européen sous le numéro 03 291 500.1 (19/06/2003).

A. Legrand, D. Bayart, « Parametric amplifier with adjustable pump source », dépôt européen sous le numéro 03 291 570.4 (22/08/2003).

A. Legrand, D. Bayart, « Optical amplifier », dépôt européen sous le numéro 02 360 242.8 (20/11/2002).

A. Durécu, C. Simonneau, A. Mussot, T. Sylvestre, E. Lantz, H. Maillotte, « Fiber optical parametric amplifier and method for amplification of optical signals with a fiber optical parametric amplifier », dépôt européen sous le numéro 04 292 051.2 (13/08/04).

A. Durécu, C. Simonneau, « Large bandwidth optical amplifier », dépôt européen sous le numéro 04 292 118.9 (26/10/04).

Résumé

Pour augmenter la quantité d'information transmise par les réseaux de télécommunications optiques, les équipementiers souhaitent étendre la bande spectrale utilisée. Ceci nécessite de nouveaux amplificateurs optiques.

Les amplificateurs paramétriques à fibre optique présentent l'avantage de produire une large bande de gain. Au cours de cette thèse, leurs conditions de fonctionnement ont été étudiées afin de vérifier leur adéquation aux systèmes de transmission optique.

Cette étude a montré qu'un amplificateur paramétrique peut produire une bande de gain répondant aux exigences des transmissions multiplexées en longueur d'onde. De plus, un facteur de bruit de 4 dB a été mesuré électriquement.

Par contre, une attention particulière doit être portée au dispositif de pompage optique. Ce travail a permis de mieux définir ses caractéristiques essentielles pour résister à l'effet néfaste de la diffusion Brillouin et assurer une amplification faible bruit et sans distorsion des canaux.

Mots clés : *télécommunications optiques, amplification optique, amplificateur paramétrique à fibre optique, optique non linéaire, multiplexage en longueur d'onde, facteur de bruit.*

Abstract

To increase the quantity of information transmitted in optical telecommunications networks, equipment suppliers wish to extend the spectral band, which requires new optical amplifiers.

Fibre optical parametric amplifiers can provide a broadband gain. During this thesis work, the operating conditions have been studied so as to check their adequacy with the constraints of optical transmission systems.

This study showed that a parametric amplifier could produce a band of gain that fulfils the requirements of wavelength-multiplexed transmissions. However interactions between channels should be further studied.

Besides, cautious attention must be paid to the optical pumping device. This work aimed in better defining its essential characteristics to resist the harmful effect of the Brillouin diffusion and to ensure low noise amplification without distortions of the channels.

Key words: *optical telecommunication, optical amplification, fibre optical parametric amplifier, nonlinear optics, wavelength division multiplexing, and noise figure.*