



UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE 1
ÉCOLE DOCTORALE SMRE
SCIENCES DE LA MATIÈRE, DU RAYONNEMENT ET DE L'ENVIRONNEMENT

THÈSE

pour obtenir le titre de

Docteur en **PHYSIQUE**

de l'Université de LILLE 1

Spécialité

Optique et Lasers, Physico-Chimie, Atmosphère

présentée et soutenue par

Philippe BENOIT

Conception et réalisation d'un amplificateur Raman fibré mono-fréquence à 1645 nm pour la mesure de méthane par LIDAR

Thèse dirigée par Guillaume CANAT et Arnaud MUSSOT

et préparée au sein de

l'Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales (ONERA) de Palaiseau

Soutenue le 12 mai 2017 devant le jury :

M. Arnaud Mussot	Directeur de thèse	Professeur à l'Université Lille 1
M. Guillaume Canat	Encadrant	Ingénieur chercheur chez Keopsys
M. Emmanuel Hugonnot	Rapporteur	Ingénieur chercheur au CEA
M. Yves Jaouen	Rapporteur	Professeur à Télécom ParisTech
M. Philippe Delaye	Examinateur	Directeur de recherche CNRS au Lab. Charles Fabry
Mme Anne Durécu	Examinatrice	Ingénieure chercheuse à l'ONERA
M. Xavier Watremez	Invité	Ingénieur sécurité chez Total E&P

Remerciements

Cette thèse, c'est l'histoire d'un combat. Un combat presque à mort entre Chandrashekhara Venkata Râman et Léon Brillouin. Ce combat c'est un peu David contre Goliath (ça serait trop simple sinon !). Pendant ces trois années de thèse (voire plus...) j'ai tenté tant bien que mal de donner des armes à Raman et d'affaiblir Brillouin. Cela n'a pas été évident, mais heureusement j'ai pu compter sur le soutien de plein de gens.



C.V. "David" Raman contre Léon "Goliath" Brillouin

Je tiens d'abord à remercier Anne Durécu, Philippe Delaye, Emmanuel Hugonnot et Yves Jaouen pour avoir accepté de participer à mon jury de thèse.

Je remercie Guillaume, mon encadrant, qui m'a donné l'occasion de travailler sur un sujet de stage qui m'a vraisemblablement beaucoup plu puisque je me suis "battu" pour pouvoir continuer en thèse ensuite. On n'a pas forcément été d'accord sur tout, mais c'était toujours très intéressant de parler science ensemble. Les choses ont fait que tu es parti pour d'autres horizons (bretons) en fin de thèse, je t'y souhaite plein de réussite.

J'aimerais ensuite remercier Anne (à nouveau), Julien L. G., Laurent et Nicolas qui ont su prendre la relève pour m'aider à enfin finir ce manuscrit. Vos précieux conseils m'ont également guidé tout au long de la thèse. Laurent, un jour je te dépasserai aux Foulées Oneriennes !!

J'aimerais particulièrement remercier Didier G., tu es d'une efficacité redoutable lorsqu'il s'agit d'améliorer ou de réparer une manip. Je pense qu'aucune thèse expérimentale ne serait possible sans toi !

J'aimerais également remercier Claudine qui m'a notamment permis de continuer à travailler sur mon sujet après la thèse, cette fois en tant qu'ingénieur chercheur.

Je remercie évidemment tout le reste de l'unité, Christophe, Béatrice, Agnès, Pierre, Didier F., Thierry, William, et plus récemment Hermance et François G., la bonne humeur et la convivialité qui règne dans l'unité fait que je viens toujours avec plaisir chaque matin à l'ONERA.

Comment ne pas remercier les nombreux doctorants, stagiaires et apprentis que j'ai notamment croisé au dernier étage du D1, jadis notre repaire. Pas sûr que j'aurai pu tenir mentalement sans notre pause Koreus chaque midi ! Metronews, 20minutes et Planet nous ont également été d'une grande utilité avec Christophe et Florian.

Jérôme et Edouard G., je pense que DRI nous remercie pour Bloons et CookieClicker respectivement. Alexandre, je t'en veux toujours d'avoir soutenu en premier donc t'auras pas le droit à des remerciements. Je n'oublie pas non plus ceux qu'on oubliait souvent justement, les deux du bas, Alice et Anasthase. Alice, qui sait toujours qui a volé quoi niveau matériel, et c'est bien utile ! Anasthase (ya), je remarque maintenant que ton prénom est souligné dans Word (oui Word !)

Kevin, nos chemins se sont suivis pendant 6 ans jusqu'à ce que tu partes aux US, mais j'espère qu'ils se recroiseront très bientôt !

Fred, je te remercie de m'avoir amené à 4000 m (et surtout de m'avoir ramené en vie). Mouna, je n'ai toujours pas bien compris ce qu'était une longueur d'onde, tu peux me réexpliquer ?

Une pensée pour Jérémy, mon co-labo qui a préféré continuer dans une autre unité ; François et Julien I. et leurs histoires incroyables ; ta tata Tatiana ; Jean et Edouard dV. dont j'attends toujours le combat ; Carlota (qui peut bien t'en vouloir ?) ; Steve, expert en paris sportifs ; Thomas et ta photo de lover ; Thibaut et ton humour toujours très fin ; et Samira, à l'inverse de moi tu passes de l'ONERA à Newton !

Bon courage à Simon qui prend la relève, et qui *du coup* va devoir me supporter pendant un an encore.

Je remercie enfin ma mère, mon frère, ainsi que tout le reste de ma famille qui ont su m'apporter un soutien sans faille pendant toutes ces années.

Allez, une dernière image avant de se lancer...



A part Raman, il y a du brie oint

SOMMAIRE

Introduction générale	1
Chapitre 1 - Systèmes LIDAR et propagation non linéaire dans les fibres optiques.....	5
1.1 <i>LIDAR méthane et vent, intérêt d'une source à 1645 nm</i>	5
1.1.1 Principe du LIDAR.....	5
1.1.2 LIDAR atmosphérique DIAL et Doppler	7
1.1.3 Intérêt d'un LIDAR pour la mesure de flux de méthane, spécifications de la source	9
1.1.4 Etat de l'art des sources à 1,6 μm et des amplificateurs Raman mono-fréquence	11
1.2 <i>Propagation linéaire et non linéaire dans les fibres optiques</i>	18
1.2.1 Polarisation induite par la propagation d'une onde lumineuse dans une fibre	18
1.2.2 Propagation linéaire.....	19
1.2.3 Catégorisation des effets non linéaires	22
1.2.4 Effets instantanés liés à l'intensité (réfraction non linéaire)	22
1.2.5 Effets instantanés nécessitant un accord de phase (génération paramétrique)	24
1.2.6 Effets retardés liés à l'intensité (diffusion Raman)	25
1.2.7 Effets liés aux fluctuations de densité (diffusions Rayleigh et Brillouin)	31
1.2.8 Récapitulatif des différents effets non linéaires en jeu	38
1.3 <i>Conclusion du chapitre 1</i>	39
Chapitre 2 - Spécification de l'amplificateur Raman et conception du préamplificateur	41
2.1 <i>Spécification de l'amplificateur Raman</i>	41
2.1.1 Présentation du modèle et hypothèses.....	41
2.1.2 Expression de la réflectivité Brillouin dans le cas de l'amplification Raman mono-fréquence sans déplétion de pompe	43
2.1.3 Expression de la réflectivité Brillouin dans le cas de l'amplification Raman mono-fréquence avec déplétion de pompe.....	45
2.1.4 Influence quantitative de la puissance signal initiale et de la longueur de fibre.....	47
2.1.5 Choix de la configuration pour l'amplificateur Raman	51
2.2 <i>Conception du préamplificateur Raman</i>	54
2.2.1 Choix du montage expérimental.....	54
2.2.2 Caractérisation en puissance	56
2.3 <i>Caractérisation spectrale du préamplificateur Raman</i>	57
2.3.1 Mesure de la largeur spectrale de l'injecteur	57
2.3.2 Mesure de la largeur spectrale en sortie du préamplificateur Raman	58
2.3.3 Phase non linéaire ajoutée par l'amplification Raman	59
2.3.4 Analogie avec les diodes laser à semi-conducteur	59
2.3.5 Expression du facteur de Henry κ pour la diffusion Raman stimulée	60
2.3.6 Expression du facteur de Henry κ pour la diffusion Raman stimulée et XPM	62
2.3.7 Vérification expérimentale du lien entre gain et phase dans l'amplificateur Raman.....	64
2.3.8 Influence du profil temporel sur l'élargissement spectral	70
2.4 <i>Conclusion du chapitre 2</i>	74
Chapitre 3 - Choix des techniques permettant l'augmentation du seuil Brillouin pour la pompe et le signal..	75
3.1 <i>Quantification de la largeur spectrale nécessaire à l'augmentation du seuil Brillouin de la pompe</i>	75
3.2 <i>Sources à spectre intrinsèquement large</i>	77
3.2.1 Oscillateur multimode	77
3.2.2 Source d'ASE filtrée.....	79
3.3 <i>Sources à modulation de phase externe</i>	81

3.3.1	Modulateur électro-optique	81
3.3.2	Modulation de phase croisée dans une FHNL	91
3.4	<i>Sources à dérive de fréquence</i>	95
3.4.1	Facteur d'augmentation du seuil Brillouin	95
3.4.2	Diode DBR	96
3.4.3	Diode DFB	97
3.5	<i>Choix des sources pour les pompes servant à l'amplification Raman</i>	98
3.6	<i>Augmentation du seuil Brillouin pour le signal</i>	99
3.6.1	Réduction de la valeur du gain Brillouin	99
3.6.2	Variation longitudinale des propriétés de la fibre	101
3.6.3	Choix de la technique d'augmentation du seuil Brillouin pour le signal	105
3.7	<i>Conclusion sur le chapitre 3</i>	108
Chapitre 4 - Conception et caractérisation de l'amplificateur Raman		111
4.1	<i>Conception et caractérisation de l'amplificateur Raman avec pompe multimode</i>	111
4.1.1	Mise en œuvre de l'oscillateur multimode	111
4.1.2	Amplification de la source de pompe	114
4.1.3	Amplification Raman	120
4.2	<i>Conception et caractérisation de l'amplificateur Raman avec pompe à dérive de fréquence</i>	124
4.2.1	Mise en œuvre de la source DBR à dérive de fréquence	124
4.2.2	Amplification de la source de pompe	128
4.2.3	Amplification Raman	129
4.2.4	Caractérisation spectrale	134
4.3	<i>Conclusion sur le chapitre 4</i>	136
Conclusion générale		139
Annexes		145
A.1	<i>Etablissement des polarisations non linéaires</i>	145
A.1.1	Auto-modulation de phase	145
A.1.2	Modulation de phase croisée	145
A.1.3	Contribution Raman	146
A.1.4	Evolution de l'amplitude	147
A.2	<i>Mesures du gain Raman, du gain Brillouin et du spectre de gain Brillouin dans la FHNL</i>	149
A.2.1	Mesure du gain Raman dans la FHNL	149
A.2.2	Mesure du gain Brillouin dans la FHNL	150
A.2.3	Mesure du spectre de gain Brillouin dans la FHNL	152
A.3	<i>Extraction de la phase par transformée de Hilbert</i>	153
A.4	<i>Description des codes numériques utilisés</i>	154
A.4.1	Code "Bande effective" : diffusion Brillouin monochromatique amorcée en début de fibre dans le cas de l'amplification Raman co et contra-propagative avec déplétion de pompe	154
A.4.2	Code "Source localisée" : diffusion Brillouin avec décalage longitudinal dans la FHNL dans le cas d'amplification Raman co et contra-propagative avec déplétion de pompe	155
A.4.3	Code "Stochastique" : diffusion Brillouin amorcée par la force de Langevin	156
Références		158
Glossaire		163

Introduction générale

Dans le domaine de la détection de gaz, l'un des principaux enjeux consiste à mesurer la distance, la concentration et la vitesse d'un panache de gaz. Une telle mesure peut être réalisée à l'aide d'un LIDAR (Light Detection And Ranging). Celui-ci émet une impulsion laser en direction du nuage, collecte la lumière rétrodiffusée et l'analyse pour en déduire les informations souhaitées. Plus précisément, un LIDAR DIAL (Differential Absorption LIDAR) permet de mesurer la distance et la concentration d'un panache de gaz. Le LIDAR Doppler mesure quant à lui sa distance et sa vitesse.

Un LIDAR atmosphérique nécessite une source laser impulsionnelle de forte puissance crête. Le développement de telles sources a été porté par la montée en puissance des amplificateurs laser à fibre. Dans le cas d'un LIDAR DIAL, la longueur d'onde en sortie de l'amplificateur détermine l'espèce de gaz qui pourra être détectée. Dans le cas d'un LIDAR Doppler, il est nécessaire que la source amplifiée soit fine spectralement pour pouvoir mesurer les petites variations de la fréquence optique.

Dans le cadre d'une exploitation industrielle, le méthane (CH_4) est dangereux car il est explosif lorsque sa concentration dans l'air est comprise entre 5 et 15 %. Il existe donc un besoin de pouvoir mesurer à distance le flux d'un panache de méthane (en g/s), pouvant survenir notamment lors d'un accident d'exploitation sur un site industriel ou sur une plate-forme. La diversité des situations potentielles d'emploi incite à rechercher une solution de mesure qui soit la plus compacte possible, robuste, transportable, et même aéroportable à moyen terme. Pour répondre à ce besoin, l'ONERA a proposé de développer un nouveau type de LIDAR, remplissant simultanément les deux fonctions DIAL & Doppler. L'instrument doit conserver une base dite "classique" d'architecture fibrée à détection cohérente pour effectuer la mesure Doppler. Pour remplir en même temps la fonction DIAL, il est de plus nécessaire d'utiliser une source laser dont la longueur d'onde est absorbée par le méthane. Au sein des différentes bandes d'absorption, la longueur d'onde 1645,55 nm est reconnue comme bien adaptée pour la détection du méthane, or il n'existe aucune source laser impulsionnelle fibrée de haute puissance moyenne (1 W) et fine spectralement (< 50 MHz) à cette longueur d'onde.

Tang *et al.* ont fait état en 2015 d'un laser Er:YAG Q-déclenché à 1645 nm d'une puissance moyenne de 1 W mais ayant une largeur spectrale de 10 GHz incompatible avec l'utilisation LIDAR Doppler [1]. Plusieurs sources reposant sur des oscillateurs et amplificateurs paramétriques optiques parviennent à atteindre 1 W moyen à 1645 nm en ayant une largeur spectrale de l'ordre de 50 MHz [2]. Celles-ci présentent cependant une forte sensibilité à l'environnement, notamment aux vibrations et à la température, ce qui est incompatible avec un LIDAR aéroporté [3], [4].

Pour résoudre ces problèmes, Mitchell *et al.* ont proposé d'utiliser une source tout-fibré, en général peu sensible à l'environnement [5]. Il n'existe cependant aucun amplificateur à fibre

dopée permettant d'atteindre des puissances de l'ordre du watt autour de 1640 nm. L'amplificateur le plus proche est l'amplificateur à fibre dopée Erbium (EDFA) dont la bande de gain est de 1530-1560 nm. Mitchell *et al.* suggèrent donc d'utiliser la diffusion Raman stimulée permettant d'amplifier un signal à 1645 nm avec une pompe à 1540 nm. L'amplification est cependant limitée par la diffusion Brillouin stimulée qui rétrodiffuse une partie du faisceau incident (pompe ou signal) lorsque la puissance dans la fibre dépasse un certain seuil. Le signal amplifié atteint ainsi au maximum 1,2 W à 1651 nm.

L'amplification Raman mono-fréquence a également été étudiée par Dajani *et al.* qui ont conçu un amplificateur Raman atteignant 22 W à 1178 nm et ayant une largeur spectrale inférieure à 2 MHz [6]. Dans le montage proposé, le seuil Brillouin de la pompe est augmenté en utilisant une source large spectralement. Le seuil Brillouin du signal est quant à lui augmenté grâce à une technique de variation de la température le long de la fibre. Le régime de fonctionnement n'est cependant pas impulsionnel et la longueur d'onde du signal n'est pas adaptée au LIDAR DIAL CH₄ mais le montage peut être transposé à 1645 nm.

L'ensemble de ces études démontre la faisabilité d'amplificateurs Raman à 1645 nm et d'amplificateurs Raman mono-fréquence atteignant 1 W moyen. La diffusion Brillouin limite la puissance maximale du signal amplifié. Il existe néanmoins des techniques d'augmentation du seuil Brillouin. Il existe par ailleurs d'autres sources émettant 1 W moyen à 1645 nm mais celles-ci sont soit trop larges spectralement, soit sensibles à l'environnement.

Rassembler ces différentes caractéristiques en une seule source est ce qui motive cette étude. Elle consiste à concevoir un amplificateur Raman fibré impulsionnel à 1645 nm atteignant plusieurs centaines de watts crête à 20 kHz pour une durée d'impulsion de 100 ns (soit 1 W moyen) et ayant une largeur spectrale inférieure à 50 MHz. Ces spécifications ont été établies par l'ONERA pour répondre à un besoin de système LIDAR DIAL Doppler pour la mesure à distance de flux méthane. Ce besoin a été émis par Total E&P qui finance ce projet dans le cadre du contrat de recherche NAOMI (New Advanced Observation Method Integration) issu d'un partenariat entre l'ONERA et Total E&P.

La démarche a consisté dans un premier temps à choisir une configuration d'amplificateur Raman mono-fréquence permettant de remplir les spécifications souhaitées, et le cas échéant, de concevoir et caractériser le préamplificateur Raman nécessaire à l'injection. Pour cela, j'ai mené une étude théorique sur la compétition entre les diffusions Raman et Brillouin. J'ai ainsi cherché à établir une expression de la réflectivité Brillouin dans le cas de l'amplification Raman mono-fréquence. Cette expression m'a permis de déterminer l'influence des différents paramètres de l'amplificateur Raman (longueur de fibre, puissance signal injectée, puissance de pompe) afin de maximiser la puissance du signal amplifié en sortie. (Chapitre 2)

L'étape suivante a consisté à choisir une ou plusieurs techniques permettant d'augmenter le seuil Brillouin de la pompe et du signal dans la fibre de l'amplificateur Raman. Pour cela, j'ai

d'abord déterminé quantitativement la largeur spectrale de la pompe nécessaire à l'augmentation de son seuil Brillouin. J'ai ensuite exprimé l'élargissement spectral obtenu par différents types de sources de pompe avant de choisir parmi elles les plus adaptées à l'amplification Raman mono-fréquence. Le signal à 1645 nm ne pouvant être élargi spectralement pour l'utilisation LIDAR Doppler, j'ai enfin déterminé l'augmentation du seuil Brillouin obtenue par différentes techniques appliquées à la fibre pour choisir la mieux adaptée. (Chapitre 3)

Finalement, j'ai conçu et caractérisé un amplificateur Raman mono-fréquence à 1645 nm permettant d'atteindre 250 W crête à 20 kHz pour une durée d'impulsion de 100 ns. Pour cela, j'ai employé deux configurations différentes pour la pompe : une source multimode et une source à dérive de fréquence. Dans un premier temps j'ai donc conçu un oscillateur multimode, que j'ai ensuite amplifié jusqu'à 1000 W crête pour enfin amplifier le signal à 1645 nm. Dans un second temps, j'ai mis en œuvre la source à dérive de fréquence, que j'ai également amplifiée jusqu'à 1000 W crête avant d'amplifier le signal à 1645 nm. J'ai finalement caractérisé spectralement le signal amplifié pour vérifier si le critère spectral nécessaire à l'utilisation LIDAR DIAL Doppler était respecté. (Chapitre 4)

Chapitre 1 - Systèmes LIDAR et propagation non linéaire dans les fibres optiques

L'objectif de ce travail est d'étudier la faisabilité d'une source laser fibrée à 1645 nm, impulsionnelle, de forte puissance crête, de faible largeur spectrale et obtenue par amplification Raman. Une telle source trouverait sa place dans un système LIDAR permettant la détection et la mesure à distance de méthane dans un environnement hostile du point de vue thermo-mécanique (de type aéroporté).

Dans ce chapitre, nous allons décrire le fonctionnement de différents systèmes LIDAR et les spécifications de la source à concevoir que nous comparerons ensuite aux sources laser existantes. La source à concevoir reposant sur l'amplification Raman, nous décrivons enfin les effets non linéaires pertinents pouvant avoir lieu au cours de la propagation dans les fibres.

1.1 LIDAR méthane et vent, intérêt d'une source à 1645 nm

1.1.1 Principe du LIDAR

Un LIDAR (Light Detection And Ranging) est un système qui émet un flux optique directif vers une cible et qui analyse le flux rétrodiffusé pour en mesurer certains paramètres comme la distance, la vitesse, la densité, la composition ou la température.

Les systèmes LIDAR se séparent en deux grandes catégories : les LIDAR sur cible dure (FIGURE 1.1.a), pour lesquels le signal est rétrodiffusé localement par la cible et les LIDAR atmosphériques (FIGURE 1.1.b), où le signal est rétrodiffusé de façon continue par l'atmosphère.

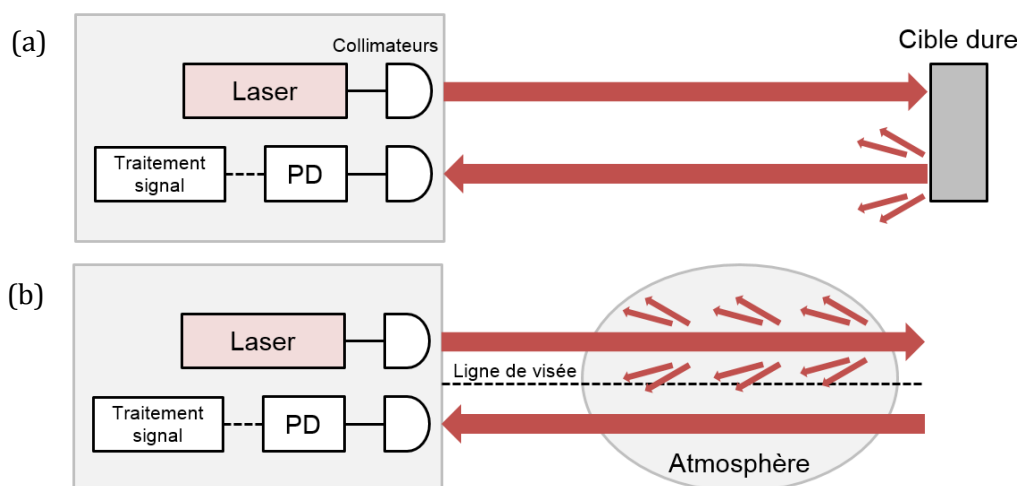


FIGURE 1.1 – Principe du LIDAR sur cible dure (a) et atmosphérique (b)

Le LIDAR sur cible dure donne ainsi une information locale alors que le LIDAR atmosphérique peut donner de l'information tout au long de la ligne de visée.

1- Systèmes LIDAR et propagation non linéaire dans les fibres optiques

La lumière est émise par un laser et collimatée par un système optique. L'intérêt du laser est sa grande cohérence spatiale (faible divergence angulaire et forte luminance) permettant des mesures à longue portée (plusieurs kilomètres). La cohérence temporelle du laser joue également un rôle pour des mesures nécessitant une haute résolution spectrale et permet de réduire l'influence des lumières parasites (soleil) en utilisant un filtre spectral étroit sur le signal collecté.

Selon les applications, la détection sur la photodiode (PD) peut être directe ou cohérente. Dans le cas de la détection directe on mesure l'intensité rétrodiffusée alors que dans le cas de la détection cohérente (FIGURE 1.2) on fait interférer le signal rétrodiffusé avec l'oscillateur de référence afin de mesurer la phase en plus de l'amplitude.

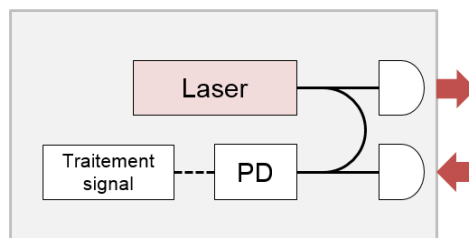


FIGURE 1.2 – LIDAR à détection cohérente.

Le choix de la longueur d'onde du laser est conditionné principalement par trois facteurs : l'efficacité des sources disponibles et des détecteurs correspondants, la transmission de l'atmosphère et la sécurité oculaire. La FIGURE 1.3 montre l'influence de ces trois facteurs dans le proche infrarouge (0,8-2,2 μm).

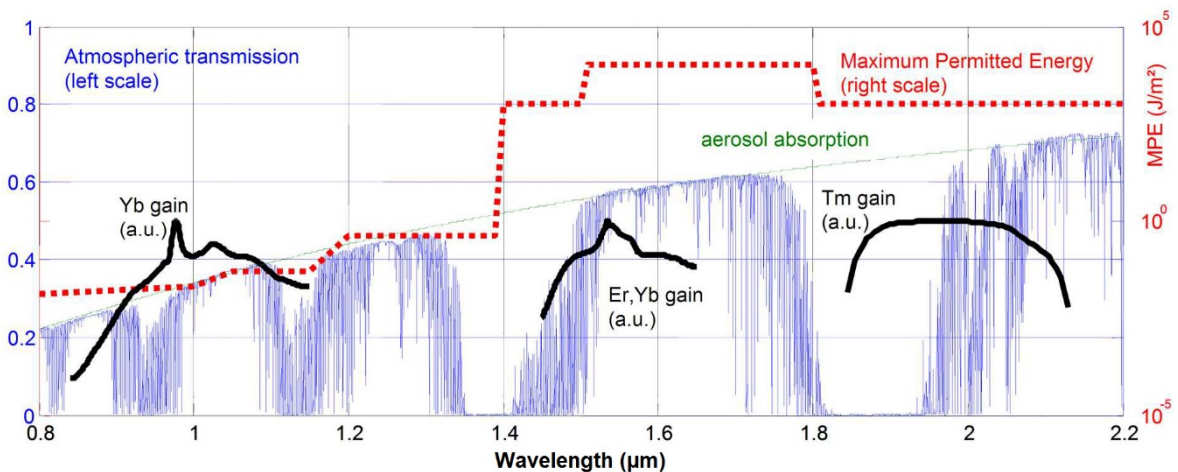


FIGURE 1.3 – Transmission de l'atmosphère (échelle de gauche), exposition maximale permise (MPE, échelle de droite) pour la sécurité oculaire et courbes de gain normalisé des différentes terres rares dans le proche infrarouge (source interne ONERA).

Cette figure justifie l'intérêt pour les LIDAR fonctionnant à 1,5 μm : l'absorption de l'atmosphère est réduite, des amplificateurs à fibres dopées Erbium sont disponibles et la sécurité oculaire est maximale. La longueur d'onde 1,5 μm étant largement utilisée dans le secteur des télécommunications, un grand nombre de composants fibrés fiables et performants sont également disponibles. Enfin, les détecteurs InGaAs ont l'avantage d'être efficaces et à large bande à cette longueur d'onde.

Les applications aux systèmes LIDAR sont nombreuses. Sur cible dure, la télémétrie LIDAR est très utilisée dans la construction mais peut également servir à l'établissement de cartes 3D (FIGURE 1.4a). En fonctionnement atmosphérique, le LIDAR sert notamment aux climatologues pour la mesure de température ou de concentration en différents gaz et aérosols. La possibilité d'établir des cartes de vent (FIGURE 1.4c) permet également de mesurer les turbulences dans le sillage des avions (FIGURE 1.4b) afin d'améliorer la sécurité aéroportuaire.

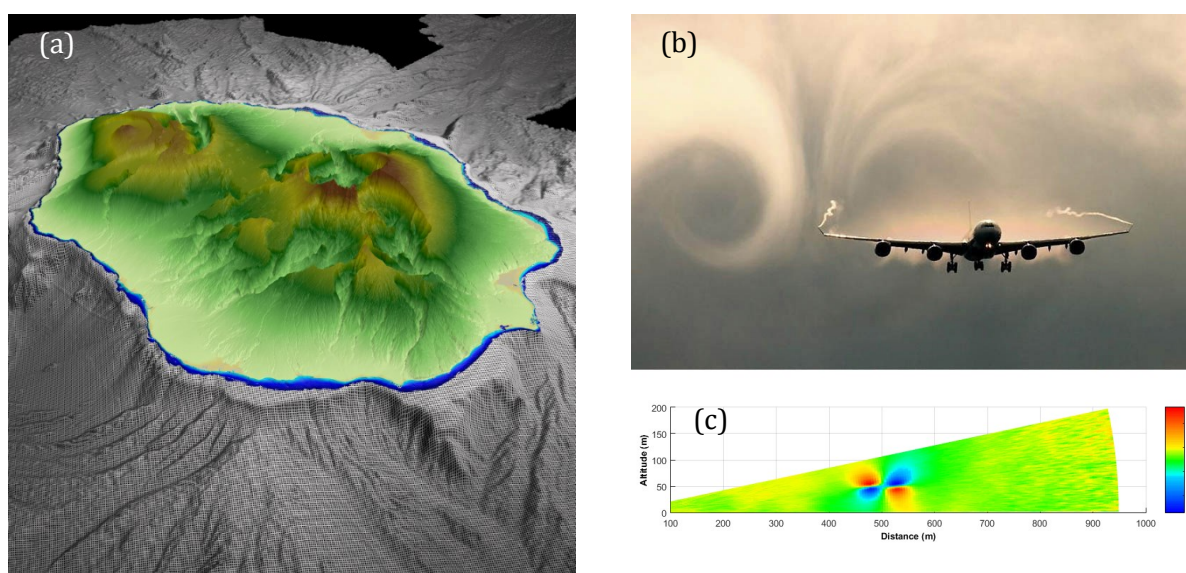


FIGURE 1.4 – (a) Altimétrie littorale de l'île de la Réunion (source : Litto3D IGN). (b) Photographie de tourbillons de sillage derrière un avion. (c) Exemple de carte de vent établie par LIDAR et présentant un tourbillon de sillage (source interne ONERA).

1.1.2 LIDAR atmosphérique DIAL et Doppler

Nous nous intéressons maintenant à deux applications LIDAR en particulier : la mesure de concentration d'un gaz et la mesure de vent.

- LIDAR DIAL

La concentration peut être mesurée grâce à un LIDAR à absorption différentielle (DIAL). Un tel LIDAR émet des impulsions successives à deux longueurs d'ondes :

- une longueur d'onde λ_{ON} située sur un pic d'absorption du gaz considéré ;

- une longueur d'onde λ_{OFF} , non absorbée par le gaz, servant de référence pour mesurer la transmission de l'atmosphère (diffusion de Mie par les aérosols et diffusion Rayleigh par les molécules).

Le choix des longueurs d'ondes λ_{ON} et λ_{OFF} est également affecté par les autres espèces de gaz naturellement présentes dans l'atmosphère (H_2O , CO_2 , etc...) dont les spectres d'absorption peuvent dégrader la mesure du gaz considéré (FIGURE 1.5a).

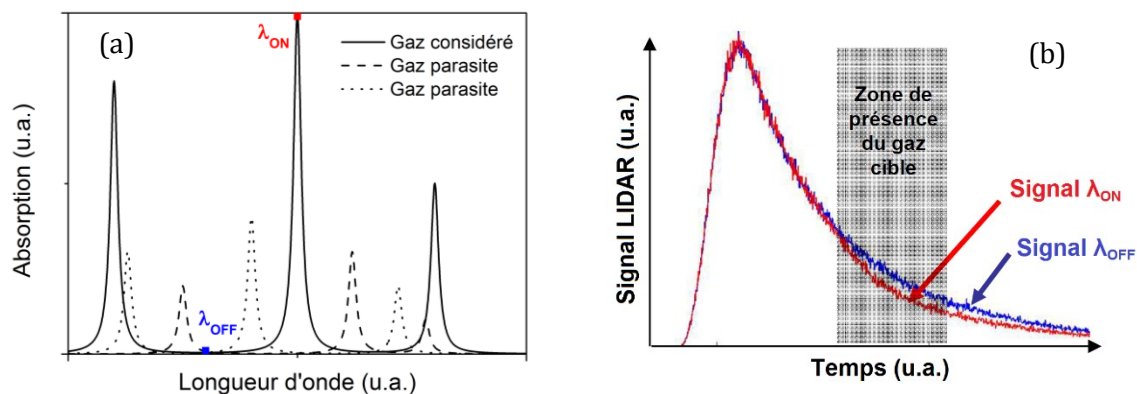


FIGURE 1.5 – (a) Exemples de spectres d'absorption du gaz considéré (trait plein) et de gaz parasites (pointillés) et de longueurs d'onde λ_{ON} et λ_{OFF} adaptées pour une mesure DIAL. (b) Exemple de signal LIDAR temporel associé (source : ONERA).

A partir des profils temporels d'intensité rétrodiffusée (signaux LIDAR) aux longueurs d'onde λ_{ON} et λ_{OFF} (FIGURE 1.5b), il est ensuite possible de déterminer la concentration du gaz mesuré le long de la ligne de visée du LIDAR.

La précision de la mesure dépend notamment de la largeur spectrale de la source employée, idéalement très inférieure à la largeur spectrale du pic d'absorption.

- LIDAR Doppler

La vitesse d'un nuage de gaz (ou vent) est mesurable grâce à un LIDAR Doppler impulsif. Comme son nom l'indique, son principe de fonctionnement repose sur l'effet Doppler. La fréquence optique de la lumière rétrodiffusée par le nuage de gaz est plus ou moins décalée en fonction de sa vitesse. Lorsque le nuage se rapproche le décalage est positif (et négatif lorsqu'il s'éloigne).

De par son principe de fonctionnement, le LIDAR Doppler ne mesure donc que la vitesse du vent projetée sur la ligne de visée.

Pour un vent $v_{vent} = 1 \text{ m/s}$ faisant face au LIDAR et une source laser à $\lambda = 1,5 \mu\text{m}$, le décalage Doppler est de $\Delta\nu_{Doppler} = \frac{2v_{vent}}{\lambda} \approx 1 \text{ MHz}$. Pour mesurer un décalage si faible, la détection cohérente est préférable car la résolution de la plupart des analyseurs de spectre optique est insuffisante. La FIGURE 1.6 montre un exemple de montage à détection cohérente (ou hétérodyne).

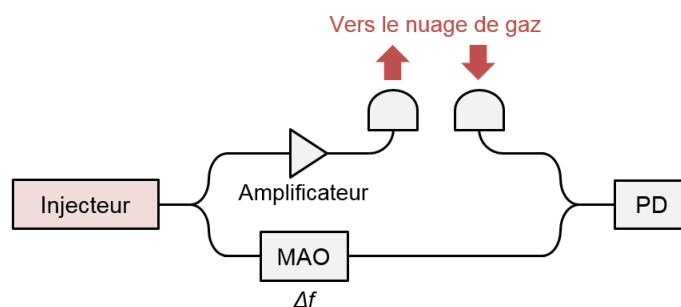


FIGURE 1.6 – Montage hétérodyne pour la mesure LIDAR vent.

Le laser est séparé en deux bras. Une partie est amplifiée, envoyée en espace libre et rétrodiffusée par l'atmosphère. L'autre partie est décalée en fréquence grâce à un modulateur acousto-optique (MAO). Les deux bras sont ensuite couplés et l'interférence des deux parties forme un battement centré sur la fréquence du MAO (Δf) que l'on observe grâce à une photodiode. Le MAO permet ainsi de décaler le battement obtenu à une fréquence mesurable électriquement (de l'ordre de la dizaine de mégahertz).

En mesurant le décalage en fréquence de l'impulsion rétrodiffusée continuellement, on peut déterminer la vitesse du vent le long de la ligne de visée. Cependant, l'énergie rétrodiffusée étant relativement faible, il est nécessaire de moyenniser sur plusieurs impulsions (pendant 100 ms typiquement). La précision de la mesure de vitesse sera d'autant meilleure que la largeur spectrale du spectre accumulé sera faible.

1.1.3 Intérêt d'un LIDAR pour la mesure de flux de méthane, spécifications de la source

Le gaz naturel, composé majoritairement de méthane (CH_4), est la troisième source d'énergie la plus utilisée au monde après le pétrole et le charbon. Le méthane fait partie des gaz ayant des concentrations limites au sein desquelles ceux-ci deviennent explosifs. En mélange avec l'air, le méthane est ainsi explosif pour une concentration située entre 5 et 15 %.

En 2012, la plateforme pétrolière et gazière d'Elgin, située dans la mer du Nord, a connu une explosion brutale suivie d'une fuite massive de gaz. Dans une telle situation, il est nécessaire de définir les zones de danger liées à l'explosivité du méthane afin de protéger les vies humaines. Il y a ainsi un besoin pour détecter à distance les nuages de méthane formés et mesurer leur concentration.

Evaluer le débit de la fuite en temps réel représente également un besoin stratégique pour l'exploitant. Ce débit peut être estimé en mesurant le flux de méthane s'échappant de la plateforme, ce qui revient à déterminer simultanément la concentration et la vitesse du nuage de méthane.

C'est dans ce cadre que Total E&P et l'ONERA ont signé en 2014 un contrat de recherche (NAOMI : New Advanced Observation Method Integration) ayant pour objectif d'adapter ou de développer de nouvelles technologies de télédétection appliquées à l'exploration d'hydrocarbures, à la sécurité des personnes et des installations et à la protection de l'environnement.

Une des pistes envisagées par l'ONERA pour la mesure du flux de méthane est la mise au point d'un LIDAR bi-fonction DIAL et Doppler reposant sur une source laser fibrée impulsionnelle à 1645 nm. Pour des raisons de confidentialité, les spécifications du LIDAR souhaité ne seront pas directement détaillées ici. Celles-ci ont permis d'établir les spécifications suivantes pour la source laser associée.

La résolution spatiale pour le LIDAR le long de la ligne de visée détermine la durée d'impulsion de la source, ici fixée à 100 ns. Les principales raies d'absorption du méthane se situent dans le moyen infrarouge (entre 3 et 8 μm). Bien que de plus faible intensité, le pic d'absorption retenu se situe cependant à 1645,54 nm en raison de la très bonne transparence de la silice et du grand nombre de composants fibrés dans le proche infrarouge (autour de 1,5 μm). La longueur d'onde "OFF" retenue pour la fonction DIAL est de 1645,13 nm. La précision souhaitée des mesures de vent et de gaz induit une exigence sur la largeur spectrale de la source, qui ne devra pas dépasser 50 MHz. La détection hétérodyne nécessite par ailleurs une source polarisée linéairement.

La portée et le temps d'intégration du système LIDAR sont déterminés respectivement par l'énergie par impulsion et la fréquence de répétition. Ces deux paramètres sont susceptibles de varier mais des objectifs ont été fixés à 50 μJ et 20 kHz sur la base d'une largeur spectrale de 50 MHz. Néanmoins l'objectif énergétique va dépendre de la largeur spectrale effectivement atteinte. Il pourra se limiter à 20 μJ si la largeur spectrale est égale à 10 MHz (proche de sa limite de Fourier).

Le système LIDAR DIAL étant destiné à être aéroporté, la source devra rester insensible à l'environnement, notamment aux vibrations mécaniques et variations de température.

Les spécifications de la source à concevoir sont récapitulées dans le [TABLEAU 1.1](#).

Longueur d'onde (λ_l)	1645,54 nm
Durée d'impulsion (T_{imp})	100 ns
Largeur spectrale ($\Delta\nu_l$)	50 ou 10 MHz
Energie par impulsion (E_{imp})	50 ou 20 μ J
Fréquence de répétition (PRF)	20 kHz
État de polarisation	linéaire
Puissance moyenne (P_{moy})	1 ou 0,4 W
Puissance crête	500 ou 200 W
Sensibilité à l'environnement	non

TABLEAU 1.1 – Paramètres de la source à concevoir.

1.1.4 Etat de l'art des sources à 1,6 μ m et des amplificateurs Raman mono-fréquence

La faisabilité de la détection de méthane a été démontrée en 2000 avec une source laser DFB (Distributed FeedBack) à 1,65 μ m émettant 8,2 mW en continu [7]. La puissance moyenne d'une telle source étant limitée, la portée du système est de quelques mètres et celui-ci est destiné à la détection de fuites faibles dans l'industrie gazière.

En 2007, le Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Evolution du Climat (GIEC) a reconnu le méthane comme l'un des gaz à effet de serre issus des activités humaines les plus importants. Bien que présent en faible quantité dans l'atmosphère, son potentiel de réchauffement global est 25 fois plus grand que celui du dioxyde de carbone. Le méthane représente ainsi la deuxième plus grande contribution au réchauffement climatique. La nécessité de surveiller cette contribution a depuis entraîné l'élaboration de multiples sources laser à 1645 nm.

Dans le cadre du projet MERLIN, le CNES et la DLR souhaitent ainsi envoyer un satellite embarquant un LIDAR DIAL pour mesurer la concentration en méthane dans l'atmosphère. Pour concevoir la source nécessaire à un tel LIDAR, Fix *et al.* suggèrent en 2011 l'utilisation d'une source reposant sur des oscillateurs et amplificateurs paramétriques optiques massifs (OPA et OPO) et ayant les caractéristiques suivantes [2] ([TABLEAU 1.2](#)).

Longueur d'onde (λ)	1,64 μ m
Durée d'impulsion (T_{imp})	6 ns
Largeur spectrale	60 MHz
Energie par impulsion (E_{imp})	10 mJ
Fréquence de répétition (PRF)	100 Hz
Puissance moyenne (calculée)	1 W

TABLEAU 1.2 – Caractéristiques de la source OPO suggérée pour le projet MERLIN (d'après [2]).

Dans une publication ultérieure, la même équipe fait cependant état d'une grande sensibilité de l'OPO aux désalignements du système optique [3].

En 2012, des mesures aéroportées LIDAR DIAL de méthane atmosphérique ont été effectuées au centre de vol spatial Goddard de la NASA [4]. Plusieurs sources ont été étudiées, reposant également sur des OPO et OPA. Dans les deux configurations, et particulièrement pour l'OPO, l'alignement reste un problème à cause des vibrations en vol et des variations de température. L'encombrement des sources paramétriques est aussi problématique.

L'autre technologie envisagée pour l'élaboration de sources destinées à une mesure LIDAR DIAL aérospatiale est le laser Er:YAG. En 2015, Tang *et al.* ont fait état d'un laser Er:YAG à 1645 nm produisant des impulsions de 1,36 mJ et d'une durée de 185 ns à une cadence de 1 kHz [1]. La source obtenue présente l'avantage d'être compacte et peu sensible aux perturbations extérieures mais sa largeur spectrale est de l'ordre de 10 GHz.

Une alternative intéressante est d'utiliser une source tout-fibré, en général plus robuste, compacte et peu sensible aux vibrations et variations de température. Dans la suite de cette partie, nous allons détailler les résultats obtenus par Mitchell *et al.* en 2009 sur le développement d'une source fibrée continue à 1651 nm pour un LIDAR aéroporté de détection de méthane [5].

Les auteurs partent du constat qu'il n'existe aucun amplificateur fibré permettant d'atteindre des puissances de l'ordre du watt à 1651 nm en régime continu. L'amplificateur le plus proche spectralement est l'amplificateur à fibre dopée Erbium (EDFA) pour lequel le maximum de gain se situe entre 1530 et 1560 nm (FIGURE 1.7) [8].

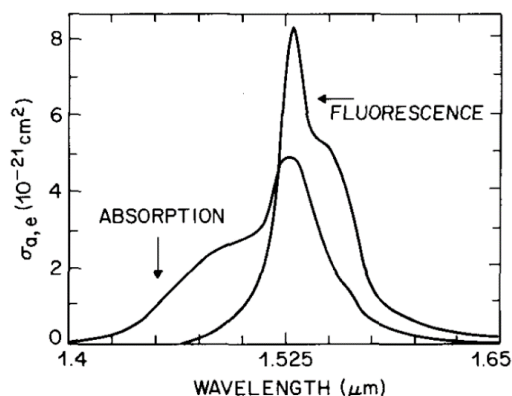


FIGURE 1.7 – Sections efficaces d'absorption et de fluorescence de l'Erbium à température ambiante (d'après [8]).

Mitchell *et al.* suggèrent alors d'utiliser la diffusion Raman stimulée, effet non linéaire du troisième ordre, permettant d'amplifier dans une fibre en silice un signal décalé en fréquence de 13,2 THz (FIGURE 1.8) [9]. Il est ainsi possible d'amplifier un signal à 1650 nm avec une pompe à

1540 nm, ce qui correspond au maximum des EDFA. Cette configuration, dite Master Oscillator Power Amplifier (MOPA), permet d'obtenir plus facilement une source de faible largeur spectrale (déterminée essentiellement par la largeur de l'oscillateur principal).

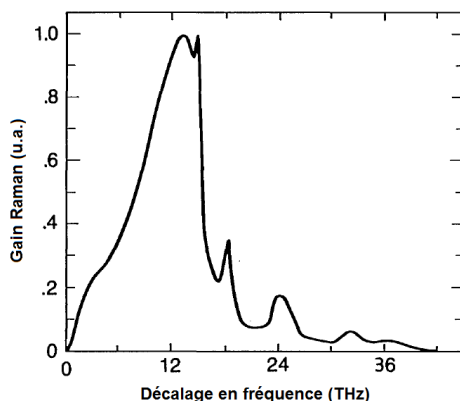


FIGURE 1.8 – Spectre du gain Raman pour une fibre en silice (d'après [9]).

Dans leur montage, la puissance atteignable à 1650 nm est toutefois réduite par un autre effet non linéaire, la diffusion Brillouin stimulée. Celle-ci limite la puissance maximale qui peut se propager dans une fibre, à la fois pour la pompe et le signal, et engendre une onde contre-propagative susceptible d'endommager les composants optiques en amont. Dans une fibre monomode de longueur L , d'aire effective A_{eff} et ayant un gain Brillouin g_B , il est usuellement considéré que le seuil Brillouin est atteint pour une puissance $P = 21 \frac{A_{eff}}{g_B L}$ [10]. Pour une fibre à maintien de polarisation (PM) à 1,5 μm et ayant une longueur de 1 km, cette puissance est d'environ 20 mW.

Le gain Brillouin ($g_B \sim 10^{-11}$ m/W) est trois ordres de grandeur supérieur au gain Raman ($g_R \sim 10^{-14}$ m/W). La bande de gain Brillouin étant cependant étroite ($\Delta\nu_B \sim 10$ MHz) comparée à celle du gain Raman (quelques térahertz), il est possible d'augmenter le seuil d'un facteur $\frac{\Delta\nu_B + \Delta\nu_P}{\Delta\nu_B}$ où $\Delta\nu_P$ est la largeur spectrale de la pompe [10]. L'emploi d'une pompe ayant une largeur de plusieurs centaines de GHz permet alors de diminuer fortement la diffusion Brillouin sans impacter l'amplification Raman. La pompe est obtenue à partir d'une source d'ASE filtrée puis amplifiée dans un EDFA.

Cette méthode ne peut cependant être utilisée pour augmenter le seuil Brillouin du signal pour deux raisons : a) il n'est pas envisageable d'augmenter fortement la largeur spectrale car cela diminuerait la sensibilité de détection du gaz ; b) le décalage Brillouin étant relativement faible ($\nu_B \sim 10$ GHz), la composante générée par diffusion Brillouin est également amplifiée par diffusion Raman. Pour supprimer la diffusion Brillouin, Mitchell *et al.* se sont inspirés des techniques utilisées dans les télécommunications fibrées [11]. Le principe est de faire varier la fréquence instantanée d'une source fine spectralement, la bande effective du gain Brillouin intégré le long de la fibre étant ainsi élargie. Pour une amplitude de modulation de l'ordre de

quelques gigahertz, le seuil Brillouin est augmenté d'un facteur 100 environ. La largeur de la source est cependant incompatible avec la largeur souhaitée pour l'utilisation LIDAR Doppler (< 50 MHz).

Le montage expérimental utilisé par Mitchell *et al.* est le suivant (FIGURE 1.9) : la source d'ASE est obtenue grâce à un EDFA en double-passage. Après filtrage, la pompe est amplifiée dans deux EDFA successifs. La pompe et le signal sont ensuite couplés dans une fibre optimisée pour l'amplification Raman grâce à un multiplexeur (MUX). Après amplification, les deux faisceaux sont séparés dans un démultiplexeur. La largeur du filtre à 1541 nm et les caractéristiques de la fibre Raman utilisée ne sont pas indiquées. La modulation appliquée au DFB à 1651 nm a une amplitude de 3 GHz et une fréquence de répétition de 204 kHz.

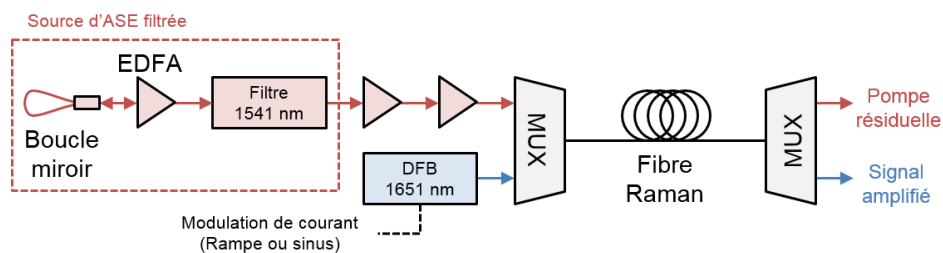


FIGURE 1.9 – Montage expérimental de la source à 1651 nm émettant 1 W continu (d'après [5]).

Dans cette configuration, la diffusion Brillouin est complètement supprimée pour la pompe. La puissance signal est limitée par diffusion Brillouin et atteint 1,2 W. Selon la sensibilité désirée, la source obtenue permet la détection de méthane jusqu'à 100 m.

Cette source démontre la faisabilité d'une source à 1645 nm obtenue par diffusion Raman. Celle-ci reste toutefois trop large (3 GHz) pour répondre à nos critères spectraux (50 MHz) et a été obtenue en régime continu.

La fin de cette partie est consacrée à l'étude de l'amplification Raman mono-fréquence continue à 1178 nm par C. Vergien, I. Dajani et C. Zeringue en 2010 [12]. Cette longueur d'onde porte de l'intérêt pour améliorer les optiques adaptatives dans les télescopes. En effet, le doublement en fréquence d'une telle source permet d'obtenir un faisceau à 589 nm pouvant servir d'étoile guide laser.

L'influence de la puissance injectée dans l'amplificateur et de la longueur de fibre a ainsi été déterminée en régime continu dans le cas co-propagatif, en supposant une puissance de pompe disponible illimitée (FIGURE 1.10). Pour chacune des courbes, la puissance de pompe est calculée itérativement de sorte que le seuil Brillouin soit juste atteint pour le signal amplifié. La diffusion Brillouin sur la pompe n'est pas considérée.

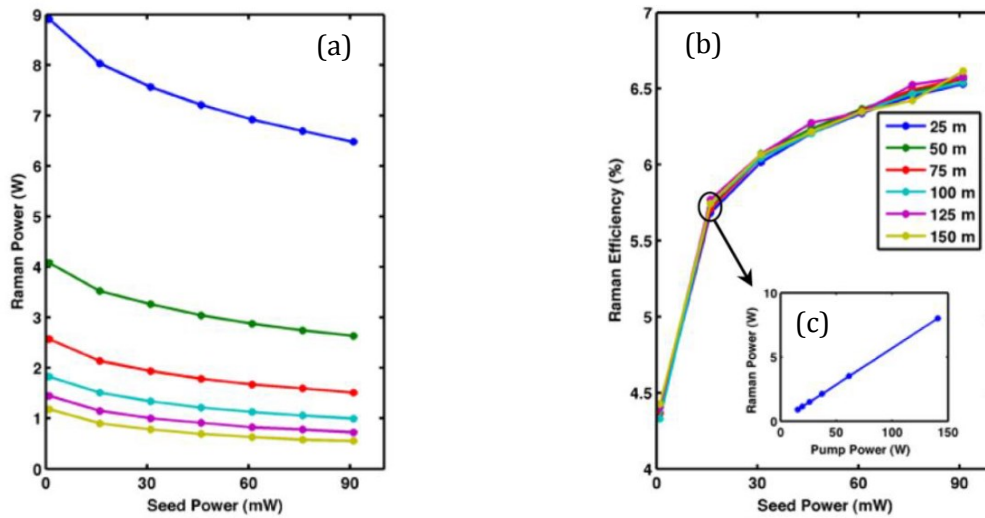


FIGURE 1.10 – (a) Puissance maximale du signal amplifié en fonction de la puissance signal injectée et de la longueur de fibre. (b) Efficacité de l'amplification Raman en fonction de la puissance signal injectée et de la longueur de fibre. (c) Puissance du signal amplifié en fonction de la puissance de pompe à puissance signal injectée constante pour les différentes longueurs de fibre considérées (d'après [12]).

Vergien *et al.* montrent ainsi que les plus hautes puissances pour le signal amplifié sont atteintes en réduisant la puissance injectée et la longueur de fibre (FIGURE 1.10a), ce qui nécessite cependant une puissance de pompe plus importante. L'efficacité de l'amplification Raman ne dépend alors que de la puissance injectée, et pas de la longueur de fibre (FIGURE 1.10b).

Une autre approche possible est de considérer une puissance de pompe constante, ce qui est plus réaliste expérimentalement, et de vérifier l'influence de la puissance signal injectée [6]. Ici la longueur de fibre varie de façon à atteindre le seuil Brillouin pour le signal amplifié (FIGURE 1.11). Dajani *et al.* montrent ainsi qu'il est préférable de raccourcir la fibre et d'injecter plus fort pour maximiser la puissance en sortie de l'amplificateur.

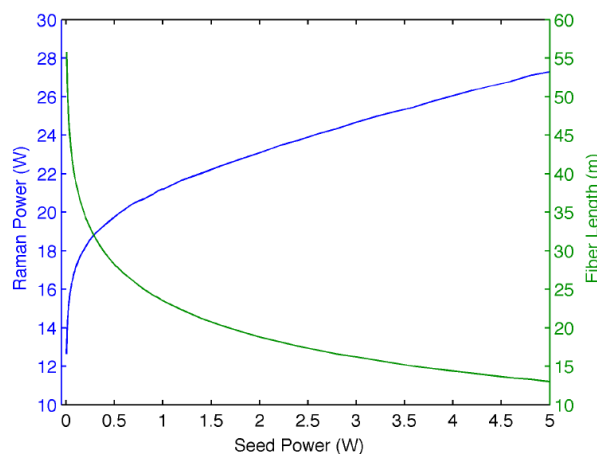


FIGURE 1.11 – Puissance maximale du signal amplifié (en bleu) et longueur de fibre correspondante (en vert) en fonction de la puissance signal injectée, la puissance de pompe étant constante (d'après [6]).

En 2013, la même équipe a réalisé un amplificateur Raman mono-fréquence à 1178 nm émettant 22 W en continu [6]. Le signal est amplifié dans un premier étage d'amplification Raman jusqu'à 3 W environ. La fibre utilisée est une fibre commerciale dont le seuil Brillouin est augmenté en appliquant des variations de température. Le deuxième étage d'amplification Raman est composé d'une fibre dont les propriétés acoustiques ont été spécialement choisies pour augmenter le seuil Brillouin. La pompe utilisée émet 100 W en continu à 1120 nm.

Dans le deuxième étage, la pompe utilisée est large spectralement et co-propagative avec le signal. Un élargissement spectral du signal a été observé, celui-ci étant d'autant plus fort que la puissance de pompe est importante (FIGURE 1.12). Une cause envisagée à cet élargissement est le mélange à 4 ondes, mais n'a pas été confirmée.

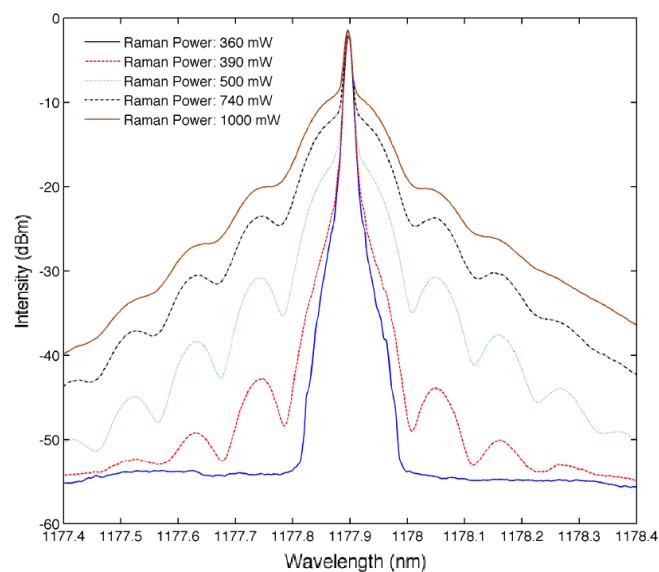


FIGURE 1.12 – Spectre du signal amplifié pour plusieurs puissances de pompe (d'après [6]).

Pour une pompe contra-propagative, la largeur spectrale du signal (< 2 MHz) est maintenue. Conformément aux simulations de l'article précédent, la puissance du signal amplifié croît linéairement avec la puissance de pompe si la longueur de fibre est adaptée. Pour une puissance de pompe de 100 W, le signal amplifié atteint 22,2 W.

Le TABLEAU 1.3 est un récapitulatif des sources détaillées précédemment et de la source à concevoir. Les paramètres incompatibles avec la source à concevoir sont surlignés en foncé et ceux qui doivent être améliorés en clair.

1.1 LIDAR méthane et vent, intérêt d'une source à 1645 nm

Source	A concevoir	Mitchell [5]	Dajani [6]	Fix [2]	Tang [1]
Technologie	Raman	Raman	Raman	OPO	Er:YAG
λ	1645 nm	1651 nm	1178 nm	1,64 μm	1645 nm
Régime	imp.	cw	cw	imp.	imp.
E_{imp}	50 ou 20 μj	X	X	10 mJ	1 mJ
Durée imp.	100 ns	X	X	6 ns	185 ns
Cadence	20 kHz	X	X	100 Hz	1 kHz
P_{moy}	1 ou 0,4 W	1 W	22 W	1 W	1 W
Largeur	50 ou 10 MHz	3 GHz	< 2 MHz	60 MHz	< 10 GHz
Sens. envir.	non	non	non	oui [3]	non

TABLEAU 1.3 – Spécifications de la source à concevoir et des sources existantes.

Les sources paramétriques optiques sont performantes mais restent trop sensibles à l'environnement. Les sources Er:YAG n'ont pas cette sensibilité mais le fonctionnement mono-fréquence (~ 50 MHz) à 1645 nm n'a pas été démontré. L'amplification Raman à 1645 nm a été démontrée en régime continu, ainsi que l'amplification Raman mono-fréquence.

Ces résultats nous confortent dans l'idée que la diffusion Raman est une piste à explorer pour la conception d'une source mono-fréquence impulsionnelle à 1645 nm. Celle-ci repose sur la non linéarité d'ordre 3 dans les fibres optiques, que nous allons décrire dans la partie suivante.

1.2 Propagation linéaire et non linéaire dans les fibres optiques

Dans cette partie, j'ai souhaité ré-établir rapidement les expressions d'évolution du champ optique dans une fibre sous l'effet de plusieurs effets non linéaires (auto-modulation de phase, modulation de phase croisée, diffusion Raman et diffusion Brillouin). Ces expressions ont déjà été établies à plusieurs reprises mais les notations, les conventions et les unités employées varient souvent selon les effets considérés. Nous allons voir dans cette étude que sous l'effet d'une pompe puissante ces différents effets non linéaires peuvent entrer en compétition. Pour comparer leur influence, il est donc nécessaire d'établir chaque expression selon les mêmes notations et conventions. La plupart des équations seront établies dans le cas continu. Les impulsions pompe et signal étant de l'ordre de la centaine de nanoseconde et les longueurs de fibres en jeu étant de l'ordre du mètre, on pourra considérer que ces équations seront valables pour le régime permanent établi après la propagation.

1.2.1 Polarisation induite par la propagation d'une onde lumineuse dans une fibre

Au cours de sa propagation dans une fibre, une onde lumineuse interagit avec le matériau. A l'échelle microscopique, un modèle simplifié consiste à considérer l'atome comme un nuage d'électrons autour d'un noyau atomique (FIGURE 1.13).

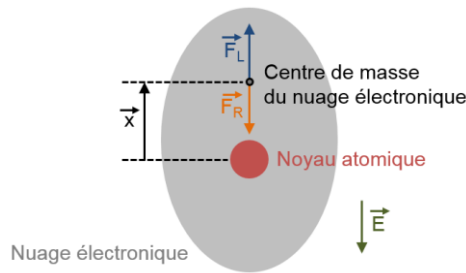


FIGURE 1.13 – Représentation simplifiée d'un atome soumis à un champ électrique lumineux.

Le champ électrique lumineux \vec{E} déplace le nuage électronique par la force de Lorentz \vec{F}_L , dont la contribution magnétique est négligée. Le noyau atomique étant beaucoup plus lourd que le nuage électronique ($m_e \ll m_p$), on peut ne considérer que le déplacement relatif \vec{x} du centre de masse du nuage.

Le nuage électronique étant mis hors équilibre ($\vec{x} \neq 0$), il subit une force de rappel \vec{F}_R et le déplacement \vec{x} de chaque électron induit un dipôle électrique \vec{p}_e :

$$\vec{p}_e = -e\vec{x} \quad \text{Eq.1.1}$$

D'un point de vue macroscopique, en considérant un milieu ayant une densité d'électrons N_e , on peut introduire la polarisation \vec{p} induite dans ce milieu par le déplacement de l'ensemble des électrons :

$$\vec{p} = N_e \vec{p}_e = -N_e e \vec{x} \quad \text{Eq.1.2}$$

Pour un champ faible, \vec{p} est linéaire avec \vec{E} et le matériau n'induit que de l'absorption et de la dispersion. La polarisation linéaire \vec{p}_L est alors reliée au champ \vec{E} à travers le tenseur de susceptibilité linéaire $\chi^{(1)}$ [13] :

$$\vec{p}_L(t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(t-t') \vec{E} dt' \quad \text{Eq.1.3}$$

Dans le cas d'un champ fort, il est nécessaire de prendre en compte la variation de la polarisation \vec{p} avec les ordres supérieurs du champ \vec{E} . On dit alors que les effets induits sont non linéaires.

La verre de silice étant centrosymétrique, les effets d'ordre 2 s'annulent dans les fibres optiques usuelles [10]. Les effets d'ordre 4 et supérieur nécessitent des champs lumineux extrêmement intenses et ne sont pas considérés ici, car négligeables.

La polarisation non linéaire \vec{p}_{NL} dans les fibres en silice peut donc être exprimée uniquement en fonction du tenseur de susceptibilité non linéaire d'ordre 3 $\chi^{(3)}$ [13] :

$$\vec{p}_{NL}(t) = \epsilon_0 \iiint_{-\infty}^{\infty} \chi^{(3)}(t-t_1, t-t_2, t-t_3) : \vec{E}(t_1) \vec{E}(t_2) \vec{E}(t_3) dt_1 dt_2 dt_3 \quad \text{Eq.1.4}$$

La polarisation totale induite $\vec{p} = \vec{p}_L + \vec{p}_{NL}$ joue alors le rôle de source dans l'équation d'onde régissant la propagation du champ électrique lumineux. En supposant un champ optique et une polarisation induite polarisés linéairement selon le même axe, les équations de Maxwell permettent d'obtenir l'équation de propagation suivante [10] :

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad \text{Eq.1.5}$$

Dans une fibre en silice, la polarisation non linéaire est en général faible comparée à la polarisation linéaire. Une approximation supplémentaire consiste alors à considérer p_{NL} comme une perturbation.

1.2.2 Propagation linéaire

Nous allons donc d'abord résoudre l'Eq.1.5 dans le cas linéaire $p_{NL} = 0$. Le champ électrique E est considéré comme quasi-monochromatique à ω_0 (sa largeur spectrale vérifie $\Delta\omega \ll \omega_0$) et de constante de propagation β_0 . Le champ électrique E peut alors s'écrire :

$$E(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} [\mathbf{E}(\vec{r}, t) \exp(i(\beta_0 z - \omega_0 t)) + cc] \quad \text{Eq.1.6}$$

Dans le domaine fréquentiel, l'Eq.1.5 s'écrit alors :

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{E}} + \epsilon^{(1)}(\omega_0) \frac{\omega_0^2}{c^2} \tilde{\mathbf{E}} = 0 \quad \text{Eq.1.7}$$

Où $\epsilon^{(1)}$ est la constante diélectrique d'ordre 1 du matériau, qui s'exprime en fonction de son indice de réfraction n et du coefficient d'absorption α :

$$\epsilon^{(1)} = 1 + \tilde{\chi}_{xx}^{(1)} = \left(n + \frac{i\alpha c}{2\omega} \right)^2 \quad \text{Eq.1.8}$$

Dans une fibre en silice, le coefficient d'absorption est typiquement négligeable et peut être traité comme une perturbation [10]. Il est ainsi usuel d'exprimer l'Eq.1.7 sous la forme :

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{E}} + \beta^2(\omega_0) \tilde{\mathbf{E}} = 0 \quad \text{Eq.1.9}$$

Où β est la constante de propagation du mode considéré :

$$\beta = n(\omega) \frac{\omega}{c} \quad \text{Eq.1.10}$$

Cette constante de propagation est souvent développée en série de Taylor dans les calculs analytiques afin de rendre compte de la dynamique d'impulsions ayant un spectre large :

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{\beta_2}{2}(\omega - \omega_0)^2 + \frac{\beta_3}{6}(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad \text{Eq.1.11}$$

$$\beta_m = \left(\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \quad \text{Eq.1.12}$$

L'équation d'onde décrite dans l'Eq.1.9 se résout en séparant les variables, le champ $\tilde{\mathbf{E}}$ ayant la forme générale :

$$\tilde{\mathbf{E}} = \tilde{U}(\omega) \mathcal{F}(x, y) \exp(i\beta_0 z) \quad \text{Eq.1.13}$$

Où \tilde{U} est l'amplitude complexe du champ dans l'espace des fréquences et \mathcal{F} la distribution modale transverse du champ.

\mathcal{F} vérifie l'équation d'Helmholtz qui définit les modes transverse susceptibles de se propager dans la fibre à une longueur d'onde donnée. La FIGURE 1.14 montre des exemples de modes transverse pouvant de propager dans une fibre à saut d'indice [14].

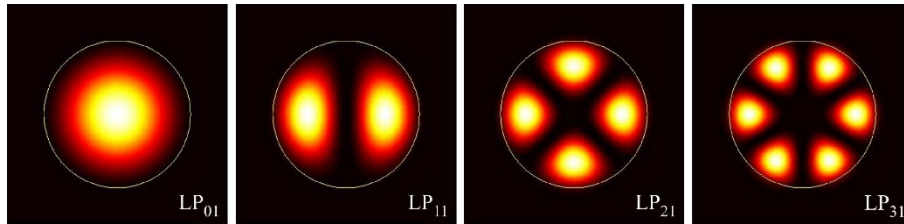


FIGURE 1.14 – Exemples de modes transverse dans une fibre à saut d'indice (d'après [14]).

Nous supposons maintenant que la fibre est monomode et nous ne considérons plus que le mode fondamental (LP₀₁). La distribution de ce mode est usuellement ajustée par une fonction gaussienne de largeur w , comparable au rayon de cœur a de la fibre (FIGURE 1.15) [15] :

$$\mathcal{F}(x, y) \approx \exp\left(-\frac{(x^2 + y^2)}{w^2}\right) \quad \text{Eq.1.14}$$

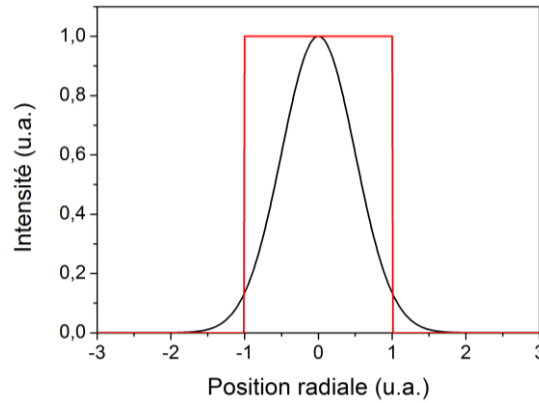


FIGURE 1.15 – Exemple de distribution d'intensité du mode fondamental pour une fibre à saut d'indice. Le cœur est représenté en rouge.

Pour pouvoir prendre en compte les effets non linéaires par la suite, nous introduisons l'aire effective :

$$A_{eff} = \frac{(\iint_{-\infty}^{\infty} |\mathcal{F}(x, y)|^2 dx dy)^2}{\iint_{-\infty}^{\infty} |\mathcal{F}(x, y)|^4 dx dy} \quad \text{Eq.1.15}$$

A puissance P (en W) donnée, l'aire effective A_{eff} (en m^2) mesure le confinement du mode considéré. L'intensité I (en W/m^2) du champ optique s'exprime alors :

$$I = \frac{P}{A_{eff}} = 2nc\epsilon_0 |E|^2 \quad \text{Eq.1.16}$$

Pour une distribution gaussienne de largeur w (Eq.1.14), l'aire effective s'écrit simplement :

$$A_{eff} \approx \pi w^2 \quad \text{Eq.1.17}$$

Nous appliquons maintenant l'approximation de l'enveloppe lentement variable pour résoudre l'Eq.1.9 [10]. Il est alors possible d'obtenir l'équation de propagation sur l'amplitude complexe :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = 0 \quad \text{Eq.1.18}$$

Où $A = \sqrt{2nc\epsilon_0 A_{eff}} U$ est l'amplitude complexe normalisée (en \sqrt{W}) de sorte que $|A|^2$ représente la puissance du faisceau.

Pour les temps et longueurs typiques en jeu dans ce travail (respectivement de l'ordre de la nanoseconde et du mètre), le terme en β_2 liée à la dispersion est négligeable et ne sera donc pas considéré par la suite.

1.2.3 Catégorisation des effets non linéaires

Nous prenons maintenant en compte la polarisation non linéaire d'ordre 3 induite par les champs électriques forts. Cette polarisation est composée d'une partie instantanée p_{Kerr} , appelée effet Kerr, et d'une partie retardée p_{Raman} appelée diffusion Raman [9] (Eq.1.19). Les intégrales temporelles dans l'expression de p_{Kerr} , instantanée, se simplifient alors (Eq.1.20).

$$p_{NL} = p_{Kerr} + p_{Raman} \quad \text{Eq.1.19}$$

$$p_{Kerr} = \epsilon_0 \chi_K EEE \quad \text{Eq.1.20}$$

$$p_{Raman} = \epsilon_0 \iiint_{-\infty}^{\infty} \chi_{Raman}(t - t_1, t - t_2, t - t_3) E(t_1) E(t_2) E(t_3) dt_1 dt_2 dt_3 \quad \text{Eq.1.21}$$

Où χ_K et χ_{Raman} sont respectivement les susceptibilités Kerr et Raman.

Au sein de ces polarisations instantanée et retardée, les effets peuvent se séparer en deux sous-catégories : les effets nécessitant un accord de phase pour être efficaces et ceux uniquement liés à l'intensité du champ.

Les effets non linéaires peuvent également être séparés selon une autre sous-catégorie : les effets liés à la partie réelle de la susceptibilité, qui vont apporter une phase non linéaire supplémentaire, et les effets liés à la partie imaginaire qui vont apporter du gain ou de l'absorption.

Dans les parties suivantes, nous allons déterminer l'expression de l'équation décrivant l'évolution du champ optique sous l'influence des différents effets non linéaires en partant de l'expression de leur polarisation. Le détail de l'obtention de chacune des polarisations est donné en annexe [A.1](#).

1.2.4 Effets instantanés liés à l'intensité (réfraction non linéaire)

Nous ne considérons dans cette partie que les effets liés à l'intensité et dus à la polarisation instantanée p_{Kerr} .

- Auto-modulation de phase

Dans le cas d'une seule onde monochromatique se propageant à ω_S , la composante à ω_S de la polarisation non linéaire peut s'exprimer :

$$p_{SPM} = \frac{3}{4} \epsilon_0 \chi_K |E_S|^2 E_S \quad \text{Eq.1.22}$$

La polarisation induite étant proportionnelle à l'intensité $|E_S|^2$, aucun accord de phase n'est nécessaire.

La partie imaginaire de χ_K provoque de l'absorption à deux photons. Celle-ci est en pratique négligeable dans les fibres en silice. On introduit alors l'indice de réfraction non linéaire n_2 [10] :

$$n_2 = \frac{3}{8n} \chi_K' \quad \text{Eq.1.23}$$

Selon les conventions, l'unité de n_2 peut être le m^2/V^2 s'il est appliqué à un champ électrique ou le m^2/W s'il est appliqué à une intensité, c'est ce dernier cas qui sera considéré par la suite.

De façon analogue à la partie 1.2.2, l'Eq.1.5 peut être simplifiée grâce à l'approximation de l'enveloppe lentement variable pour faire apparaître l'équation de propagation sur l'amplitude complexe :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = i\gamma |A|^2 A \quad \text{Eq.1.24}$$

Où γ est le coefficient non linéaire à la longueur d'onde considérée (Eq.1.25) [10] :

$$\gamma = \frac{n_2 \omega}{c A_{eff}} \quad \text{Eq.1.25}$$

En supposant un signal dont la puissance $P_0 = |A(0)|^2$ reste constante au cours de la propagation, la résolution de l'Eq.1.24 permet de décrire l'évolution de l'amplitude complexe :

$$A(z) = A(0) \exp(i\gamma P_0 z) \quad \text{Eq.1.26}$$

Au cours de sa propagation, une onde monochromatique accumule ainsi une phase non linéaire auto-induite ϕ_{SPM} , cet effet est appelé auto-modulation de phase (SPM).

$$\phi_{SPM}(T) = \gamma P_0(T) L \quad \text{Eq.1.27}$$

En sortie d'une fibre de longueur L , les variations temporelles de puissance induisent ainsi un décalage en fréquence instantanée δf et donc un élargissement spectral :

$$\delta f(T) = -\frac{1}{2\pi} \frac{\partial \phi_{SPM}}{\partial T} = -\frac{\gamma L}{2\pi} \frac{\partial P_0(T)}{\partial T} \quad \text{Eq.1.28}$$

La SPM est donc assimilable à une variation de l'indice de réfraction $\Delta n = n_2 \frac{P_0}{A_{eff}}$ due à l'intensité du faisceau se propageant dans la fibre.

- Modulation de phase croisée

Nous considérons maintenant la polarisation non linéaire induite à ω_I en présence de deux ondes monochromatiques se propageant à ω_I et à ω_P . Celle-ci comporte toujours le terme dû à l'auto-modulation de phase p_{SPM} mais également un autre terme p_{XPM} dû à la présence de l'onde à ω_P :

$$p_{XPM} = 2 \times \frac{3}{4} \epsilon_0 \chi_K |E_P|^2 E_S \quad \text{Eq.1.29}$$

Ici, la variation d'intensité d'une onde à ω_p entraîne une variation d'indice pour l'onde à ω_l , cet effet est appelé modulation de phase croisée (XPM).

Toujours dans l'approximation de l'enveloppe lentement variable, l'équation de propagation de l'amplitude complexe de l'onde à ω_s prenant en compte SPM et XPM s'exprime :

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} = i\gamma_l(|A_l|^2 + 2|A_p|^2)A_l \quad \text{Eq.1.30}$$

L'obtention de l'Eq.1.30 suppose que l'aire effective A_{eff} est la même pour les ondes à ω_l et ω_p , ce qui est généralement le cas pour les fibres monomodes pour des écarts en longueur d'onde inférieurs à 100 nm. Pour un écart supérieur ou dans le cas d'une fibre multimode, il est nécessaire de prendre en compte le recouvrement entre les modes à ω_l et à ω_p [10].

En plus de l'auto-modulation de phase, l'onde à ω_l accumule de la phase $\phi_{XPM}(t)$ induite par la pompe de puissance $P_p(T)$:

$$\phi_{XPM}(T) = 2\gamma P_p(T)L \quad \text{Eq.1.31}$$

1.2.5 Effets instantanés nécessitant un accord de phase (génération paramétrique)

Nous considérons maintenant les effets nécessitant un accord de phase et dus à la polarisation instantanée p_{Kerr} . Ceux-ci peuvent être utilisés pour générer une polarisation non linéaire à des fréquences optiques autres que celles se propageant initialement. Ces effets n'échangent pas d'énergie avec le milieu et sont dits paramétriques.

A partir de 3 ondes à ω_1 , ω_2 et ω_3 , il est théoriquement possible de générer 19 autres composantes, supposées positives. Cette interaction est appelée mélange à 4 ondes (FWM).

$3\omega_1$	$\omega_1 + \omega_2 + \omega_3$	$2\omega_1 + \omega_2$	$2\omega_2 + \omega_1$	$2\omega_3 + \omega_1$
$3\omega_2$	$\omega_1 + \omega_2 - \omega_3$	$2\omega_1 - \omega_2$	$2\omega_2 - \omega_1$	$2\omega_3 - \omega_1$
$3\omega_3$	$\omega_1 - \omega_2 + \omega_3$	$2\omega_1 + \omega_3$	$2\omega_2 + \omega_3$	$2\omega_3 + \omega_2$
	$\omega_1 - \omega_2 - \omega_3$	$2\omega_1 - \omega_3$	$2\omega_2 - \omega_3$	$2\omega_3 - \omega_2$

Prenons l'exemple $\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 - \omega_3$ ayant une polarisation sous la forme $p_4 = \frac{1}{2}[\mathbf{p}_4 \exp(i(\beta(\omega_4)z - \omega_4 t) + cc)]$. Celle-ci peut alors être reliée aux champs :

$$\mathbf{p}_4 = 2 \times \frac{3}{4} \epsilon_0 \chi_K \mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2 \mathbf{E}_3^* \exp(i\Delta\beta_{FWM}z) \quad \text{Eq.1.32}$$

$$\Delta\beta_{FWM} = \beta(\omega_1) + \beta(\omega_2) - \beta(\omega_3) - \beta(\omega_4) \quad \text{Eq.1.33}$$

$$k_j = \frac{n_j \omega_j}{c} \quad \text{Eq.1.34}$$

Pour que la conversion soit efficace, il est nécessaire que le terme de désaccord de phase $\Delta\beta_{FWM}$ soit nul. D'un point de vue mécanique quantique, cela correspond à une conservation du moment (en plus de la conservation de l'énergie) lors de la conversion de photons.

En pratique, l'accord de phase est difficile à obtenir dans les fibres optiques (comparées aux cristaux non linéaires) à l'exception du cas $\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 - \omega_3$. Plus particulièrement, lorsque $\omega_2 = \omega_1$, le mélange à 4 ondes est dit dégénéré [10]. Dans cette configuration, une pompe à ω_1 génère (ou amplifie) deux composantes symétriques ω_3 et ω_4 décalées en fréquence de Ω_{FWM} :

$$\Omega_{FWM} = \omega_1 - \omega_3 = \omega_4 - \omega_1 \quad \text{Eq.1.35}$$

La dispersion chromatique et la phase non linéaire ajoutée par SPM et XPM participent également au désaccord de phase et, selon leurs signes, permettent justement de l'annuler. Pour une pompe de puissance P_p , on peut ainsi montrer que l'accord de phase est obtenu pour [16] :

$$\beta_2 \Omega_{FWM}^2 + 2\gamma P_p = 0 \quad \text{Eq.1.36}$$

L'Eq.1.36 ne peut être vérifiée que si $\beta_2(\omega_1) < 0$, ce qui correspond au régime dit anormal de la fibre. Lorsque le mélange à 4 ondes dégénéré est amorcé par le bruit de photons, on parle alors d'instabilité de modulation.

1.2.6 Effets retardés liés à l'intensité (diffusion Raman)

Dans cette partie nous ne considérons que les effets retardés liés à l'intensité. Contrairement à la polarisation Kerr qui est due au mouvement des électrons et qui peut donc être considérée comme instantanée, la polarisation Raman est due à la polarisabilité des molécules en présence d'un champ électrique. Pour les molécules de silice, le temps de réponse est typiquement de l'ordre de 50-100 fs [9].

Ces vibrations moléculaires entraînent une diffusion de la lumière à des fréquences plus petites (appelées composantes Stokes) et plus grandes (anti-Stokes). Cet effet a été découvert en 1928 par C.V. Raman [17] et porte son nom.

D'un point de vue quantique, dans le cas Stokes, un photon incident à ω_p fait passer la molécule d'un état neutre « n » à un état vibrationnel « vib », en passant par un état virtuel « vir ». Cette transition s'accompagne de l'émission d'un photon à $\omega_l = \omega_p - \Omega$ et d'un phonon à Ω . Cette interaction est appelée diffusion Raman spontanée Stokes (FIGURE 1.16a).

Si un photon incident à ω_l arrive simultanément avec un photon à ω_p , les deux photons sortants à ω_l ont la même énergie, même phase et même polarisation, c'est la diffusion Raman stimulée Stokes (FIGURE 1.16b).

Dans le cas où la molécule est déjà dans un état vibrationnel, un photon incident à ω_l peut la faire repasser dans un état neutre en émettant un photon à ω_p et en annihilant un phonon à Ω , c'est la diffusion Raman spontanée anti-Stokes (FIGURE 1.16c). L'agitation thermique pouvant créer des phonons, leur nombre moyen à Ω est donné par une statistique de Bose-Einstein :

$$\eta = \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar\Omega/2\pi}{k_B T_K}\right) - 1} \quad \text{Eq.1.37}$$

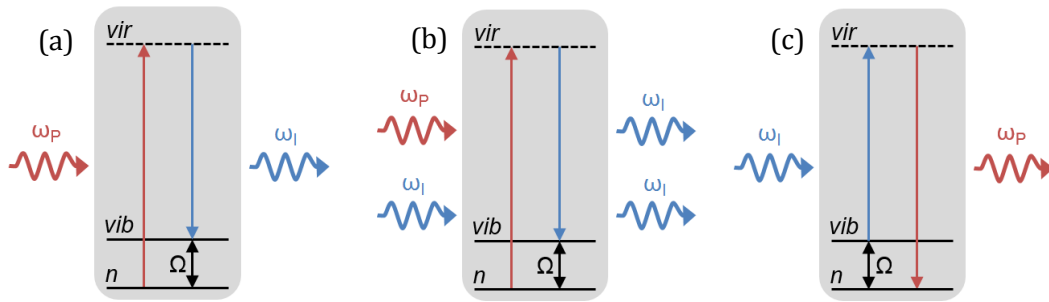


FIGURE 1.16 – Diagramme des niveaux d'énergie représentant la diffusion Raman spontanée Stokes (a), stimulée Stokes (b) et spontanée anti-Stokes (c).

Comme nous le verrons sur la [FIGURE 1.18](#), le gain Raman est maximal dans la silice pour un décalage en fréquence de 13 THz entre la pompe et le signal. A température ambiante, le nombre moyen de phonons correspondant est donc de $\eta_R = 0,14$ et la diffusion Raman spontanée anti-Stokes est négligeable.

Le décalage en fréquence Ω dépend des molécules du matériau dans lequel a lieu la diffusion Raman. Cette dernière peut donc être utilisée pour caractériser la composition du matériau, c'est la spectroscopie Raman. Dans le cas des télécommunications fibrées, la diffusion Raman doit être prise en compte car elle peut impacter négativement les performances d'une transmission à plusieurs longueurs d'onde en transférant de l'énergie entre les canaux. La diffusion Raman stimulée est enfin utilisée en tant qu'amplificateur fibré ou laser accordable.

Dans une description classique, Blow et Wood ont montré que la polarisation non linéaire induite par les vibrations moléculaires pouvait admettre une expression simplifiée dans le cas des effets non linéaires liés à l'intensité [18] :

$$p_{Raman} = \epsilon_0 E(t) \int_{-\infty}^t \chi_R(t-t') E(t') E(t') dt' \quad \text{Eq.1.38}$$

La susceptibilité Raman χ_R associée aux vibrations moléculaires peut s'exprimer en fonction de son amplitude χ_0 et de sa réponse temporelle h_R normalisée de sorte que $\int_{-\infty}^{\infty} h_R(t) dt = 1$.

$$\chi_R(t) = \chi_0 h_R(t) \quad \text{Eq.1.39}$$

Cette réponse temporelle a été déterminée pour une fibre en silice par Stolen *et al.* en 1989 [9] ([FIGURE 1.17](#)).

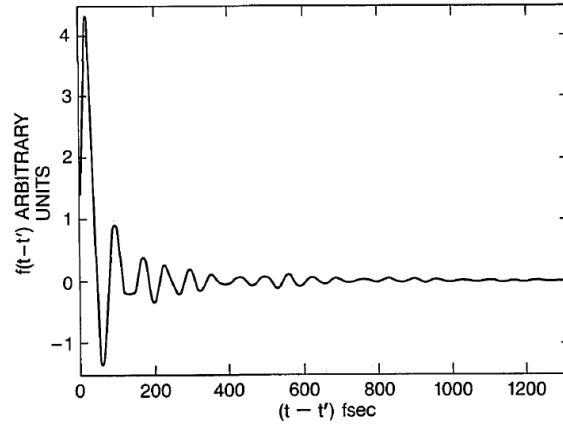


FIGURE 1.17 – Réponse temporelle de la susceptibilité Raman pour une fibre en silice (d'après [9]).

En présence de deux ondes à ω_P et $\omega_I = \omega_P - \Delta\omega$ et en supposant une durée d'impulsion supérieure à la picoseconde, la polarisation non linéaire complexe à ω_I peut s'écrire :

$$\mathbf{p}_{Raman}(\omega_I) = \frac{2}{4} \epsilon_0 \chi_0 \left(|E_I|^2 + |E_P|^2 + |E_P|^2 \tilde{h}_R(-\Delta\omega) \right) \mathbf{E}_I \quad \text{Eq.1.40}$$

Comparée à la polarisation non linéaire induite par effet Kerr, trois différences importantes sont à noter :

- Le coefficient 2 (et non 3) en facteur de l'expression.
 - L'absence d'un coefficient 2 devant le terme de modulation de phase croisée $|E_P|^2$.
- Ces deux différences sont dues au fait que le champ induit est rendu discernable par le retard.
- Un terme supplémentaire proportionnel à $|E_P|^2$ et la transformée de Fourier de la réponse temporelle Raman apparaît. \tilde{h}_R est complexe et dépend du décalage en fréquence $\Delta\omega$ entre les deux ondes pompe et signal.

Bien que retardée, la susceptibilité Raman participe donc également à la réfraction non linéaire. On obtient ainsi une nouvelle expression pour le coefficient non linéaire n_2 , qui remplace celle de l'Eq.1.23 [19] :

$$n_2 = \frac{1}{8n} (3\chi'_K + 2\chi_0) = \frac{1}{8n} \frac{2\chi_0}{f_R} \quad \text{Eq.1.41}$$

Où f_R est la fraction non linéaire de la contribution Raman définie comme :

$$f_R = \frac{2\chi_0}{3\chi'_K + 2\chi_0} \quad \text{Eq.1.42}$$

Dans les fibres en silice, f_R vaut typiquement 0,18 [9].

En appliquant à nouveau l'approximation de l'enveloppe lentement variable, on obtient l'équation de propagation suivante :

$$\frac{\partial A_I}{\partial z} = i\gamma_I \left(|A_I|^2 + (2 - f_R)|A_P|^2 + f_R|A_P|^2 \tilde{h}_R(-\Delta\omega) \right) A_I \quad \text{Eq.1.43}$$

La FIGURE 1.18 montre les parties imaginaire (trait plein) et réelle (pointillés) de \tilde{h}_R pour une fibre en silice. La partie imaginaire \tilde{h}_R'' est négative si $\omega_p > \omega_I$, la pompe amplifie alors le signal. Le maximum de \tilde{h}_R'' est atteint pour un décalage en fréquence de l'ordre de 13 THz, \tilde{h}_R est alors imaginaire pur.

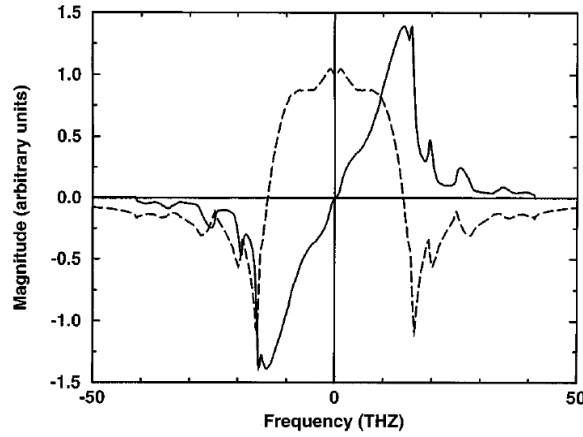


FIGURE 1.18 – Parties imaginaire (trait plein) et réelle (pointillés) de la transformée de Fourier de la réponse temporelle unitaire pour une fibre en silice (d'après [19]).

En introduisant le gain Raman en puissance \mathcal{G}_r , l'Eq.1.43 s'écrit:

$$\frac{\partial A_S}{\partial z} = i\gamma_I \left(|A_I|^2 + (2 - f_R)|A_P|^2 + \frac{\mathcal{G}_R''}{2}|A_P|^2 \right) A_I + \frac{\mathcal{G}_R'}{2}|A_P|^2 A_I \quad \text{Eq.1.44}$$

$$\mathcal{G}_r(\omega_I, \Delta\omega) = 2i\gamma_I f_R \tilde{h}_R(-\Delta\omega) \quad \text{Eq.1.45}$$

Nous négligeons pour l'instant les termes dus aux modulations de phase et à la partie imaginaire du gain Raman puis exprimons l'Eq.1.45 en faisant intervenir la puissance optique du signal, ainsi que l'équation de propagation pour la pompe dans le cas co-propagatif :

$$\frac{\partial P_I}{\partial z} = \frac{g_r(\omega_I, \Delta\omega)}{A_{eff}} P_P P_I \quad \text{Eq.1.46}$$

$$\frac{\partial P_P}{\partial z} = -\frac{\omega_P}{\omega_I} \frac{g_r(\omega_I, \Omega)}{A_{eff}} P_P P_I \quad \text{Eq.1.47}$$

Où g_r est le gain Raman en intensité (m/W) introduit par commodité :

$$g_r(\omega_I, \Omega_R) = A_{eff} \mathcal{G}_r' = 2n_2 \frac{\omega_I}{c} f_R |\tilde{h}_R''(\Omega)| \quad \text{Eq.1.48}$$

Les [Eq.1.46](#) et [Eq.1.47](#) nous permettent de retrouver la conservation du nombre de photons (et non de l'énergie) vue dans la description quantique de la diffusion Raman :

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{P_p}{\omega_p} + \frac{P_s}{\omega_s} \right) = 0 \quad \text{Eq.1.49}$$

L'[Eq.1.49](#) fait alors apparaître une constante C_{co} proportionnelle au nombre de photons :

$$C_{co} = P_p(0) + \Upsilon P_s(0) \quad \text{Eq.1.50}$$

$$\Upsilon = \frac{\omega_p}{\omega_s} \quad \text{Eq.1.51}$$

Dans le cas contra-propagatif, une fois le régime permanent établi, les [Eq.1.47](#), [Eq.1.49](#) et [Eq.1.50](#) s'expriment (pour une fibre de longueur L) :

$$\frac{\partial P_p}{\partial z} = + \frac{\omega_p}{\omega_s} \frac{g_r(\omega_s, \Omega)}{A_{eff}} P_p P_s \quad \text{Eq.1.52}$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{P_p}{\omega_p} - \frac{P_s}{\omega_s} \right) = 0 \quad \text{Eq.1.53}$$

$$C_{contra} = P_p(L) - \Upsilon P_s(L) \quad \text{Eq.1.54}$$

Pour simplifier les notations, nous supposons maintenant que le signal est à la résonance. Le gain Raman est alors maximal : $g_R = g_r(\omega_s, \Omega)$.

Dans une première approximation, en considérant que la puissance de pompe ne diminue pas avec l'amplification ($P_p(z) = P_p(0) = P_p$), la puissance du signal croît de façon exponentielle dans la fibre :

$$P_s(L) = P_s(0) \exp\left(\frac{g_R P_p L}{A_{eff}}\right) = P_s(0) e^{G_R} = P_s(0) \mathcal{G}_R \quad \text{Eq.1.55}$$

Dans le cas où aucun signal n'est injecté, la diffusion Raman spontanée ayant lieu dans la fibre peut être suffisante pour qu'elle soit ensuite amplifiée par diffusion Raman stimulée. Par la suite, cet effet sera appelé "ASE Raman". La perte d'énergie induite pouvant être gênante, il est utile de calculer la puissance de pompe seuil P_{seuil} pour laquelle la puissance d'ASE Raman P_{ASER} en fin de fibre est non négligeable ($P_{ASER}(L) = P_{seuil}$ est la condition retenue par R. G. Smith [20]) :

$$P_{seuil} = 16 \frac{A_{eff}}{g_R L} \quad \text{Eq.1.56}$$

L'obtention de l'[Eq.1.56](#) sera détaillée dans le cas de la diffusion Brillouin (partie 1.2.7), pour laquelle le raisonnement est similaire.

Il est important de signaler que l'[Eq.1.55](#) n'est valable que dans le cas d'une puissance de pompe ne diminuant pas, or la pompe cède de l'énergie au milieu et au signal. Lorsque la puissance du signal amplifié est similaire à celle de la pompe, le gain diminue. Le sens de propagation de la pompe par rapport au signal influe alors sur le profil du signal amplifié.

Dans les cas co et contra-propagatif, la puissance du signal amplifié s'exprime respectivement [12] :

$$P_I(L) = P_I(0) \frac{C_{co} \exp\left(\frac{g_R C_{co} L}{A_{eff}}\right)}{P_P(0) + \gamma P_I(0) \exp\left(\frac{g_R C_{co} L}{A_{eff}}\right)} = P_I(0) \mathcal{G}_{RDco} \quad \text{Eq.1.57}$$

$$P_I(L) = P_I(0) \frac{C_{contra} \exp\left(\frac{g_R C_{contra} L}{A_{eff}}\right)}{C_{contra} + \gamma P_I(0) \left(1 - \exp\left(\frac{g_R C_{contra} L}{A_{eff}}\right)\right)} = P_I(0) \mathcal{G}_{RDcontra} \quad \text{Eq.1.58}$$

L'expression de la puissance signal dans le cas co-propagatif (Eq.1.57) peut se résoudre facilement. En revanche, dans le cas contra-propagatif (Eq.1.58), l'expression de $P_I(L)$ fait intervenir C_{contra} qui elle-même dépend de $P_I(L)$. L'Eq.1.58 est donc une équation transcendante nécessitant une résolution numérique.

Dans les deux cas, le profil de la puissance de pompe peut simplement être déterminé à partir des Eq.1.50 et Eq.1.54.

Des exemples de profils de pompe et signal sont tracés dans les cas co (FIGURE 1.19a) et contra-propagatif (FIGURE 1.19b), pour des paramètres de fibre et puissances initiales identiques.

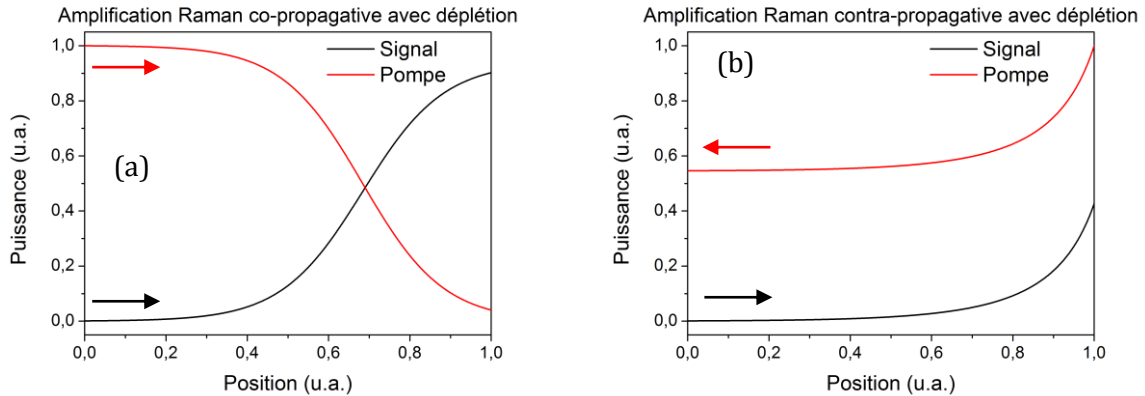


FIGURE 1.19 – Profils longitudinaux des puissances pompe et signal dans les cas co-propagatif (a) et contra-propagatif (b).

On peut remarquer sur la FIGURE 1.19a que, dans le cas co-propagatif, la déplétion de la pompe n'affecte pas les profils pompe et signal en amont, l'amplification reste efficace. En revanche, dans le cas contra-propagatif (FIGURE 1.19b), la déplétion de la pompe en fin de fibre affecte l'amplification dans toute la fibre. Non seulement l'amplification est moins efficace, mais le régime stationnaire nécessite plusieurs temps d'aller-retour dans la fibre pour s'établir, ce qui peut entraîner des oscillations parasites.

L'amplification Raman contra-propagative présente cependant l'avantage de réduire le transfert de bruit d'intensité relative (RIN) de la pompe vers le signal. Cet avantage est très utilisé dans les télécommunications fibrées [21] et a été décrit en 2001 par Fludger et al [22]. En négligeant la dispersion, les pertes et en supposant que la pompe n'est pas vidée par l'amplification Raman, le RIN r_I du signal à une fréquence f est alors donné par [22]:

$$r_I = \frac{\langle \delta P_I^2 \rangle}{\langle P_I \rangle^2} = r_P (\ln \mathcal{G}_R)^2 \frac{2 - 2 \cos(4\pi f T_L)}{(4\pi f T_L)^2} \quad \text{Eq.1.59}$$

Où $r_P = \langle \delta P_I^2 \rangle / \langle P_I \rangle^2$ est le RIN de la pompe et $T_L = nL/c$ est le temps de trajet dans la fibre. Le RIN du signal, tracé sur la [FIGURE 1.20](#), est donc proportionnel à celui de la pompe et est augmenté par le gain \mathcal{G}_R . Il fait également intervenir le terme $2 - 2 \cos(4\pi f T_L) / (4\pi f T_L)^2$ qui diminue pour les hautes fréquences et qui s'annule pour les fréquences multiples de $1/2T_L$, ce qui correspond au temps d'un aller-retour dans la fibre. En choisissant judicieusement la longueur de la fibre servant à l'amplification Raman, il est donc possible de filtrer le bruit d'intensité de la pompe vu par le signal à une fréquence donnée.

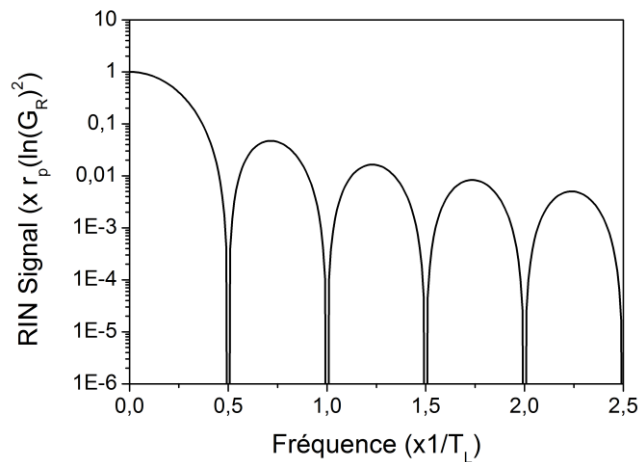


FIGURE 1.20 – RIN du signal, exprimé en fonction du RIN de la pompe r_P et du gain Raman \mathcal{G}_R , pour différentes fréquences de bruit, exprimée en fonction du temps d'aller-retour dans la fibre T_L (à partir de l'Eq.1.59).

1.2.7 Effets liés aux fluctuations de densité (diffusions Rayleigh et Brillouin)

Jusqu'à présent, nous avons supposé que la constante diélectrique ϵ reliant la polarisation induite au champ électrique ne variait qu'avec le champ électrique. En réalité, à température non nulle, les fluctuations de température et de pression au sein de la fibre entraînent également une variation de ϵ . Les fluctuations de température sont responsables de la diffusion Rayleigh, qui induit des pertes lors de la propagation. Ces pertes sont en pratique négligeables pour de faibles longueurs de fibres (inférieures au km). Les fluctuations de pression (équivalentes à une onde acoustique) sont quant à elles responsables de la diffusion Brillouin, que nous allons décrire ci-après.

- Diffusion Brillouin spontanée

Une variation de densité $\delta\rho$, supposée isotherme à la température T_K , induit une variation $\delta\epsilon$ de la susceptibilité :

$$\delta\epsilon = \left(\frac{\partial\epsilon}{\partial\rho}\right)_{T_K} \delta\rho \quad \text{Eq.1.60}$$

On introduit alors la constante électrostrictive γ_e (Eq.1.61), souvent approximée de la façon suivante (Eq.1.62), où ρ_0 est la densité moyenne du milieu [16] :

$$\gamma_e = \rho_0 \left(\frac{\partial\epsilon}{\partial\rho}\right)_{T_K} \quad \text{Eq.1.61}$$

$$\gamma_e = \frac{(n^2 - 1)(n^2 + 2)}{3} \quad \text{Eq.1.62}$$

En présence d'un champ E , la variation de susceptibilité induit une polarisation supplémentaire δp :

$$\delta p = \epsilon_0 \delta\epsilon E = \epsilon_0 \gamma_e \frac{\delta\rho}{\rho_0} E \quad \text{Eq.1.63}$$

La variation de densité $\delta\rho$ est assimilable à une onde acoustique plane se propageant à la vitesse v , de pulsation Ω_B et ayant un coefficient d'amortissement Γ_B (lié à la viscosité cinématique). Cette onde acoustique peut être co ou contra-propagative à l'onde optique incidente, correspondant respectivement à un vecteur d'onde $+q$ ou $-q$. Elle est décrite par l'équation suivante :

$$\delta\rho = \frac{1}{2} [\delta\rho \exp(i(\pm qz - \Omega_B t)) + cc] \quad \text{Eq.1.64}$$

$$q = \frac{1}{v} \left(\Omega_B + i \frac{\Gamma_B}{2} \right) \quad \text{Eq.1.65}$$

Pour un champ incident à ω_p , la polarisation δp admet deux composantes spectrales pour lesquelles l'accord de phase est vérifié (FIGURE 1.21) : une composante à $\omega_S = \omega_p - \Omega_B$, appelée onde Stokes, associée à une onde acoustique co-propagative ; et une composante à $\omega_{AS} = \omega_p + \Omega_B$, appelée onde anti-Stokes, en présence d'une onde acoustique contra-propagative. Ces deux composantes sont contra-propagatives à l'onde optique incidente.

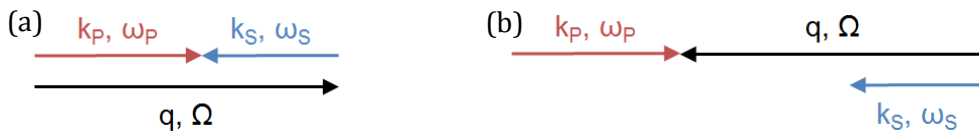


FIGURE 1.21 – Représentation de l'accord de phase dans le cas Stokes (a) et anti-Stokes (b).

Comme pour la diffusion Raman, il est possible de décrire la diffusion Brillouin d'un point de vue quantique. Dans le cas de la diffusion Stokes, un photon incident à ω_p génère un photon de plus basse énergie à $\omega_p - \Omega_B$ accompagné d'un phonon acoustique à Ω_B . Dans le cas de la

diffusion anti-Stokes, un photon incident à ω_p génère un photon de plus haute énergie à $\omega_p + \Omega_B$ avec annihilation d'un phonon acoustique à Ω_B .

La conservation de l'énergie et l'accord de phase lors de la diffusion Brillouin imposent les conditions suivantes :

$$\omega_p = \omega_s + \Omega_B \quad \text{Eq.1.66}$$

$$\frac{n_p \omega_p}{c} = -\frac{n_s \omega_s}{c} + \frac{\Omega_B}{v} \quad \text{Eq.1.67}$$

Ω_B étant de l'ordre de la dizaine de gigahertz pour les fibres en silice, on peut considérer que $n_p = n_s = n$. La vitesse de propagation de l'onde acoustique étant très faible comparée à celle de la lumière, les [Eq.1.66](#) et [Eq.1.67](#) donnent une relation entre les pulsations Brillouin et pompe :

$$\Omega_B = 2 \frac{v}{c/n} \omega_p \quad \text{Eq.1.68}$$

Le décalage en fréquence pour lequel la diffusion Brillouin est maximale est donc défini par la longueur d'onde de pompe et la vitesse de l'onde acoustique dans le milieu. La raie associée à ce décalage n'est pas infiniment fine, sa largeur est donnée par le coefficient d'amortissement Γ_B . D'un point de vue quantique, ce coefficient peut être interprété comme l'inverse du temps de vie τ_B des phonons acoustiques dans le milieu. Dans une fibre en silice, ce temps de vie est de l'ordre de 4 ns [23] .

En restant du point de vue quantique et contrairement à la diffusion Raman, l'agitation thermique n'est cette fois-ci plus négligeable car le nombre moyen de phonons η_B à Ω_B est environ égal à 500. La diffusion Brillouin spontanée anti-Stokes peut donc avoir lieu.

- Diffusion Brillouin stimulée

Nous avons vu que dans le cas spontané, les petites variations de densité induisaient une polarisation supplémentaire et donc l'apparition de composantes supplémentaires dans le champ électrique. Dans le cas d'un champ électrique fort, l'effet inverse, appelé électrostriction, a également lieu [24] et s'explique de la façon suivante.

En présence d'un champ électrique, un diélectrique maximise l'énergie emmagasinée en se déplaçant vers les champs forts. Dans un milieu solide, les molécules sont attirées vers les maxima de champ, comprimant ainsi le matériau. La pression électrostrictive s'exprime alors :

$$p_{st} = -\frac{1}{2} \epsilon_0 \gamma_e \langle E^2 \rangle \quad \text{Eq.1.69}$$

La force volumique ∇p_{st} associée à la pression électrostrictive génère alors une onde acoustique dans le milieu.

En présence d'une onde pompe et d'une onde Stokes ([Eq.1.70](#) et [Eq.1.71](#)), le terme d'interférence à E^2 s'exprime ([Eq.1.72](#)):

$$E_P = \frac{1}{2} [\mathbf{E}_P \exp(i(k_P z - \omega_P t)) + cc] \quad \text{Eq.1.70}$$

$$E_S = \frac{1}{2} [\mathbf{E}_S \exp(i(-k_S z - \omega_S t)) + cc] \quad \text{Eq.1.71}$$

$$\langle E^2 \rangle = \frac{1}{2} |E_P|^2 + \frac{1}{2} |E_S|^2 + \frac{1}{2} (\mathbf{E}_P \mathbf{E}_S^* \exp(i((k_P + k_S)z - (\omega_P + \omega_S)t)) + cc) \quad \text{Eq.1.72}$$

Le terme d'interférence moyen est alors superposé à l'onde acoustique et celle-ci est renforcée par électrostriction. Pour des champs suffisamment forts, la diffusion Brillouin est donc amplifiée : l'onde acoustique génère une polarisation Stokes, qui, en interférant avec l'onde pompe, renforce l'onde acoustique elle-même. La diffusion Brillouin Stokes est alors dite stimulée.

On peut montrer que la diffusion Brillouin stimulée est décrite par le système d'équations suivant [25] :

$$\frac{\partial \mathbf{E}_S}{\partial z} - \frac{n}{c} \frac{\partial \mathbf{E}_S}{\partial t} = -\frac{i\omega_S}{2nc\epsilon_0} \frac{\gamma_e}{\rho_0} \boldsymbol{\rho}^* \mathbf{E}_P \quad \text{Eq.1.73}$$

$$\frac{\partial \mathbf{E}_P}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial \mathbf{E}_P}{\partial t} = \frac{i\omega_P}{2nc\epsilon_0} \frac{\gamma_e}{\rho_0} \boldsymbol{\rho} \mathbf{E}_S \quad \text{Eq.1.74}$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{\rho}}{\partial t} + \frac{\Gamma_B}{2} \boldsymbol{\rho} = \frac{i\gamma_e q^2}{2\Omega} \mathbf{E}_P \mathbf{E}_S^* \quad \text{Eq.1.75}$$

On introduit le gain Brillouin g_B ([Eq.1.76](#)) et on opère le changement de variable suivant ([Eq.1.77](#)) :

$$g_B = \frac{\omega_P^2 \gamma_e^2}{\rho_0 n c^3 \epsilon_0^2 v \Gamma_B} \quad \text{Eq.1.76}$$

$$\mathbf{Q} = -i \frac{4nc\epsilon_0 \Omega}{\gamma_e q^2} \boldsymbol{\rho} \quad \text{Eq.1.77}$$

Le système d'équations {[Eq.1.73](#), [Eq.1.74](#), [Eq.1.75](#)} s'écrit alors du point de vue de l'amplitude complexe \mathbf{A} :

$$\frac{\partial \mathbf{A}_S}{\partial z} - \frac{n}{c} \frac{\partial \mathbf{A}_S}{\partial t} = \frac{\Gamma_B g_B}{4} \mathbf{Q}^* \mathbf{A}_P \quad \text{Eq.1.78}$$

$$\frac{\partial \mathbf{A}_P}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial \mathbf{A}_P}{\partial t} = -\frac{\Gamma_B g_B}{4} \mathbf{Q} \mathbf{A}_S \quad \text{Eq.1.79}$$

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\Gamma_B}{2} \mathbf{Q} = \frac{1}{A_{eff}} \mathbf{A}_P \mathbf{A}_S^* \quad \text{Eq.1.80}$$

Où on a supposé $\omega_S = \omega_P - \Omega_B \approx \omega_P$ par convenance.

Dans le cas d'une onde Stokes ayant une fréquence légèrement décalée par rapport à la résonance Brillouin (Eq.1.81), l'Eq.1.80 se réécrit (Eq.1.82) :

$$\omega_P - \omega_S = \Omega_B + \delta\omega \quad \text{Eq.1.81}$$

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \left(\frac{\Gamma_B}{2} - i\Delta\omega \right) \mathbf{Q} = \frac{1}{A_{eff}} \mathbf{A}_P \mathbf{A}_S^* \quad \text{Eq.1.82}$$

En régime stationnaire, les dérivées temporelles sont nulles et on peut réécrire les Eq.1.78 et Eq.1.79 sur la puissance :

$$-\frac{\partial P_S}{\partial z} = \frac{g_B}{1 + \left(\frac{\delta\omega}{\Gamma_B/2} \right)^2} \frac{P_P}{A_{eff}} P_S \quad \text{Eq.1.83}$$

$$\frac{\partial P_P}{\partial z} = -\frac{g_B}{1 + \left(\frac{\delta\omega}{\Gamma_B/2} \right)^2} \frac{P_S}{A_{eff}} P_P \quad \text{Eq.1.84}$$

Le spectre du gain Brillouin $g_b \left(\delta\nu = \frac{\delta\omega}{2\pi} \right) = g_B / \left(1 + \left(\frac{\delta\nu - \nu_B}{\Delta\nu_B/2} \right)^2 \right)$ est donc une lorentzienne centrée en $\nu_B = \frac{\Omega_B}{2\pi}$ et de largeur $\Delta\nu_B = \frac{\Gamma_B}{2\pi}$. Pour une fibre en silice, on a typiquement $\nu_B = 10 \text{ GHz}$ et $\Delta\nu_B = 10 \text{ MHz}$ [10].

- Amorce de la diffusion Brillouin

En prenant $\mathbf{A}_S = \mathbf{Q} = 0$ à $t = 0$ dans les Eq.1.78, Eq.1.79 et Eq.1.82, l'onde Stokes reste nulle. En effet, les modèles choisis pour la diffusion Brillouin spontanée et stimulée ne rendent pas compte de l'amorce de l'onde acoustique.

Celle-ci est créée par l'agitation thermique des molécules qui font localement fluctuer la densité. Pour la prendre en compte, il est nécessaire d'ajouter un terme source f à droite dans l'Eq.1.82 décrivant l'évolution de l'onde acoustique, qui devient [26] :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \left(\frac{\Gamma_B}{2} - i\delta\omega \right) \rho = \frac{i\gamma_e q^2}{2\Omega} \mathbf{E}_P \mathbf{E}_S^* + f(z, t) \quad \text{Eq.1.85}$$

La source f est une force de Langevin assimilable à un bruit blanc gaussien respectant les propriétés suivantes :

$$\langle f(z, t) \rangle = 0 \quad \text{Eq.1.86}$$

$$\langle f(z, t) f^*(z', t') \rangle = K \delta(z - z') \delta(t - t') \quad \text{Eq.1.87}$$

La valeur de K est ici reliée à l'énergie stockée dans l'onde acoustique rapportée à l'énergie thermique :

$$K = \frac{2k_B T_K \rho_0 \Gamma_B}{v^2 A_{eff}} \quad \text{Eq.1.88}$$

En appliquant le changement de variable suivant (Eq.1.89), l'Eq.1.80 faisant intervenir l'amplitude complexe se réécrit (Eq.1.90) :

$$\mathbf{F} = -i \frac{4nc\epsilon_0\Omega}{\gamma_e q^2} \mathbf{f} \quad \text{Eq.1.89}$$

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \left(\frac{\Gamma_B}{2} - i\delta\omega \right) \mathbf{Q} = \frac{1}{A_{eff}} \mathbf{A}_P \mathbf{A}_S^* + \mathbf{F} \quad \text{Eq.1.90}$$

- Seuil de la diffusion Brillouin

Le système d'équations {Eq.1.78, Eq.1.79, Eq.1.90} décrit correctement la diffusion Brillouin dans le régime dynamique, mais ne permet pas d'obtenir facilement une expression de la puissance seuil à partir de laquelle la diffusion Brillouin devient non négligeable.

Un modèle simplifié décrit par Smith en 1972 propose de ramener le terme amorçant la diffusion Brillouin tout au long de la fibre à une puissance équivalente en entrée de fibre [20].

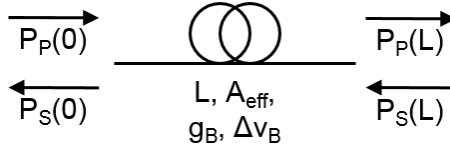


FIGURE 1.22 – Représentation schématique des grandeurs en jeu.

En supposant que la puissance de pompe ne diminue pas avec la diffusion Brillouin (\$P_P(z) = P_P(0) = P_P\$), la puissance Stokes en début de fibre s'écrit :

$$P_S(0) = P_S(L) \exp\left(\frac{g_B}{A_{eff}} P_P L\right) = P_S(L) \exp(G_B) \quad \text{Eq.1.91}$$

Où \$P_S(L)\$ est une puissance Stokes fictive injectée en début de fibre équivalente à l'amorce de la diffusion Brillouin (FIGURE 1.22). Smith a montré que cette puissance équivalente correspond à un photon injecté par mode optique. L'Eq.1.91 se réécrit alors :

$$P_S(0) = (\eta + 1) \int_{-\infty}^{\infty} h(\nu_P - \delta\nu) \exp\left(\frac{1}{1 + \left(\frac{\delta\nu - \nu_B}{\Delta\nu_B/2}\right)^2} G_B\right) d\delta\nu \quad \text{Eq.1.92}$$

Où \$h\$ est la constante de Planck et \$\eta\$ est un facteur tenant compte du taux d'occupation de phonons acoustiques générés thermiquement :

$$\eta = \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu_B}{k_B T_K}\right) - 1} \quad \text{Eq.1.93}$$

Dans le cas de la diffusion Brillouin dans une fibre en silice, on a \$\eta \approx 100\$ alors que dans le cas de la diffusion Raman on a \$\eta \approx 0,1\$.

Pour des gains suffisamment grands, l'Eq.1.92 se simplifie de la façon suivante :

$$P_S(0) = (\eta + 1)h\nu_S \exp(G_B) B_{eff} \quad \text{Eq.1.94}$$

Où B_{eff} est une bande spectrale effective qui est liée au gain G_B et à la largeur Brillouin $\Delta\nu_B$:

$$B_{eff} = \frac{\sqrt{\pi} \Delta\nu_B}{2 \sqrt{G_B}} \quad \text{Eq.1.95}$$

La puissance injectée $P_S(L)$ s'exprime alors simplement :

$$P_S(L) = (\eta + 1)h\nu_S B_{eff} \quad \text{Eq.1.96}$$

On introduit ensuite la réflectivité Brillouin η_{SBS} comme étant le ratio entre la puissance rétrodiffusée en début de fibre et la puissance pompe injectée :

$$\eta_{SBS} = \frac{P_S(0)}{P_p} \quad \text{Eq.1.97}$$

Un critère usuel, bien qu'erroné du point de vue de la non déplétion de la pompe, est de définir le seuil Brillouin comme la puissance de pompe $P_{p,seuil}$ pour laquelle $\eta_{SBS} = 1$.

$P_{p,seuil}$ est alors l'unique valeur vérifiant simultanément les deux équations suivantes :

$$G_{B,seuil} = \frac{g_B}{A_{eff}} P_{p,seuil} L \quad \text{Eq.1.98}$$

$$P_{p,seuil} = P_S(L) \exp(G_{B,seuil}) \quad \text{Eq.1.99}$$

Il n'existe pas d'expression analytique simple permettant d'exprimer $P_{p,seuil}$, mais le système d'équations {Eq.1.98, Eq.1.99} se résout aisément de façon numérique.

La valeur $G_{B,seuil}$ associée à $P_{p,seuil}$ est quasi-constante : elle varie peu avec les autres paramètres $\{g_B, A_{eff}, L, \nu_S, \nu_B, \Delta\nu_B\}$. Pour une fibre en silice fréquemment utilisée dans les télécommunications (PM 1550), la valeur $G_{B,seuil} = 21$ est usuellement retenue.

Cette expression du seuil est valable dans le cas continu ou pour des impulsions de durée grande devant le temps de vie des phonons. Pour des impulsions courtes, le seuil Brillouin augmente (d'un facteur $1 + (\tau_B/2T)^2$ dans le cas d'impulsions "porte" de durée T) [27].

Le seuil Brillouin peut également être augmenté en modifiant certaines propriétés de la fibre ou en utilisant une source large spectralement. Ces techniques d'augmentation seront détaillées dans le Chapitre 3 - .

1.2.8 Récapitulatif des différents effets non linéaires en jeu

Nous avons établi les équations d'évolution des amplitudes complexes d'une pompe et d'un signal prenant en compte différents effets non linéaires. Une pompe de longueur d'onde adaptée peut amplifier un signal à 1645 nm grâce à la diffusion Raman stimulée. Les puissances de pompe et signal pouvant se propager dans la fibre seront potentiellement limitées par la diffusion Brillouin. L'auto-modulation de phase et la modulation de phase croisée, ainsi que la partie imaginaire du gain Raman pourront induire un élargissement spectral du signal, initialement mono-fréquence. La pompe sera quant à elle susceptible d'être élargie par auto-modulation de phase et mélange à 4 ondes.

Le TABLEAU 1.4 récapitule les effets non linéaires pertinents du point de vue de l'amplification Raman fibrée mono-fréquence.

Effet	Variation induite	Grandeur	Accord de phase	Temps typique	Décalage	Conséquence
SRS	amplitude + phase	g_R	non	100 fs	qqes THz	amplification + élargissement
SBS	amplitude	g_B	non	4 ns	qqes GHz	déplétion
SPM	phase	n_2	non	instantané	non	élargissement
XPM	phase	n_2	non	instantané	non	élargissement
FWM	amplitude	n_2	oui	instantané	qqes nm	élargissement

TABLEAU 1.4 – Effets non linéaires pertinents pour l'amplification Raman fibrée mono-fréquence.

1.3 Conclusion du chapitre 1

Dans ce chapitre, nous avons présenté le système LIDAR DIAL Doppler permettant de mesurer simultanément la concentration et la vitesse d'un nuage de gaz. Appliqué à la détection et la mesure de méthane, un tel LIDAR permettrait de définir les zones de danger et d'estimer le débit de fuite en cas d'accident au sein d'une plateforme gazière. Pour fonctionner, ce LIDAR nécessite une source laser impulsionnelle mono-fréquence à 1645 nm dont les caractéristiques sont spécifiées dans le [TABLEAU 1.2](#). Aucune source existante ne remplit parfaitement les critères nécessaires, notamment en termes de largeur spectrale et d'insensibilité à l'environnement.

A la lumière des travaux réalisés par Mitchell et Dajani [5], [6], nous suggérons de tirer profit de la diffusion Raman dans les fibres pour amplifier un signal mono-fréquence à 1645 nm. Deux problèmes se posent cependant : premièrement la diffusion Brillouin va nécessairement limiter les puissances maximales pour la pompe et le signal ; deuxièmement la pompe semble susceptible d'élargir spectralement le signal alors que celui-ci doit rester mono-fréquence.

Nous avons donc dans une deuxième partie décrit les effets non linéaires susceptibles d'influencer l'amplitude et la phase de la pompe et du signal. Les équations de leur évolution ont été établies pour : a) la diffusion Raman, qui amplifie le signal et diminue la puissance de pompe ; b) la diffusion Brillouin, qui limite les puissances maximales de pompe et signal pouvant se propager dans la fibre ; c) l'auto-modulation et la modulation de phase croisée qui peuvent élargir la pompe et le signal.

Le modèle proposé par Vergien *et al.* [12] pour décrire l'amplification Raman mono-fréquence limitée par diffusion Brillouin n'établit pas d'expression complète pour la réflectivité Brillouin. Nous ne pouvons donc pas choisir de façon simple les différents paramètres de l'amplificateur Raman (puissance signal injectée, longueur de fibre, puissance de pompe) nécessaires pour atteindre les spécifications ([TABLEAU 1.2](#)), ni même déterminer si elles sont atteignables. Pour répondre à cette problématique, nous avons développé un modèle permettant d'optimiser les paramètres de l'amplificateur Raman qui a notamment montré qu'un préamplificateur Raman était nécessaire.

Chapitre 2 - Spécification de l'amplificateur Raman et conception du préamplificateur

L'objectif de ce chapitre est de choisir une configuration d'amplificateur Raman mono-fréquence permettant de remplir les spécifications souhaitées à 1645 nm (TABLEAU 1.1) et, le cas échéant, de concevoir et caractériser le préamplificateur Raman nécessaire à l'injection. Pour cela, j'ai cherché à établir une expression de la réflectivité Brillouin dans le cas de l'amplification Raman mono-fréquence. Cette expression me permet de déterminer l'influence des différents paramètres de l'amplificateur Raman (longueur de fibre, puissance signal injectée, puissance de pompe) afin de maximiser la puissance du signal amplifié en sortie.

2.1 Spécification de l'amplificateur Raman

2.1.1 Présentation du modèle et hypothèses

Nous souhaitons utiliser la diffusion Raman stimulée pour amplifier un signal mono-fréquence à $\lambda_I = 1645,55 \text{ nm}$, issu d'un injecteur, avec une pompe de longueur d'onde adaptée ($\nu_P \approx \nu_I + 13 \text{ THz}$) dans une fibre hautement non linéaire (FHNL) (FIGURE 2.1).

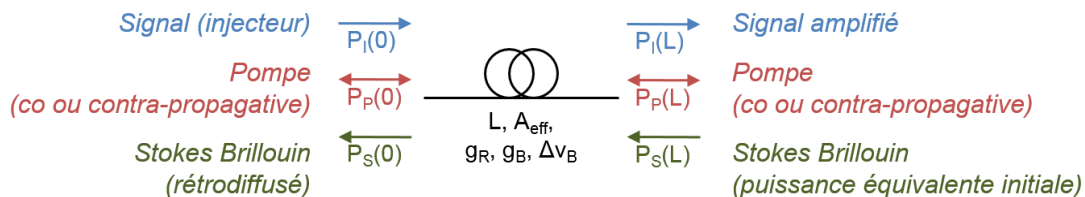


FIGURE 2.1 – Schéma de principe de l'amplificateur Raman faisant apparaître les grandeurs utiles.

Dans le cas continu, les puissances pompe P_P et signal P_I ne dépendent pas du temps. La propagation se fait selon l'axe z . La pompe peut être co-propagative ou contra-propagative. La FHNL est caractérisée par sa longueur L , son aire effective A_{eff} , son gain Raman g_R , son gain Brillouin g_B et la largeur du spectre de gain Brillouin $\Delta\nu_B$.

Au cours de son amplification, le signal subit de la diffusion Brillouin. La composante Stokes Brillouin générée, de puissance P_S , est contra-propagative au signal. Cette composante Stokes est proche de la longueur d'onde du signal. Celle-ci subit donc également de l'amplification Raman par la pompe. L'ensemble des interactions non linéaires considérées dans ce modèle sont présentées sur la FIGURE 2.2.

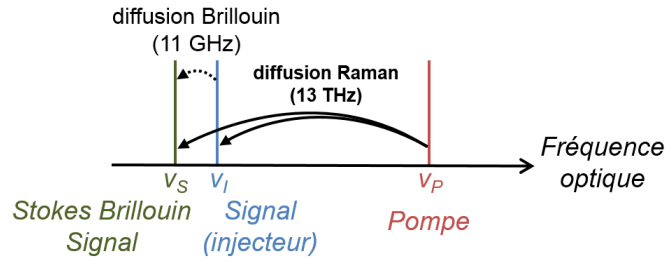


FIGURE 2.2 – Interactions non linéaires en jeu dans notre modèle.

Nous considérons que la pompe ne subit pas de diffusion Brillouin et que, dans un premier temps, sa puissance ne diminue pas avec l'amplification Raman du signal et de la composante Stokes Brillouin. Nous considérons également que la puissance du signal ne diminue pas avec la diffusion Brillouin. Enfin nous faisons l'hypothèse que la pompe ne génère pas d'ASE Raman et ne subit pas d'autres effets non linéaires.

L'annulation de la diffusion Brillouin sur la pompe peut être obtenue par élargissement spectral et sera discutée dans le chapitre 3. La déplétion de la pompe par amplification Raman du signal sera considérée dans la partie 2.1.3. De manière générale, la non déplétion est vérifiée tant que la composante amplifiée reste faible devant la composante amplificatrice (jusqu'à 1%). Enfin, pour vérifier que l'ASE Raman n'induit pas de déplétion de la pompe, on peut réécrire la condition de l'Eq.1.56 pour faire apparaître un gain maximal à ne pas dépasser égal à 70 dB (Eq.2.1). Pour atteindre 500 W crête sur le signal amplifié et éviter l'ASE Raman, il faut donc injecter l'amplificateur avec au moins 50 μW crête.

$$\exp\left(\frac{g_R P_{seuil} L}{A_{eff}}\right) = e^{16} \approx +70 \text{ dB} \quad \text{Eq.2.1}$$

Ces hypothèses permettent d'obtenir un modèle analytique simplifié de l'amplificateur Raman, inspiré de l'approche analytique proposée par Vergien *et al.* [12]. L'amplification Raman avec diffusion Brillouin sur le signal amplifié est alors décrite par le système d'équations suivant :

$$\frac{dP_I}{dz} = \frac{g_R}{A_{eff}} P_P P_I \quad \text{Eq.2.2}$$

$$\frac{dP_P}{dz} = 0 \quad \text{Eq.2.3}$$

$$-\frac{dP_S}{dz} = \frac{g_B}{A_{eff}} P_I P_S + \frac{g_R}{A_{eff}} P_P P_S \quad \text{Eq.2.4}$$

Pour quantifier la diffusion Brillouin sur le signal dans le cadre de l'amplification Raman, nous définissons la réflectivité Brillouin η_{SBS} comme le rapport entre la puissance $P_S(0)$ de la composante Stokes en début de fibre et la puissance $P_I(L)$ du signal amplifié en sortie de fibre :

$$\eta_{SBS} \hat{=} \frac{P_S(0)}{P_I(L)} \quad \text{Eq.2.5}$$

La composante Stokes Brillouin, qui est également amplifiée par diffusion Raman, est cependant susceptible d'être suffisamment puissante en début de fibre pour diminuer le signal par diffusion Brillouin. Il faudrait donc plutôt choisir au dénominateur la puissance $P_I(0)$ du signal en début de fibre :

$$\eta_{SBS,alt} = \frac{P_S(0)}{P_I(0)} \quad \text{Eq.2.6}$$

Ce critère nous paraît cependant trop restrictif car le signal amplifié voit un gain fort par diffusion Raman. On peut alors considérer que le critère de non déplétion est vérifié tant que le gain Brillouin de la composante Stokes reste faible par rapport au gain Raman sur le signal. En repartant de l'Eq.2.2 et en ajoutant la diminution de la puissance du signal par diffusion Brillouin, on obtient les relations suivantes :

$$\frac{dP_I}{dz} = \frac{g_R}{A_{eff}} P_P P_I - \frac{g_B}{A_{eff}} P_S P_I \quad \text{Eq.2.7}$$

$$P_S \ll \frac{g_R}{g_B} P_P \quad \text{Eq.2.8}$$

On peut donc conserver l'expression de la réflectivité définie dans l'Eq.2.5 à condition de vérifier le critère de l'Eq.2.8.

2.1.2 Expression de la réflectivité Brillouin dans le cas de l'amplification Raman mono-fréquence sans déplétion de pompe

Pour déterminer l'expression de la réflectivité Brillouin dans le cas de l'amplification Raman sans déplétion de pompe, nous repartons de l'expression générale de la puissance Brillouin Stokes en début de fibre (Eq.1.92) en ajoutant ici le terme de gain Raman apporté par la pompe.

$$P_S(0) = \int_{-\infty}^{\infty} h(\nu_I - \delta\nu)(\eta + 1) \exp\left(\int_L^0 \frac{-1}{A_{eff}} (g_b(\delta\nu)P_I(z) + g_R P_P) dz\right) d\delta\nu \quad \text{Eq.2.9}$$

$$g_b(\delta\nu) = \frac{g_B}{1 + \left(\frac{\delta\nu - \nu_B}{\Delta\nu_B/2}\right)^2} = g_B u(\delta\nu) \quad \text{Eq.2.10}$$

La dépendance spectrale du gain Raman n'est pas prise en compte ici car son spectre est très large devant le spectre du gain Brillouin (plusieurs térahertz contre quelques dizaines de mégahertz pour une fibre en silice).

En injectant le profil de puissance signal $P_I(z)$ dans le cas de l'amplification Raman (Eq.1.55) dans l'Eq.2.9, nous trouvons une expression de $P_S(0)$ analogue au cas Brillouin seul (Eq.1.94).

$$P_S(0) = (\eta + 1) e^{G_R} \int d\nu h\nu \exp(G_{BR} u(\delta\nu)) \quad \text{Eq.2.11}$$

$$G_{BR} = \frac{g_B}{g_R} \frac{P_I(0)}{P_P} (e^{G_R} - 1) \approx \frac{g_B}{g_R} \frac{P_I(0)}{P_P} e^{G_R} \quad \text{Eq.2.12}$$

L'intégrale dans l'[Eq.2.11](#) ayant la même forme que dans l'[Eq.1.84](#), son calcul se réalise de façon similaire.

$$P_S(0) = P_S(L)e^{G_R}e^{G_{BR}} \quad \text{Eq.2.13}$$

$$P_S(L) = h\nu_S(\eta + 1)B_{BR} \quad \text{Eq.2.14}$$

$$B_{BR} = \frac{\sqrt{\pi} \Delta\nu_B}{2 \sqrt{G_{BR}}} \quad \text{Eq.2.15}$$

De manière analogue au cas diffusion Brillouin seule, la puissance Stokes Brillouin en début de fibre $P_S(0)$ est ici ramenée à une puissance équivalente initiale $P_S(L)$ dans une bande effective B_{BR} subissant un gain exponentiel $G_R + G_{BR}$. Ce gain étant la somme des gains Raman et Brillouin totaux dans la fibre.

L'[Eq.2.13](#) nous permet alors de déterminer l'expression de la réflectivité Brillouin dans le cas de l'amplification Raman.

$$\eta_{SBS,BR} \hat{=} \frac{P_S(0)}{P_I(L)} = \frac{P_S(L)}{P_I(0)} e^{G_{BR}} \quad \text{Eq.2.16}$$

Cette expression est similaire à celle de la réflectivité dans le cas diffusion Brillouin seule mais ne permet pas de définir une puissance de seuil Brillouin ([Eq.1.98](#)) car elle ne dépend pas seulement de la longueur de fibre. Elle permet cependant d'identifier l'influence des différents paramètres des sources et de la fibre.

De façon analogue à la partie 1.2.7, nous pouvons considérer dans une première approche que fixer la réflectivité à 1 revient à fixer $G_{BR,seuil}$ (égal à 21 dans le cas de la PM 1550). En remarquant ensuite que l'efficacité de l'amplification Raman $n_{eff} = \frac{P_I(L)}{P_P}$ apparaît dans l'[Eq.2.12](#), celle-ci s'exprime simplement :

$$\eta_{eff} = G_{BR,seuil} \frac{g_R}{g_B} \quad \text{Eq.2.17}$$

L'efficacité de l'amplification Raman mono-fréquence dépend donc essentiellement du rapport entre gain Raman et gain Brillouin, ce qui n'est pas le cas de la puissance $P_I(L)$ du signal amplifié qui dépend quant à elle de la longueur de fibre L , de la puissance de pompe P_P et de la puissance injectée $P_I(0)$. Pour la FHNL que nous utiliserons, présentée plus tard dans la partie 2.1.4, l'efficacité maximale de l'amplification Raman mono-fréquence est d'environ 13 %.

Pour comprendre l'influence de L et $P_I(0)$, nous fixons cette fois-ci la valeur de $P_I(L) = P_I(0)e^{G_R}$ dans l'[Eq.2.12](#) et non la valeur de G_{BR} . La réflectivité Brillouin, dominée par $e^{G_{BR}}$, diminue alors en augmentant P_P . Pour maintenir la valeur de $P_I(L)$, il est alors nécessaire de diminuer fortement $P_I(0)$ ou légèrement L . La [FIGURE 2.3](#) permet de visualiser l'influence de ces deux paramètres. Dans les quatre cas considérés la puissance en sortie reste la même.

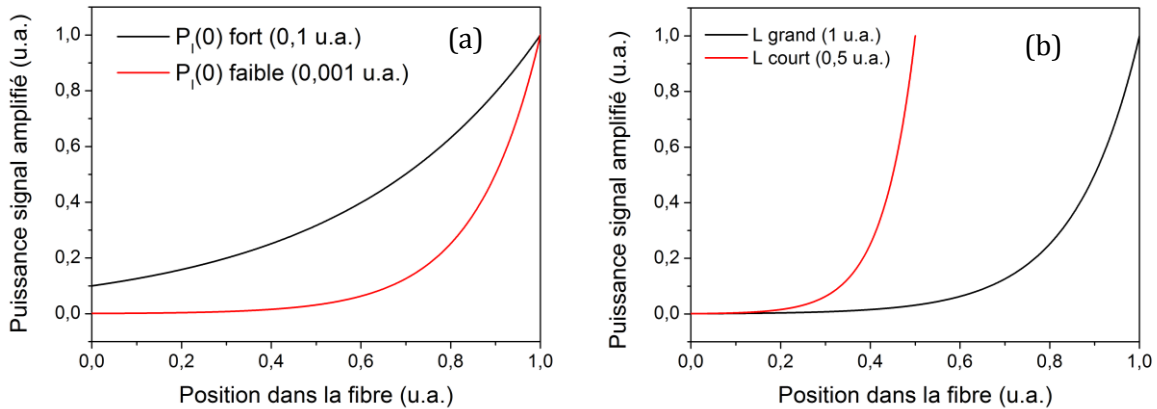


FIGURE 2.3 – Profils de puissance du signal amplifié le long de la fibre pour différentes puissances en entrée (a) et différentes longueurs de fibre (b). g_R , g_B et A_{eff} sont choisis arbitrairement. (Simulation d'après Eq.2.12)

Sur la [FIGURE 2.3a](#), l'évolution du signal amplifié le long de la fibre est tracé pour une puissance injectée donnée (en noir) et une puissance injectée 100 fois plus faible (en rouge). Pour obtenir la même valeur de $P_i(L)$ en sortie, la puissance de pompe nécessaire est donc plus forte dans le cas rouge que le cas noir. Alors que la puissance de sortie et la longueur de fibre sont identiques, on peut voir qu'une augmentation de $P_i(0)$ entraîne une augmentation de la puissance moyenne du signal dans la fibre et donc de la réflectivité Brillouin¹.

La [FIGURE 2.3b](#) représente l'évolution du signal amplifié le long d'une fibre de longueur donnée (en noir) et d'une autre fibre de longueur 2 fois plus faible (en rouge). Ici encore la puissance de pompe nécessaire est donc plus forte pour la fibre courte. De même, alors que la puissance de sortie et la puissance moyenne sont identiques, on peut voir que la longueur d'interaction, et donc la réflectivité Brillouin, augmente si la fibre est plus longue.

Nous retrouvons ainsi le résultat donné par Vergien *et al.* qui indique que le maximum de puissance pour un signal mono-fréquence amplifié par diffusion Raman est obtenu pour une faible longueur de fibre et une faible puissance signal injectée, ce qui nécessite une puissance de pompe forte [12].

2.1.3 Expression de la réflectivité Brillouin dans le cas de l'amplification Raman mono-fréquence avec déplétion de pompe

L'expression de la réflectivité obtenue dans l'[Eq.2.16](#) n'est correcte que si la pompe est supposée constante le long de la fibre. Or nous avons vu dans la partie 1.2.6 que ce n'était plus vrai lorsque la puissance du signal amplifié s'approche de la puissance de pompe, ce qui est le cas ici lorsque l'efficacité dépasse environ 1 %. Pour compenser cette déplétion, une possibilité

¹ Il n'est pas pertinent ici d'être quantitatif car l'influence des facteurs appliqués dans les 4 cas varie selon le gain Raman, le gain Brillouin, la longueur de fibre et les puissances de pompe et du signal injectés dans l'amplificateur.

est d'augmenter la longueur de fibre mais nous avons vu dans la partie précédente que cela entraîne une augmentation de la réflectivité Brillouin. Dans leur article de 2010, Vergien et al [12] ont établi une expression analytique approchée de la réflectivité dans le cas de l'amplification Raman mono-fréquence avec déplétion de pompe mais celle-ci ne permet de déterminer que des tendances en fonction des paramètres de l'amplificateur. Dans cette sous-partie, nous souhaitons établir une expression analytique exacte (dans le cadre des hypothèses formulées dans la partie 2.1.1) pour pouvoir choisir précisément les paramètres de l'amplificateur Raman.

Nous reprenons donc l'expression générale de la puissance Brillouin Stokes en début de fibre dans le cas de l'amplification Raman mono-fréquence (Eq.2.9) en prenant en compte cette fois la dépendance le long de la fibre de la puissance de pompe dans le cas co-propagatif.

$$P_S(0) = \int_{-\infty}^{\infty} h(\nu_I - \delta\nu)(\eta + 1) \exp\left(\int_L^0 \frac{-1}{A_{eff}} (g_b(\delta\nu)P_I(z) + g_R P_P(z)) dz\right) d\delta\nu \quad \text{Eq.2.18}$$

En injectant le profil de puissance signal $P_I(z)$ dans le cas de l'amplification Raman avec déplétion de pompe (Eq.1.57), nous trouvons à nouveau une expression de $P_S(0)$ comparable au cas Brillouin seul.

$$P_S(0) = (\eta + 1)G_{RD} \int h\nu \exp(G_{BRDCo} u(\delta\nu)) d\delta\nu \quad \text{Eq.2.19}$$

$$G_{BRDCo} = \frac{g_B}{\Upsilon g_R} \ln\left(\frac{G_{RDco}}{\exp(g_R C_{co} L)}\right) \quad \text{Eq.2.20}$$

Pour rappel, C_{co} est une constante proportionnelle au nombre de photons initial et G_{RDco} est le gain Raman total dans la fibre.

Ici encore, la puissance Stokes Brillouin en début de fibre $P_S(0)$ est ramenée à une puissance équivalente initiale $P_S(L)$ dans une bande effective B_{BRDCo} subissant un gain Brillouin exponentiel G_{BRDCo} et un gain Raman avec déplétion G_{RDco} .

$$P_S(0) = P_S(L) G_{RDco} e^{G_{BRDCo}} \quad \text{Eq.2.21}$$

$$P_S(L) = h\nu_S(\eta + 1) B_{BRDCo} \quad \text{Eq.2.22}$$

$$B_{BRDCo} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\Delta\nu_B}{\sqrt{G_{BRDCo}}} \quad \text{Eq.2.23}$$

L'Eq.2.18 nous permet alors de déterminer l'expression de la réflectivité Brillouin dans le cas de l'amplification Raman mono-fréquence avec déplétion de la pompe co-propagative.

$$\eta_{SBS, BRDCo} = \frac{P_S(0)}{P_I(L)} = \frac{P_S(L)}{P_I(0)} e^{G_{BRDCo}} \quad \text{Eq.2.24}$$

Cette expression est également valable dans le cas contra-propagatif, en remplaçant respectivement C_{co} et G_{RDco} par C_{contra} et $G_{RDcontra}$ dans les Eq.2.19 à Eq.2.24.

L'expression de la réflectivité Brillouin que nous avons établie (Eq.2.24) permet ainsi de décrire analytiquement l'amplification Raman mono-fréquence en prenant en compte les problématiques de déplétion de pompe et de limitation de la puissance signal par diffusion Brillouin.

2.1.4 Influence quantitative de la puissance signal initiale et de la longueur de fibre

Grâce à cette expression (Eq.2.24), nous allons maintenant pouvoir vérifier quantitativement l'influence de la longueur de fibre et de la puissance du signal en entrée. Il est donc nécessaire de choisir des valeurs pour les principaux paramètres de la fibre ($g_R, g_B, \Delta\nu_B, A_{eff}$).

L'Eq.2.24 ne faisant pas intervenir directement l'aire effective, une fibre ayant un petit cœur permet, à amplification Raman constante (soit $g_R C_{co} L \approx cte$), d'utiliser une pompe de puissance plus faible. Nous verrons également dans la partie 2.3.7 que le dopage Germanium de la fibre permet d'augmenter la valeur de g_R . La FHNL que nous avons retenue pour l'amplification Raman est une fibre dopée Germanium, dont les paramètres physiques sont les suivants (TABLEAU 2.1) (mesures des différents paramètres en annexe A.2). Les caractéristiques de la fibre PM 1550 sont indiquées pour comparaison [23]. Toutes les valeurs sont données pour une pompe et un signal polarisés linéairement selon la même direction.

Paramètre	FHNL	PM 1550
$g_R @ 1645 \text{ nm}$	$8,0 \cdot 10^{-14} \text{ m/W}$	$5,8 \cdot 10^{-14} \text{ m/W}$
$g_B @ 1545 \text{ nm}$	$1,3 \cdot 10^{-11} \text{ m/W}$	$2,0 \cdot 10^{-11} \text{ m/W}$
ν_B	10 GHz	11 GHz
$\Delta\nu_B$	40 MHz	40 MHz
A_{eff}	$17 \mu\text{m}^2$	$85 \mu\text{m}^2$
$\beta_2 @ 1545 \text{ nm}$	$3,6 \cdot 10^{-26} \text{ s}^2/\text{m}$	$-1,4 \cdot 10^{-18} \text{ s}^2/\text{m}$
λ dispersion nulle	2,0 μm	1,3 μm

TABLEAU 2.1 – Paramètres physiques de la FHNL et de la PM 1550 pour une pompe à 1545 nm.

Nous fixons la longueur d'onde de pompe à $\lambda_p = 1545 \text{ nm}$, pour laquelle le gain Raman à 1645 nm est quasi maximal et qui se situe proche du maximum de gain des EDFA.

Pour une puissance du signal en entrée de fibre et une longueur de fibre données, il n'existe qu'une puissance de pompe pour une réflectivité Brillouin fixée (Eq.2.24). Il n'y a pas d'expression analytique exacte mais une résolution numérique simple est possible (cf. annexe A.4.1). Nous choisissons ici une réflectivité de 0,1%.

La FIGURE 2.4a représente, dans le cas co-propagatif, la puissance maximale qu'il est possible d'atteindre en fonction de la puissance du signal en entrée et de la longueur de fibre, c'est-à-dire la puissance pour laquelle la réflectivité Brillouin est exactement égale à 0,1%. La FIGURE 2.4c représente la puissance de pompe nécessaire pour atteindre cette puissance maximale. Une puissance de pompe plus faible induit une puissance du signal amplifié en sortie et une

2- Spécification de l'amplificateur Raman et conception du préamplificateur

réflectivité Brillouin plus faible. La [FIGURE 2.4e](#) représente l'efficacité de l'amplification Raman $n_{eff} = \frac{P_I(L)}{P_P}$, définie dans la partie 2.1.2. Chacune de ces trois grandeurs a été déterminée pour des longueurs de fibre allant de 1 à 5 m (axe vertical) et des puissances du signal en entrée allant de 10 mW à 1 W (axe horizontal), dans les cas co-propagatif ([FIGURE 2.4a,c,e](#)) et contra-propagatif ([FIGURE 2.4b,d,f](#)).

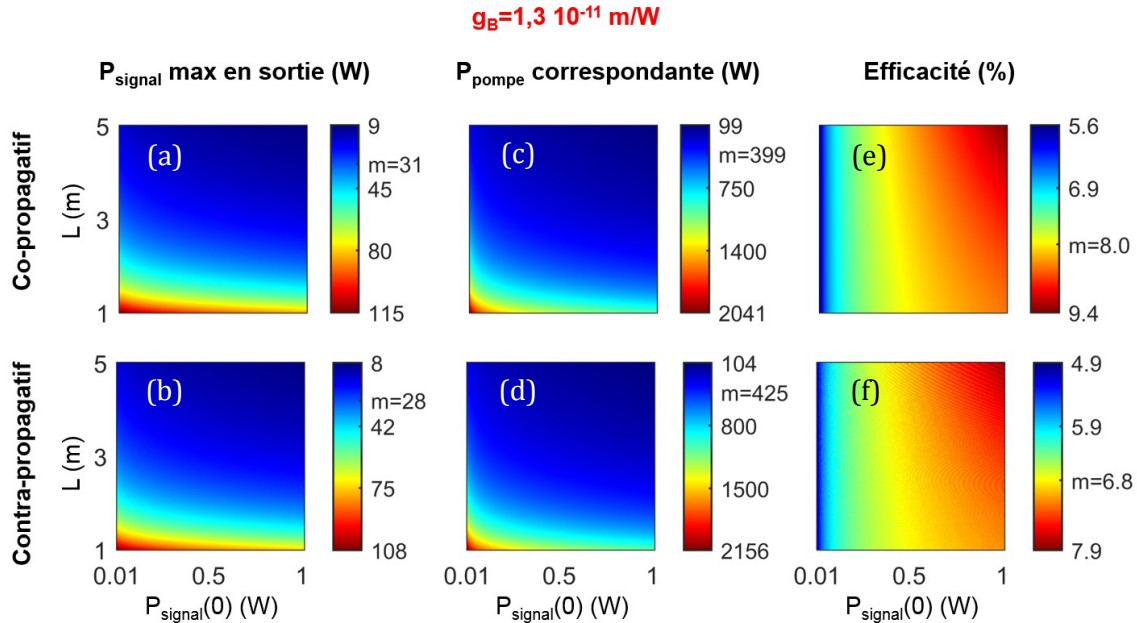


FIGURE 2.4 – Puissance maximale du signal amplifié en sortie en fonction de la puissance du signal en entrée et de la longueur de fibre dans les cas co-propagatif (a) et contra-propagatif (b). Puissance de pompe nécessaire pour atteindre la puissance maximale du signal amplifié en sortie dans les cas co-propagatif (c) et contra-propagatif (d). Efficacité correspondante dans les cas co-propagatif (e) et contra-propagatif (f). La moyenne 'm' (sur les deux dimensions) de chaque grandeur est affichée sur l'échelle de couleur. (Simulation d'après [Eq.2.24](#) et [TABLEAU 2.1](#))

On retrouve sur ces figures ce que l'on avait déduit de l'[Eq.2.16](#) : les plus fortes puissances du signal amplifié en sortie sont atteignables avec une fibre courte et une faible puissance en entrée, à condition de disposer d'une forte puissance de pompe. L'efficacité de l'amplification Raman varie légèrement avec la puissance du signal en entrée et très peu avec la longueur de fibre, en accord avec les résultats de la partie 2.1.2.

L'efficacité moyenne s'éloigne de la valeur théorique de 12 % pour notre FHNL à cause de la déplétion et du fait que G_{BR} ne soit pas exactement égal à 21. Les résultats obtenus avec ce modèle simplifié ont par ailleurs été vérifiés en quelques points avec un modèle numérique que j'ai mis au point. Ce modèle, inspiré de celui de Vergien [12], résout par itération temporelle les équations de propagation sur une grille spatiale (cf. annexe A.4.2).

Comparée au cas contra-propagatif, l'amplification co-propagative cumule les avantages suivants : la puissance maximale en sortie est légèrement supérieure, la puissance de pompe nécessaire est légèrement plus faible et l'efficacité est donc supérieure. Comme nous l'avons vu dans la partie 1.2.6, l'amplification contra-propagative présente cependant l'avantage de réduire le transfert de bruit d'intensité de la pompe au signal.

Plus quantitativement, il est intéressant de noter que, pour une puissance de pompe allant jusqu'à 2 kW crête, la puissance du signal amplifié ne dépasse pas les 110 W crête, quelle que soit la configuration. Pour dépasser cette limite, il est nécessaire d'augmenter le seuil Brillouin vu par le signal amplifié dans la FHNL. Les techniques d'augmentation seront détaillées dans le chapitre 3 mais, dans une première approche, nous pouvons considérer que l'augmentation induite est équivalente à une diminution du gain Brillouin g_B .

La technique reposant sur l'élongation longitudinale de la fibre permet notamment d'abaisser le gain Brillouin équivalent d'un facteur 6 pour des fibres courtes (de l'ordre de quelques mètres). En retraçant la FIGURE 2.4 avec cette nouvelle valeur du gain Brillouin, on s'attend donc à augmenter la puissance maximale atteignable pour le signal amplifié en sortie (FIGURE 2.5).

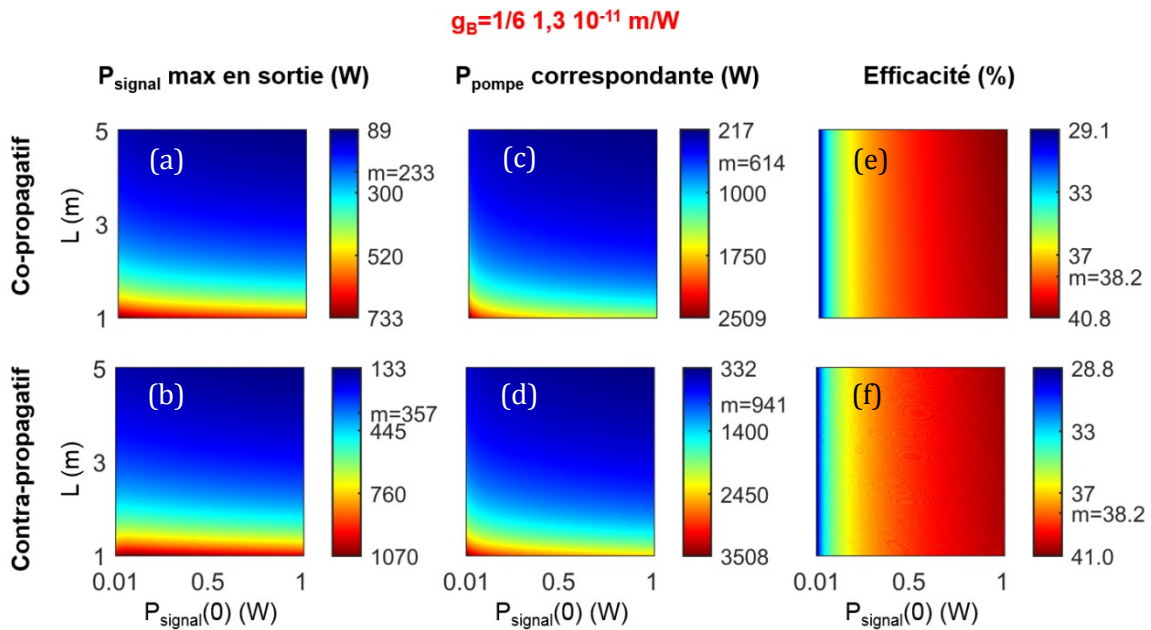


FIGURE 2.5 – Puissance maximale du signal amplifié en sortie en fonction de la puissance du signal en entrée et de la longueur de fibre dans les cas co-propagatif (a) et contra-propagatif (b). Puissance de pompe nécessaire pour atteindre la puissance maximale du signal amplifié en sortie dans les cas co-propagatif (c) et contra-propagatif (d). Efficacité correspondante dans les cas co-propagatif (e) et contra-propagatif (f). La moyenne 'm' (sur les deux dimensions) de chaque grandeur est affichée sur l'échelle de couleur. Le gain Brillouin équivalent est diminué d'un facteur 6. (Simulation d'après Eq.2.24 et TABLEAU 2.1)

2- Spécification de l'amplificateur Raman et conception du préamplificateur

En co-propagatif, la puissance maximale du signal amplifié dépasse effectivement les 700 W crête pour une puissance de pompe légèrement supérieure (autour de 2,5 kW crête), l'efficacité d'amplification est donc beaucoup plus importante.

En diminuant g_B d'un facteur 6, on pouvait s'attendre à multiplier l'efficacité d'amplification par 6, soit 48 % (Eq.2.17). Pour une telle efficacité, l'hypothèse de non déplétion de la pompe est fautive et il est normal de trouver une efficacité inférieure (~38% en co et contra-propagatif).

Les différences entre les cas co-propagatif et contra-propagatif sont cette fois-ci conséquentes. La déplétion a en effet un impact très fort sur le profil de pompe contra-propagatif, comme nous l'avons vu dans la partie 1.2.6 (FIGURE 1.19). Alors que l'efficacité est quasi-identique dans les deux cas, la configuration contra-propagative permet d'obtenir une puissance maximale amplifiée en sortie plus importante, à condition que la puissance de pompe soit plus forte également. Ce résultat s'explique facilement en comparant le profil longitudinal du signal amplifié dans les deux cas. La FIGURE 2.6 montre l'exemple d'un signal amplifié (en bleu) de façon co-propagative (trait plein) et contra-propagative (pointillés). La puissance du signal en entrée est identique dans les deux cas et la puissance de pompe (en rouge) est choisie de sorte que la puissance moyenne du signal dans la fibre soit identique également, ce qui correspond à un seuil Brillouin identique.

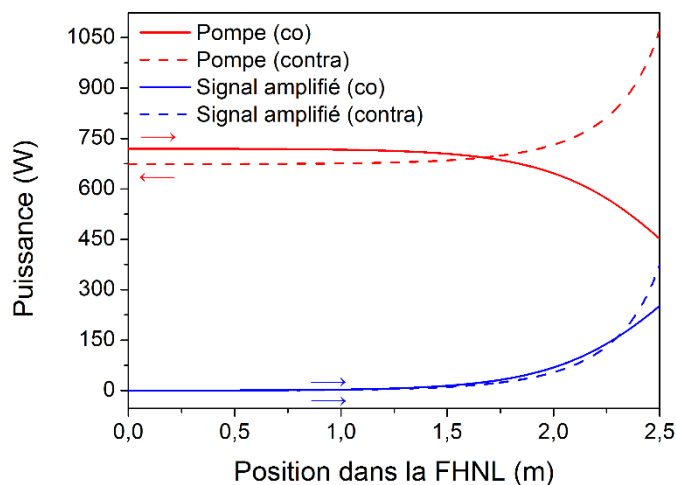


FIGURE 2.6 – Profils de puissance du signal amplifié le long de la fibre pour une pompe co-propagative de 720 W crête (trait plein) et contra-propagative de 1070 W crête (en pointillés). (Simulation d'après Eq.1.57, Eq.1.58)

La FIGURE 2.6 montre que lorsque la puissance de pompe est diminuée par l'amplification Raman, l'amplification contra-propagative permet d'obtenir un signal amplifié plus puissant (+49 % ici) en limite de diffusion Brillouin. En effet, dans la configuration co-propagative, la déplétion a lieu à l'endroit le plus critique, en fin de fibre, là où le signal amplifié est le plus fort. Au cours de la propagation, le gain est de plus en plus faible alors que la pente du signal amplifié doit rester forte pour minimiser la diffusion Brillouin (cf. FIGURE 2.3a). A l'inverse, dans la

configuration contra-propagative, la pompe reste forte en fin de fibre ce qui permet de maximiser la pente du signal amplifié et minimiser la diffusion Brillouin. Alors que la valeur moyenne du signal et l'efficacité sont identiques pour ces deux cas, le signal amplifié en contra-propagatif est plus puissant qu'en co-propagatif (376 W contre 252 W).

Les résultats illustrés sur la [FIGURE 2.5](#) permettent de valider la faisabilité d'un amplificateur Raman mono-fréquence pouvant atteindre 500 W crête à 1645 nm dans une FHNL. On peut toutefois noter que les différents composants optiques nécessaires à la mise en place de l'amplificateur Raman (coupleurs, filtres, soudures, etc...) induisent des pertes qu'il faut anticiper pour atteindre les puissances de pompe et signal nécessaires dans la FHNL. L'obtention de 500 W crête à 1645 nm nécessite par ailleurs une forte puissance de pompe (jusqu'à 2,5 kW crête) pour laquelle le seuil Brillouin devra être augmenté. Nous n'avons pas non plus pris en compte les différents effets non linéaires (SPM, XPM, FWM) pouvant induire l'élargissement spectral de la pompe et du signal et susceptibles de diminuer l'amplification et la qualité spectrale du signal.

2.1.5 Choix de la configuration pour l'amplificateur Raman

Grâce aux résultats obtenus avec notre modèle simplifié ([FIGURE 2.5](#)), nous allons maintenant pouvoir choisir un point de fonctionnement pour l'amplificateur Raman. Le paramètre le plus important qui va limiter l'amplification est la puissance crête disponible pour la pompe. Les EDFA à notre disposition ont une puissance de saturation de 2,5 W à 1545 nm. La fréquence de répétition et la durée d'impulsion du signal étant respectivement fixées à 20 kHz et 100 ns, cette puissance moyenne correspond à une puissance crête d'environ 1,25 kW pour une impulsion de pompe de 100 ns. Nous prévoyons en sus des pertes de 20 % à la traversée du multiplexeur et de la soudure se situant entre l'EDFA et la FHNL, ainsi que 25 % de perte supplémentaire liée au recouvrement temporel des impulsions, soit une puissance crête d'environ 750 W se propageant dans la fibre.

Pour simplifier la lecture de la [FIGURE 2.5](#), nous reprenons celle-ci dans le cas contra-propagatif en gardant uniquement les couples de valeurs $\{L, P_i(0)\}$ pour lesquels la puissance de pompe est égale à 750 W crête (la réflectivité est toujours égale à 0,1 %) ([FIGURE 2.7](#)). La figure obtenue est alors similaire à celle obtenue par Dajani *et al.* [6] et présentée dans la partie 1.1.4 ([FIGURE 1.11](#)). La puissance maximale en sortie de l'amplificateur est tracée en noir, la longueur de fibre correspondante en bleu.

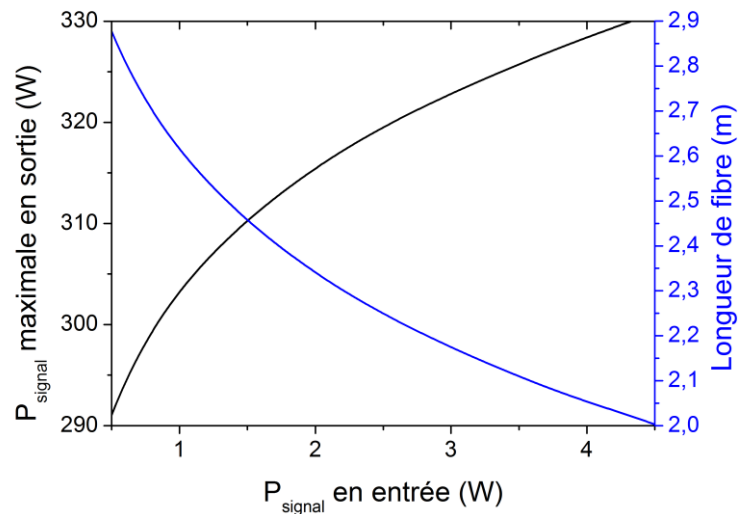


FIGURE 2.7 – Puissance maximale du signal amplifié (en noir, échelle de gauche) et longueur de fibre correspondante (en bleu, échelle de droite) en fonction de la puissance signal injectée. La puissance de pompe est fixée à 750 W crête. La réflectivité est toujours de 0,1 %. (Simulation)

La FIGURE 2.7 montre, à puissance de pompe fixée, qu'il vaut mieux raccourcir la fibre et injecter plus fort pour maximiser la puissance du signal amplifié en sortie, comme cela avait été montré par Dajani *et al.* Il est donc plus intéressant de minimiser la longueur effective d'interaction Brillouin que la puissance moyenne du signal amplifié dans la fibre.

Il me paraît cependant risqué de choisir une fibre de 2,0 m, pour laquelle la puissance du signal amplifié en sortie est maximale. Premièrement, le gain sur la puissance maximale est modéré (330 W crête comparé à 290 W crête). Deuxièmement, cela ne laisse pas de marge si les puissances de pompe et de signal injectées sont inférieures (le seuil Brillouin pour le signal ne pourrait alors être atteint). Je choisis donc un morceau de FHNL de longueur 2,5 m. En injectant 1,4 W crête à 1645 nm, cela permettrait d'atteindre environ 310 W crête en sortie de l'amplificateur Raman.

La longueur de FHNL étant fixée, il est utile de considérer le recouvrement temporel dans la fibre entre les impulsions pompe et signal, celles-ci étant contra-propagatives. Pour que le gain vu par le signal reste constant tout au long de l'impulsion, il est nécessaire que la pompe occupe toute la FHNL du début à la fin de l'impulsion. La durée d'impulsion de la pompe est donc donnée par $T_{imp,P} = T_{imp} + 2T_L$. Pour une durée d'impulsion signal $T_{imp} = 100$ ns et un temps de trajet dans la FHNL $T_L = nL/c = 12,5$ ns, la durée d'impulsion de pompe nécessaire est de $T_{imp,P} = T_{imp} + 2T_L = 125$ ns. L'efficacité de la conversion Raman contra-propagative du point de vue des énergies d'impulsion est donc légèrement plus faible.

Le TABLEAU 2.2 fait la comparaison des performances des différentes configurations envisageables (co/contra-propagatif et gain Brillouin diminué ou non) et permettant d'exploiter pleinement la pompe disponible pour cette fibre de 2,5 m. Dans le cas du gain Brillouin non diminué, la faible puissance maximale atteignable pour le signal amplifié (~ 40 W crête) n'induit pas de déplétion de la pompe. L'efficacité du point de vue énergétique est faible (~ 4 %) et il y a peu de différences entre amplification co et contra-propagative.

Dans le cas du gain Brillouin diminué, la puissance du signal amplifié est importante. L'efficacité du point de vue énergétique est forte et la déplétion de la pompe n'est plus négligeable. La configuration co-propagative est alors moins efficace (263 W crête soit 26 %) que celle contra-propagative (309 W crête soit 31 %).

g_B (10^{-11} m/W)	Sens	$P_{\text{signal}}(0)$ (W)	$P_{\text{signal}}(L)$ (W)	P_{pompe} (W)	Efficacité (%)
1,3	co	0,0004	36	1000	4
1,3	contra	0,013	44	750	4
1,3/6	co	0,004	263	1000	26
1,3/6	contra	1,3	309	750	31

TABLEAU 2.2 - Performances d'amplification pour une fibre de 2,5 m. (Simulation)

2.2 Conception du préamplificateur Raman

L'injecteur continu à 1645 nm à notre disposition n'atteignant que 20 mW, le [TABLEAU 2.2](#) montre qu'il est nécessaire de concevoir un préamplificateur Raman. Nous souhaitons que celui-ci atteigne 3 W crête afin de répondre à toutes les configurations et d'anticiper les pertes qui auront lieu dans l'amplificateur Raman (environ 50 %). La fréquence de répétition et la durée d'impulsion sont toujours de 20 kHz et 100 ns respectivement ([TABLEAU 1.1](#)).

2.2.1 Choix du montage expérimental

La puissance en entrée étant faible (~ 20 mW) comparée au seuil Brillouin, on peut utiliser un morceau de FHNL de 20 m couplé à une pompe de puissance modérée (~ 100 W crête) pour atteindre 2 W crête à 1645 nm. Le temps de trajet dans la fibre de 20 m étant de l'ordre de 100 ns, le recouvrement temporel entre la pompe et le signal dans la fibre serait faible pour des impulsions pompe et signal de 100 ns contra-propagatives. La configuration co-propagative est ici pertinente car elle maximise ce recouvrement (la dispersion est négligeable sur une telle longueur).

Le montage expérimental retenu est le suivant ([FIGURE 2.8](#)) :

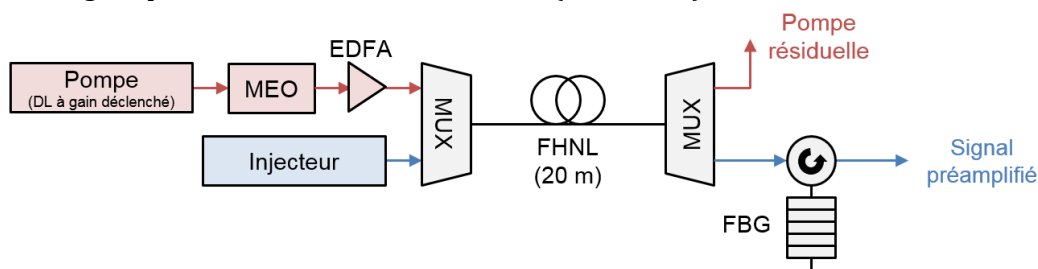


FIGURE 2.8 – Montage expérimental du préamplificateur Raman.

La source utilisée pour la pompe est une diode DFB à gain déclenché à 1540 nm. Son courant est contrôlé par un générateur d'impulsions. Cette source est ensuite élargie spectralement par modulation de phase dans un modulateur électro-optique (MEO). L'élargissement spectral induit par le MEO et la variation de courant dans le DFB permettent d'augmenter le seuil Brillouin pour la pompe et seront détaillés dans le chapitre 3. La source de pompe est enfin amplifiée dans un EDFA à deux étages avant d'être couplée dans la FHNL via un MUX.

L'injecteur à 1645 nm émet 20 mW de façon continue. Après couplage via le premier MUX, le signal est amplifié dans la FHNL. La forme d'impulsion du signal après amplification est donc donnée par le profil temporel de la pompe.

Un deuxième MUX vient séparer la pompe du signal en sortie de la FHNL. Le signal amplifié est ensuite filtré grâce à un circulateur et un réseau de Bragg à 1645 nm. Ce filtre permet d'éliminer tout résidu de pompe qui n'aurait pas été bien séparé par le MUX ainsi que l'ASE Raman autour de 1645 nm générée par la pompe dans la FHNL.

La puissance du signal préamplifié étant proportionnelle à l'exponentielle de la puissance de pompe (Eq.1.55), le profil temporel du signal n'est pas identique à celui de la pompe. La FIGURE 2.9a présente deux profils différents pour le signal : une fonction gaussienne et une fonction porte, ayant la même largeur à mi-hauteur et la même énergie. La FIGURE 2.9b présente les profils de pompe correspondants.

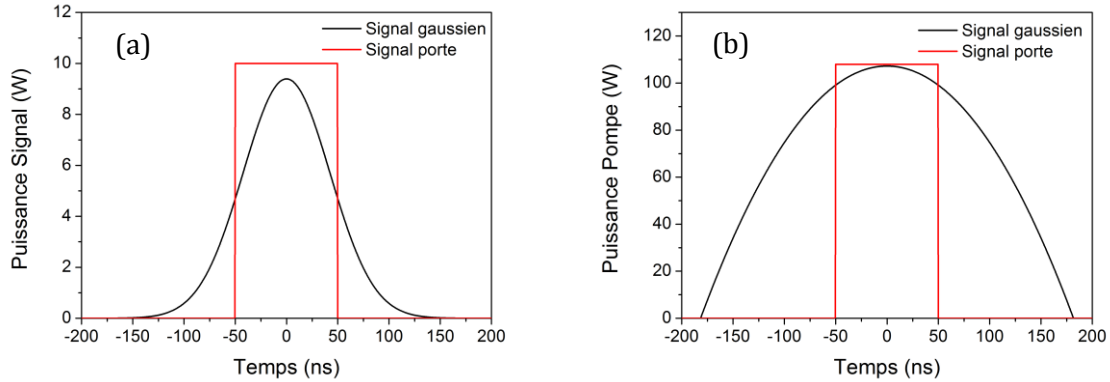


FIGURE 2.9 – (a) Exemples de profil temporel gaussien et porte pour le signal (1 μ J - 100 ns). (b) Profils temporels de pompe correspondants (pour la FHNL choisie). (Simulation)

Le profil de pompe correspondant au signal gaussien est large (~ 250 ns) et a une forte énergie (~ 25 μ J). En comparaison, le profil de pompe correspondant au signal porte a la même largeur que le signal (100 ns) et est moins énergétique (~ 10 μ J). Le profil porte permet donc une amplification Raman plus efficace. De plus, alors que le profil de pompe nécessaire pour obtenir un signal gaussien dépend du gain à appliquer, le profil porte pour la pompe donnera toujours une porte pour le signal.

Du point de vue diffusion Brillouin, les profils gaussien et porte pour le signal ne sont en revanche pas équivalents. A énergie et durée d'impulsion constantes, la réflectivité Brillouin est environ 10 fois plus importante pour le profil porte que pour le profil gaussien. Cela est dû au fait que la diffusion Brillouin est un effet non linéaire et que le profil porte reste plus longtemps dans les puissances élevées que le profil gaussien. Cependant, pour les gains Brillouin G_B considérés ($\sim e^{21}$), la diminution de la réflectivité d'un facteur 10 ne permet d'augmenter le seuil que de 10% environ, ce qui est négligeable.

Nous essayons donc autant que possible de nous approcher du profil porte pour les pompes des préamplificateur et amplificateur Raman.

2.2.2 Caractérisation en puissance

En sortie du préamplificateur (après le filtre), la puissance continue à 1645 nm n'est que de 3,5 mW à cause des pertes que le signal subit à travers les différents composants. La puissance de pompe a été choisie de façon à ce que le signal préamplifié atteigne quelques watts crête, ce qui correspond à une pompe de 90 W crête environ en tenant compte de la déplétion (Eq.1.57).

La FIGURE 2.10a représente le profil mesuré pour le signal préamplifié (en rouge). La FIGURE 2.10b représente les profils mesurés pour la pompe lorsque l'injecteur est éteint (en bleu) et allumé (en rouge). Ces derniers montrent la part de pompe qui est transférée au signal amplifié.

A partir du profil de pompe expérimental avant amplification, il est possible déterminer théoriquement (Eq.1.57) le profil du signal amplifié (FIGURE 2.10a en noir) ainsi que le résidu de pompe après amplification (FIGURE 2.10b en noir). Les mesures sont en accord avec la théorie.

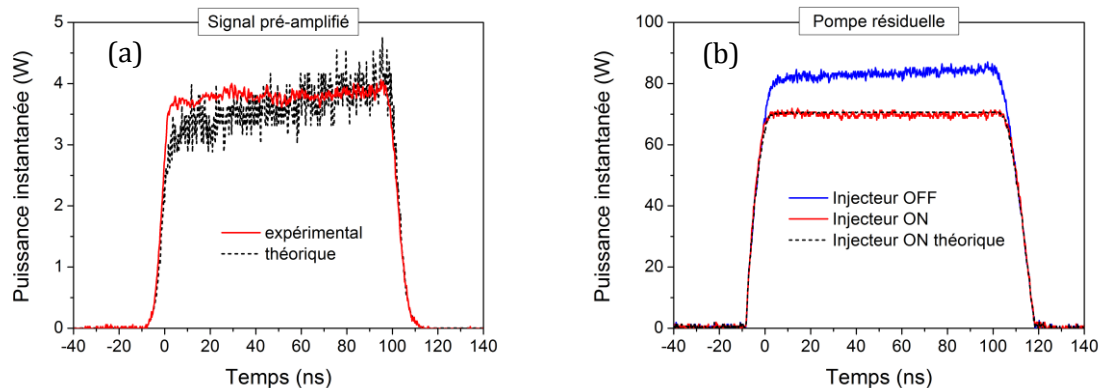


FIGURE 2.10 – (a) Profils mesuré (rouge) et théorique (noir) du signal préamplifié. (b) Profils de pompe avant (bleu) et après amplification (mesuré en rouge, théorique en noir).

Le préamplificateur Raman permet ainsi d'atteindre 4 W crête à 1645 nm pour une durée d'impulsion de 100 ns, ce qui correspond à 0,4 μ J par impulsion. La puissance crête est ici limitée par la diffusion Brillouin sur le signal préamplifié, mais est amplement suffisante pour injecter le deuxième étage d'amplification Raman (2 W requis au maximum).

2.3 Caractérisation spectrale du préamplificateur Raman

L'une des caractéristiques les plus importantes de la source à concevoir est sa faible largeur spectrale (< 50 MHz), nécessaire pour une utilisation LIDAR vent. Avant de concevoir le deuxième étage d'amplification Raman, nous allons nous assurer que le critère spectral est déjà vérifié en sortie du préamplificateur Raman.

Les faibles largeurs spectrales ne peuvent pas être mesurées à l'analyseur de spectre optique (OSA), dont la résolution est de l'ordre de 10 GHz ($\sim 0,07$ nm pour une longueur d'onde de $1,5 \mu\text{m}$). Pour mesurer une largeur de l'ordre de 50 MHz, un montage hétérodyne est nécessaire.

2.3.1 Mesure de la largeur spectrale de l'injecteur

Le préamplificateur Raman étant un MOPA, la largeur spectrale en sortie dépend avant tout de celle de l'injecteur. L'injecteur choisi est spécifié pour avoir une largeur spectrale de quelques mégahertz. Nous avons vérifié expérimentalement cette valeur avec le montage suivant (FIGURE 2.11).



FIGURE 2.11 – Montage hétérodyne pour la mesure spectrale de l'injecteur.

Ce montage, introduit par Okoshi *et al.* en 1980 [28], est similaire à celui présent dans le montage LIDAR vent présenté dans la partie 1.1.2. Le MAO permet ici également de produire une interférence à une fréquence mesurable électriquement (ici 40 MHz).

La ligne à retard sert quant à elle à décorrélérer temporellement les deux parties de l'injecteur. En l'absence de celle-ci, on ne mesure que la fluctuation de phase relative dans les deux bras de l'interféromètre. La longueur de la ligne à retard doit donc être choisie suffisamment grande pour que le retard induit soit grand devant le temps de cohérence de l'injecteur, celui-ci étant justement relié à sa largeur spectrale.

Le temps de cohérence d'un injecteur ayant une largeur spectrale de 1 MHz est de l'ordre de $1 \mu\text{s}$, ce qui correspond à une longueur de cohérence de 300 m. Une ligne à retard de plusieurs kilomètres est alors suffisante pour décorrélérer les deux parties. Dans ces conditions, le spectre de la figure d'interférences observée est l'auto-convolution du spectre de l'injecteur.

L'injecteur utilisé étant une diode à semi-conducteur, le bruit de phase est dominé par les variations d'indice de réfraction induites par l'émission spontanée [29]. Cette contribution correspond à un bruit blanc, pour lequel le spectre est une Lorentzienne. L'auto-convolution

d'une Lorentzienne étant elle-même une Lorentzienne de largeur double, il est aisé de déduire la largeur spectrale de l'injecteur à partir du spectre de la figure d'interférences.

Le spectre moyen obtenu est le suivant (FIGURE 2.12). La largeur mesurée est de 4 MHz, ce qui correspond à une largeur spectrale de 2 MHz pour l'injecteur, en accord avec les données constructeur.

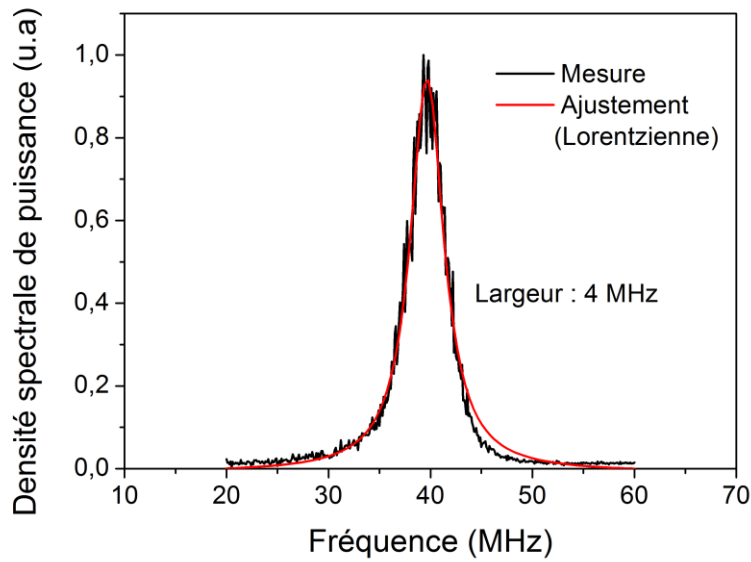


FIGURE 2.12 – Densité spectrale de puissance moyennée de l'injecteur. (Mesure)

2.3.2 Mesure de la largeur spectrale en sortie du préamplificateur Raman

Le spectre de l'injecteur étant correct en régime continu, on s'intéresse maintenant au spectre du signal après pré-amplification Raman en régime impulsionnel. La méthode de mesure est la même que pour l'injecteur. On s'attend à ce que le spectre (FIGURE 2.13) soit élargi à cause de la largeur de l'impulsion de 100 ns, ce qui correspond à ~ 8 MHz limité par transformée de Fourier (TF) (en pointillés).

Le spectre mesuré (en trait plein) est cependant légèrement plus large (10 MHz) que la limite par TF, ce qui semble indiquer un élargissement dans le préamplificateur Raman. Sachant que le signal doit encore être amplifié de façon significative dans le deuxième étage d'amplification Raman, il est nécessaire de déterminer l'origine de cet élargissement.

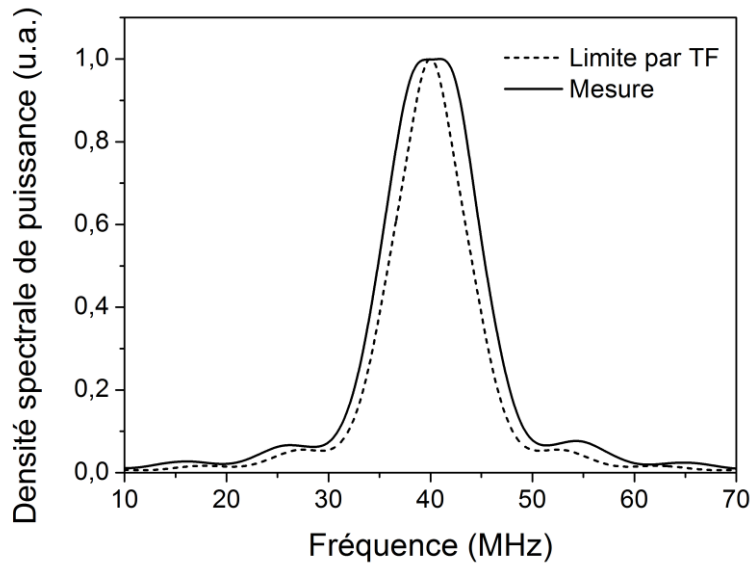


FIGURE 2.13 – Densité spectrale de puissance moyennée en sortie du préamplificateur. (Mesure)

2.3.3 Phase non linéaire ajoutée par l'amplification Raman

Dans le début de ce chapitre, nous n'avons considéré l'amplification Raman que du point de vue puissance. Pour déterminer l'influence de l'amplification Raman sur le spectre du signal, il est nécessaire de considérer l'évolution de son amplitude complexe A_I .

En reprenant l'Eq.1.43 [19] et en faisant apparaître les parties réelle \mathcal{G}'_R et imaginaire \mathcal{G}''_R du gain Raman \mathcal{G}_R introduit dans l'Eq.1.45, on obtient :

$$\frac{\partial A_I}{\partial z} = i\gamma_I(|A_I|^2 + (2 - f_R)|A_P|^2)A_I + \frac{\mathcal{G}'_R + i\mathcal{G}''_R}{2}|A_P|^2 A_I \quad \text{Eq.2.25}$$

L'Eq.2.25 prend ainsi en compte l'auto-modulation de phase et la modulation de phase croisée (premier terme, imaginaire pur) ainsi que la diffusion Raman stimulée (second terme, complexe). Ce dernier terme est proportionnel au module carré de l'amplitude de pompe A_P , la phase de la pompe n'est donc pas transférée au signal pendant l'amplification.

La SPM, XPM et la partie imaginaire du gain Raman modifient donc la phase alors que la partie réelle du gain Raman apporte du gain.

2.3.4 Analogie avec les diodes laser à semi-conducteur

Dans le secteur des télécommunications, où les diodes laser à semi-conducteur sont largement utilisées, le couplage entre gain et phase a déjà été étudié extensivement. En 1981, Fleming et al [30] ont été étonnés de mesurer une largeur spectrale 50 fois supérieure à la largeur attendue tenant compte de l'émission spontanée, pour une diode laser AlGaAs.

Une réponse a été apportée par Henry [29] en 1982 : l'émission spontanée ayant lieu dans le semi-conducteur induit non seulement des variations de phase, mais également des variations d'intensité qui vont entraîner des oscillations du gain pour rétablir l'état stationnaire. Ces oscillations de gain correspondent à une variation de la partie imaginaire de l'indice de réfraction $\Delta n''$, causée par une variation de densité des porteurs dans un semi-conducteur. Cette même variation de densité va également entraîner une variation de la partie réelle de l'indice de réfraction $\Delta n'$, et donc une phase additionnelle.

L'évolution de l'amplitude complexe optique A dans le semi-conducteur s'exprime alors :

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \frac{g}{2}(1 + i\kappa)A \quad \text{Eq.2.26}$$

$$\kappa = \frac{\Delta n'}{\Delta n''} \quad \text{Eq.2.27}$$

Où g est le gain apporté par le semi-conducteur et κ le facteur d'augmentation de largeur de raie (ou facteur de Henry). Dans l'Eq.2.26, le gain (réel) est ainsi factorisé pour faire apparaître κ et la phase additionnelle s'exprime :

$$\phi(t) = \frac{\kappa}{2} \ln G(t) \quad \text{Eq.2.28}$$

Dans un laser à semi-conducteur en régime continu, la largeur spectrale est alors augmentée d'un facteur $1 + \kappa^2$. Il est intéressant de noter que $\Delta n'$ et $\Delta n''$ ne sont pas indépendantes et peuvent être reliées par les relations de Kramers-Kronig non linéaires [31] :

$$\Delta n'(\omega) = \frac{c}{\pi} \mathcal{P} \int_0^\infty \frac{\Delta n''(\Omega)}{\Omega^2 - \omega^2} d\Omega \quad \text{Eq.2.29}$$

Où \mathcal{P} est la valeur principale de Cauchy. Ces relations sont dues à la nature causale de la susceptibilité diélectrique et permettent de déterminer $\Delta n'$ à partir de $\Delta n''$ et inversement.

Dans les lasers à semi-conducteur, la valeur de κ est typiquement comprise entre 2 et 5 [32], à l'exception des lasers à cascade quantique pour lesquels κ est théoriquement nul (cette valeur n'est toutefois atteinte que pour des courants d'injection proche du seuil) [33], [34]. Une relation similaire entre l'amplitude et la phase a également été démontrée dans les amplificateurs à fibre dopée [35], [36].

2.3.5 Expression du facteur de Henry κ pour la diffusion Raman stimulée

Nous avons voulu appliquer le formalisme du facteur de Henry à la diffusion Raman stimulée, qui comprend elle aussi un terme de gain et un terme de phase. En négligeant temporairement la SPM et la XPM et après factorisation de \mathcal{G}'_R dans l'Eq.2.25, on obtient :

$$\frac{\partial A_I}{\partial z} = \frac{\mathcal{G}'_R}{2}(1 + i\kappa_R)|A_P|^2 A_I \quad \text{Eq.2.30}$$

$$\kappa_R(\Delta\omega) = \frac{\mathcal{G}''_R}{\mathcal{G}'_R} = \frac{g''_R}{g'_R} \quad \text{Eq.2.31}$$

On fait ainsi apparaître le facteur de Henry κ_R dû à la diffusion Raman stimulée et ne dépendant que des parties réelle g'_R et imaginaire g''_R du gain Raman pour un écart spectral $\Delta\omega$ donné entre la pompe et le signal. La phase additionnelle ajoutée par la diffusion Raman stimulée s'exprime alors de façon similaire à l'[Eq.2.28](#) :

$$\phi(t) = \frac{\kappa_R}{2} \ln \mathcal{G}_R(t) \quad \text{Eq.2.32}$$

Cette expression est très intéressante car elle ne fait pas intervenir directement les différents paramètres de l'amplificateur Raman utilisé (longueur de fibre, aire effective, puissance de pompe), ceux-ci sont directement inclus dans le gain \mathcal{G}_R . La phase est proportionnelle au logarithme du gain, et le coefficient de proportionnalité $\frac{\kappa_R}{2}$ ne dépend que du matériau de la fibre et du décalage en fréquence entre la pompe et le signal. Dès lors que l'amplificateur Raman apporte du gain, de la phase est nécessairement ajoutée sauf dans le cas $\kappa_R = 0$.

Il a été démontré que les relations de Kramers-Krönig sont également valables pour les effets non linéaires dans une expression modifiée [31] :

$$\Delta n'(\omega, \xi) = \frac{c}{\pi} \mathcal{P} \int_0^\infty \frac{\Delta n''(\Omega, \xi)}{\Omega^2 - \omega^2} d\Omega \quad \text{Eq.2.33}$$

Ici ξ est la perturbation responsable de la variation d'indice. Dans le cas de la diffusion Raman c'est le champ optique intense de la pompe qui en est la cause.

On peut ainsi réécrire l'[Eq.2.33](#) :

$$g''_R(\Delta\omega) = \frac{c}{\pi} \mathcal{P} \int_0^\infty \frac{g'_R(\Omega)}{\Omega^2 - \Delta\omega^2} d\Omega \quad \text{Eq.2.34}$$

On remarque alors que κ_R ne dépend pas de la valeur maximale $g_{R,max}$ de g'_R , mais seulement de la dépendance spectrale de la fonction unitaire u_R associée ([Eq.2.37](#), [Eq.2.38](#)), en effet :

$$u''_R(\Delta\omega) = \frac{c}{\pi} \mathcal{P} \int_0^\infty \frac{u'_R(\Omega)}{\Omega^2 - \Delta\omega^2} d\Omega \quad \text{Eq.2.35}$$

$$\kappa_R(\Delta\omega) = \frac{u''_R(\Delta\omega)}{u'_R(\Delta\omega)} \quad \text{Eq.2.36}$$

Où u_R est introduit de la façon suivante (u''_R n'est pas forcément unitaire) :

$$g'_R(\Delta\omega) = g_{R,max} u'_R(\Delta\omega) \quad \text{Eq.2.37}$$

$$g''_R(\Delta\omega) = g_{R,max} u''_R(\Delta\omega) \quad \text{Eq.2.38}$$

Nous prenons maintenant l'exemple d'une fibre en silice, pour laquelle le spectre du gain Raman est bien connu [37]. Connaissant la dépendance spectrale de u'_R , il est alors possible de calculer celle de u''_R , par transformée de Hilbert, et de κ_R ([FIGURE 2.14](#)).

La transformée de Hilbert est une transformation linéaire permettant d'étendre un signal réel dans le domaine complexe (cf. annexe A.3). On l'utilisera également dans la partie 2.3.7 pour extraire la phase ajoutée par l'amplification Raman.

Pour simplifier l'interprétation de la FIGURE 2.14, nous exprimons la dépendance spectrale non pas en fonction de l'écart en fréquence entre le signal et la pompe, mais plutôt en fonction de la longueur d'onde de la pompe pour une longueur d'onde signal fixée (à 1645,55 nm).

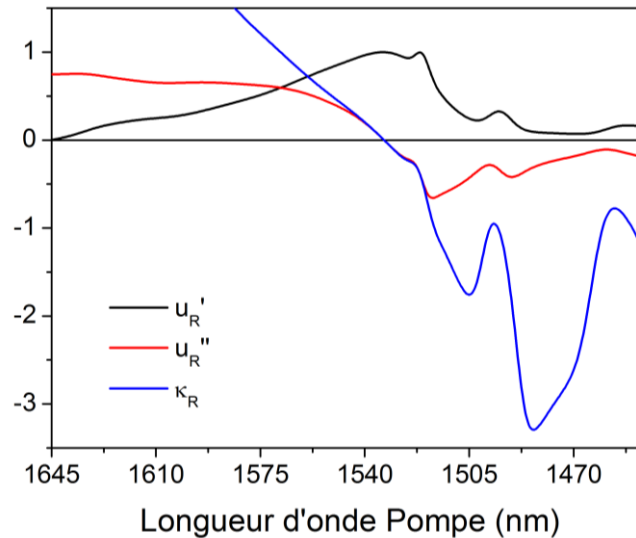


FIGURE 2.14 – Dépendances spectrales de la partie réelle (u_R') de la fonction unitaire associée au gain Raman, de sa partie imaginaire (u_R'') et du facteur de Henry (κ_R) associé à la diffusion Raman pour une fibre en silice (u_R' obtenu par Stolen *et al.* [37]). (Simulation)

On peut remarquer que κ_R varie typiquement de -3 à 3 et s'annule lorsque le gain Raman est maximal. En choisissant la longueur d'onde de pompe maximisant g_R' , il est ainsi possible d'annuler complètement la phase non linéaire ajoutée par la diffusion Raman.

Nous n'avons cependant pas encore pris en compte la XPM dans l'expression de la phase non linéaire ajoutée, qui représente une part non négligeable de celle-ci.

2.3.6 Expression du facteur de Henry κ pour la diffusion Raman stimulée et XPM

La diffusion Raman nécessite une puissance crête de pompe élevée pour amplifier le signal. Or nous avons vu dans la partie 1.2.4 qu'une telle puissance de pompe induisait de la modulation de phase croisée pour le signal. La diffusion Raman et la XPM sont intrinsèquement liées et, en présence d'une pompe, on ne peut avoir l'une sans l'autre.

Dans une première approximation, la SPM peut être négligée car la puissance moyenne de la pompe est bien plus importante que celle du signal dans la fibre (Eq.1.30). En factorisant le terme $\frac{g_R'}{2}$ dans l'Eq.2.25 on peut retrouver une expression similaire à l'Eq.2.30 :

$$\frac{\partial A_I}{\partial z} = \frac{g'_R}{2} |A_P|^2 A_I (1 + i\kappa) \quad \text{Eq.2.39}$$

$$\kappa(\Delta\omega, \omega_I) = \kappa_R + \kappa_X \quad \text{Eq.2.40}$$

$$\kappa_X(\Delta\omega, \omega_I) = \frac{2\gamma_I}{g'_R} (2 - f_R) \quad \text{Eq.2.41}$$

On fait ainsi apparaître un facteur de Henry (κ) lié à l'amplification Raman et qui est la somme de deux facteurs de Henry (κ_R et κ_X) respectivement liés à la diffusion Raman et à la XPM.

Ici encore, la phase ajoutée est proportionnelle au logarithme du gain et à κ :

$$\phi(t) = \frac{\kappa}{2} \ln G_R(t) \quad \text{Eq.2.42}$$

Puisque l'évolution de la SPM dépend de la puissance du signal et non de la pompe, il est difficile d'exprimer sa (faible) contribution avec un facteur de Henry. A notre connaissance, la phase non linéaire ajoutée par l'amplification Raman n'a jamais été formulée de cette manière.

Comme dans la partie 2.3.5, nous prenons maintenant l'exemple de la fibre en silice. Le coefficient non linéaire γ_I participant à la XPM ne dépend spectralement que de la longueur d'onde du signal, et pas de celle de la pompe. La dépendance spectrale de κ_X est donc uniquement due aux variations de g'_R .

Sur la [FIGURE 2.15](#) nous retrouvons, comme dans la [FIGURE 2.14](#), les variations de u'_R , u''_R et κ_R , ainsi que les variations de κ_X et κ .

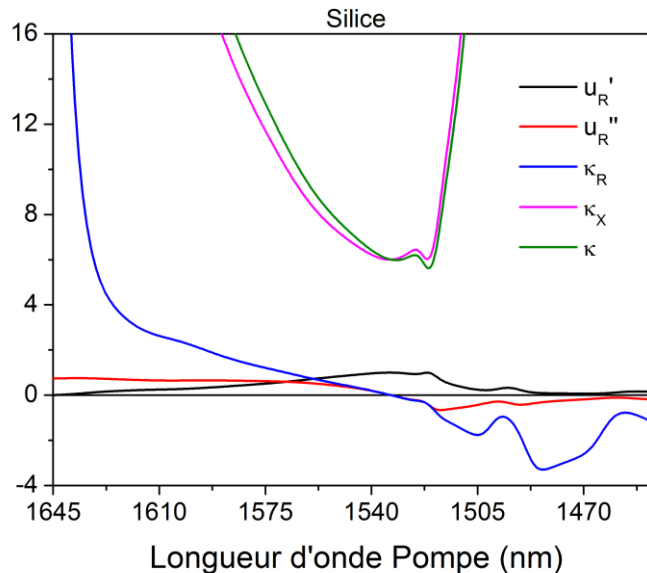


FIGURE 2.15 – Dépendances spectrales de la partie réelle (u_R') de la fonction unitaire associée au gain Raman, de sa partie imaginaire (u_R'') et des facteurs de Henry (κ_R , κ_X et κ) respectivement associés à la diffusion Raman, à la XPM et à l'amplification Raman (prenant en compte diffusion Raman et XPM) pour une fibre en silice (u_R' obtenu par Stolen *et al.* [37]). (Simulation)

Quelle que soit la longueur d'onde de pompe, la contribution de la XPM à la phase ajoutée est bien supérieure à celle de la diffusion Raman : les courbes κ_X et κ sont quasi-confondues. κ_X ne s'annule jamais (contrairement à κ_R), et sa valeur est minimale lorsque le gain Raman est maximal. En effet, le coefficient non linéaire γ_I ne varie pas alors que \mathcal{G}'_R diminue autour de la résonance. De plus, bien que κ_R soit négatif sur une partie du spectre, sa contribution n'est pas assez forte pour compenser celle de la XPM.

Le terme κ_X (Eq.2.41) étant dominant, il est intéressant d'en simplifier son expression en y injectant l'expression de \mathcal{G}'_R (Eq.1.45). On obtient alors :

$$\kappa_X(\Delta\omega) = \frac{2 - f_R}{f_R \tilde{h}'_R(\Delta\omega)} \quad \text{Eq.2.43}$$

La valeur minimale de κ_X , obtenue à la résonance, ne dépend alors que de la fraction non linéaire de la contribution Raman et du maximum de la TF de sa réponse temporelle simplifiée. C'est un paramètre fondamental qui ne dépend que des propriétés du matériau de la fibre.

2.3.7 Vérification expérimentale du lien entre gain et phase dans l'amplificateur Raman

Nous souhaitons maintenant vérifier expérimentalement le lien entre la phase et le gain en les mesurant simultanément au sein d'une impulsion amplifiée dans le préamplificateur Raman. L'objectif est de vérifier que le profil de phase est bien de la forme $\kappa \ln G$, et, le cas échéant, de mesurer la valeur de κ pour différents écarts spectraux entre la pompe et le signal.

- Description du montage

Nous avons pour cela mis en place un montage hétérodyne (FIGURE 2.16) qui diffère légèrement du montage hétérodyne précédent (partie 2.3.1) :

- Le préamplificateur Raman est ajouté sur un des bras de l'interféromètre.
- La ligne à retard est ici choisie de façon à compenser exactement le retard induit par le préamplificateur Raman, afin d'observer exclusivement la phase ajoutée par celui-ci (et non les variations de phase de l'injecteur).
- La fréquence du MAO est supérieure (110 MHz) pour pouvoir mesurer des déphasages importants via la transformée de Hilbert.

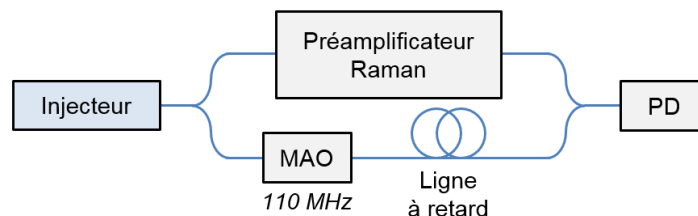


FIGURE 2.16 – Montage hétérodyne pour la mesure de la phase instantanée ajoutée par le préamplificateur Raman.

Un exemple simplifié de figure d'interférence est donné sur la [FIGURE 2.17](#). Ici l'injecteur fonctionne en continu et est amplifié par une pompe impulsionnelle. Le signal hétérodyne se décompose en 5 parties :

- 1) gain nul, le battement est à la fréquence du MAO ;
- 2) augmentation du gain et de la phase, le battement est plus rapide ;
- 3) gain et phase constants, le battement est de nouveau à la fréquence du MAO ;
- 4) diminution du gain et de la phase, le battement est plus lent ;
- 5) gain nul, le battement est à la fréquence du MAO.

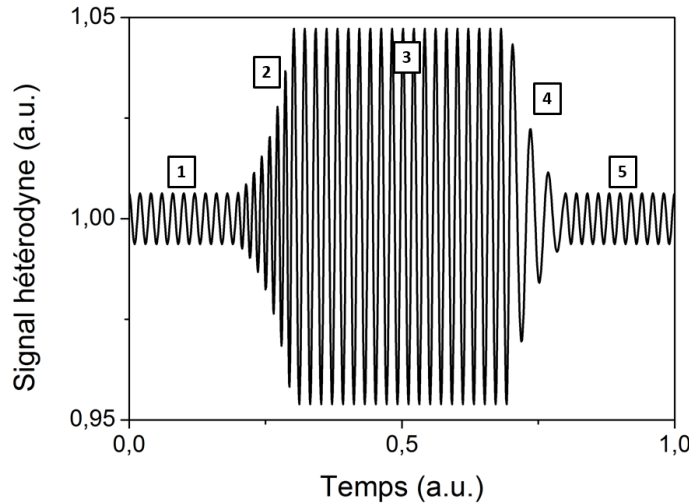


FIGURE 2.17 – Exemple simplifié de signal hétérodyne.

- Extraction de l'amplitude et de la phase par transformée de Hilbert

Dans cette sous-partie nous allons voir comment la phase est récupérée de la figure d'interférence. Considérons deux composantes A et B correspondant aux deux bras du montage hétérodyne et une amplitude complexe initiale A_0 :

$$A = A_0 \quad \text{Eq.2.44}$$

$$B = A_0 \sqrt{G(t)} \exp(i(\omega t + \phi(t))) \quad \text{Eq.2.45}$$

Pour simplifier la compréhension, le décalage en fréquence ω induit par le MAO a été introduit dans le terme B contenant le gain en puissance G et la phase ϕ ajoutés par l'amplification Raman. Il n'est pas nécessaire de prendre en compte les pertes des coupleurs.

La puissance P en sortie de l'interféromètre s'exprime alors :

$$P = |A + B|^2 = |A_0|^2 \left| 1 + \sqrt{G(t)} \exp(i(\omega t + \phi(t))) \right|^2 \quad \text{Eq.2.46}$$

$$P = |A_0|^2 \left(1 + 2\sqrt{G(t)} \cos(\omega t + \phi(t)) + G(t) \right) \quad \text{Eq.2.47}$$

Le troisième terme G dans la parenthèse est susceptible de déformer la sinusoïde à ω et donc la valeur de la phase. Pour le négliger, nous induisons volontairement des pertes α dans le terme B de sorte que $\alpha G(t) \ll 1$, ce qui implique $\alpha G(t) \ll \sqrt{\alpha G(t)}$.

L'Eq.2.47 se réécrit alors :

$$P = |A_0|^2 \left(1 + 2\sqrt{\alpha G(t)} \cos(\omega t + \phi(t)) \right) \quad \text{Eq.2.48}$$

Pourvu que le nombre d'oscillations à ω soit grand devant la durée d'impulsion, le terme P_ω battant à ω peut être obtenu en ôtant la valeur moyenne de P :

$$P_\omega = P - \langle P \rangle = 2|A_0|^2 \sqrt{\alpha g(t)} \cos(\omega t + \phi(t)) \quad \text{Eq.2.49}$$

La transformée de Hilbert permet ensuite d'extraire $\sqrt{\alpha g(t)}$ et $\phi(t)$ (cf. annexe A.3) à condition que $\sqrt{\alpha g(t)}$ n'ait pas de composante fréquentielle supérieure à ω .

- Mesures de κ

Le profil temporel du signal en sortie du préamplificateur Raman (FIGURE 2.10a) rend cependant difficile la mesure de la phase non linéaire ajoutée. En effet, on s'attend à ce qu'il y ait une variation de phase rapide sur les fronts montant et descendant. Le décalage en fréquence instantanée peut alors être supérieur à la fréquence du MAO, ce qui fausse la mesure de la phase.

Pour cette mesure, nous avons donc volontairement modifié le profil temporel de façon à allonger les temps de variation au sein de l'impulsion. L'impulsion et les temps de montée/descente sont allongés et une variation de puissance est induite sur le plateau, ce qui permet d'accéder aux valeurs intermédiaires du gain.

La phase et le logarithme du gain en puissance ont été mesurés simultanément sur 1000 impulsions. La FIGURE 2.18a montre leurs profils temporels moyens et la FIGURE 2.18b montre la phase en fonction du logarithme du gain.

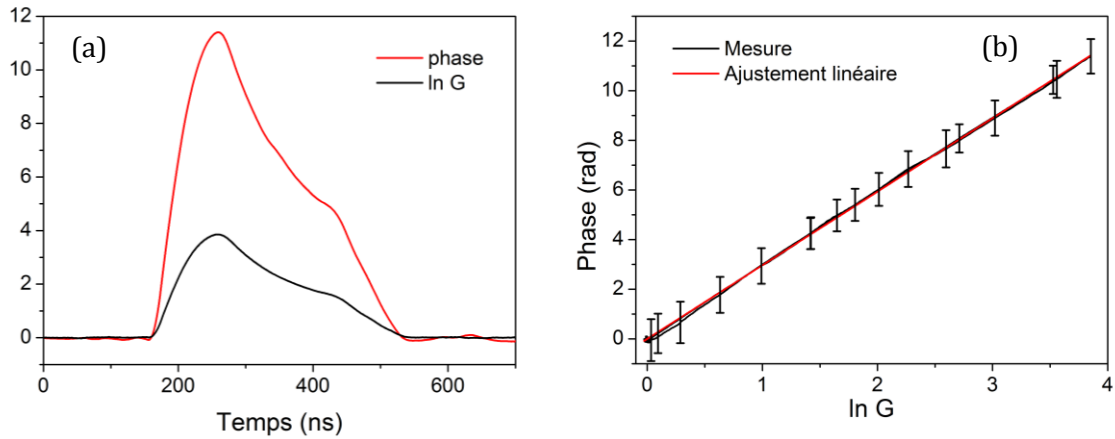


FIGURE 2.18 – (a) Phase (en radians) et logarithme du gain en puissance en sortie du préampli Raman. (b) Phase (en radians) en fonction du logarithme du gain en puissance et ajustement linéaire. La phase et le gain sont moyennés sur 1000 impulsions dont le profil temporel est modifié pour allonger les temps de variation. (Mesure)

La dépendance phase/gain est correctement représentée par une fonction linéaire (passant par l'origine) dont la pente nous donne la valeur de $\frac{\kappa}{2}$. Ici, $\kappa(\lambda_p = 1540 \text{ nm}) = 6,4 \pm 0,6$.

Cette mesure a été répétée avec une pompe DFB co-propagative à 1563 nm et un oscillateur multimode contra-propagatif à 1545 nm (présenté dans la partie 3.2.1). L'ensemble des valeurs de κ est donné dans le [TABLEAU 2.3](#). Dans toutes les configurations l'ajustement linéaire était adapté.

λ_p	κ
1540 nm	$6,4 \pm 0,6$
1545 nm	$7,0 \pm 0,6$
1563 nm	$12,6 \pm 0,9$

TABLEAU 2.3 – Valeurs expérimentales de κ en fonction de la longueur d'onde Pompe. La longueur d'onde signal est toujours fixée à 1645,55 nm.

La relation $\phi = \kappa \ln G$ ayant été confirmée expérimentalement pour différents écarts spectraux entre la pompe et le signal, nous souhaitons maintenant vérifier si les valeurs de κ mesurées sont en adéquation avec les paramètres de la FHNL, différente de la fibre en silice simple utilisée dans la partie 2.3.6.

- Calcul de κ pour la FHNL

Ayant déjà une mesure du gain Raman g_R à 1645 nm pour une pompe à 1540 nm, il reste à déterminer le profil spectral du gain Raman $u_R(\Delta\omega)$ et la valeur de n_2 (ou f_R) pour obtenir $\kappa(\Delta\omega)$. Il existe des montages permettant de mesurer n_2 et $u_R(\Delta\omega)$, mais ceux-ci sont relativement complexes à mettre en œuvre [38].

L'ensemble des paramètres intrinsèques de la fibre $n_2, g_B, g_R, u_R(\Delta\omega), A_{eff}, f_R$ varient entre autres avec le dopage molaire en Germanium $[Ge]$ de la FHNL. Plusieurs articles ont étudié théoriquement et expérimentalement l'influence de $[Ge]$ mais les valeurs obtenues ne se recoupent pas forcément [23], [38]–[45]. A ces incertitudes s'ajoute le fait que la valeur de $[Ge]$ n'est pas donnée par le constructeur et que les différentes méthodes appliquées ci-après donnent des résultats différents.

Une première méthode consiste à déterminer le dopage Germanium à partir de l'ouverture numérique de la FHNL (à saut d'indice). Connaissant l'indice de la gaine en silice $n_{SiO_2} = 1,444$ et l'ouverture numérique $NA = 0,242$ à 1550 nm (donnée par le constructeur), on détermine l'indice du cœur $n_c = \sqrt{NA^2 + n_{gaine}^2} = 1,464$. L'équation de Sellmeier [46] nous permet alors de trouver un dopage molaire en Germanium $[Ge] = 13,5 \%$ à partir de l'indice du Germanium $n_{GeO_2} = 1,587$ à 1550 nm.

Une deuxième méthode possible est de déterminer $[Ge]$ à partir des propriétés acoustiques de la fibre. Dans un article de 2009, Dragic établit un modèle permettant de calculer la vitesse acoustique v et la largeur spectrale du gain Brillouin $\Delta\nu_B$ à partir du dopage molaire Germanium [45]. Partant de l'Eq.1.76 il peut alors calculer la valeur du gain Brillouin g_B . Les courbes suivantes sont obtenues pour $\Delta\nu_B$ et g_B (FIGURE 2.19).

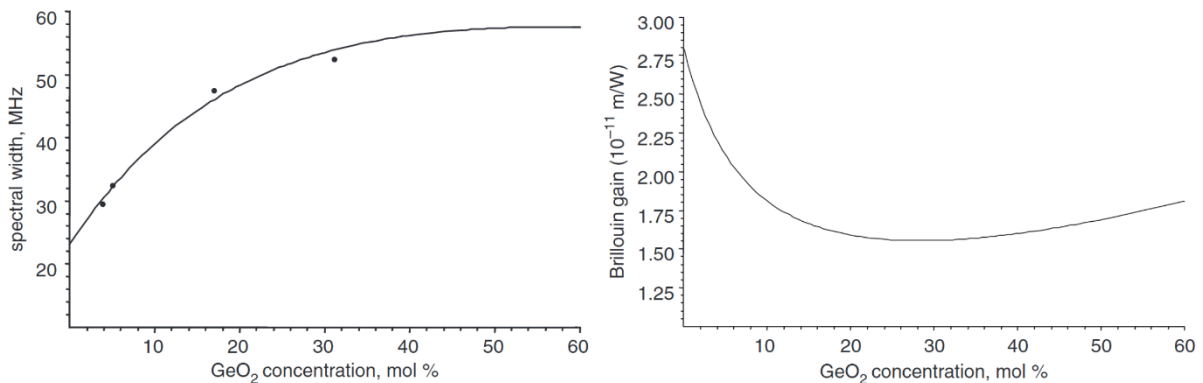


FIGURE 2.19 – (a) Largeur du spectre du gain Brillouin mesurée (points) et simulée (trait) en fonction de $[Ge]$. (b) Valeur maximale simulée du spectre du gain Brillouin en fonction de $[Ge]$ (d'après [45]).

La largeur de $40 \pm 0,5$ MHz pour le spectre du gain Brillouin de la FHNL (TABLEAU 2.1) semble correspondre à un dopage molaire Germanium de 11 %. En revanche, la FIGURE 2.19 semble montrer que le gain Brillouin mesuré pour la FHNL, égal à $1,3 \pm 0,1 \cdot 10^{-11}$ m/W (TABLEAU 2.1), est trop faible pour correspondre à une valeur de $[Ge]$. Cet écart est potentiellement dû à l'aire efficace, nécessaire à la mesure expérimentale de g_B et donnée par le constructeur, qui serait sous-estimée.

Le dopage molaire en Germanium peut enfin être estimé à partir de la valeur maximale du gain Raman g_R . Dans un article de 1989, Davey *et al.* ont montré que g_R était affine avec $[Ge]$ [43]. D'autres études ont depuis confirmé cette relation avec des résultats semblables [41], [44]. La FIGURE 2.20 montre la dépendance de g_R avec $[Ge]$, ramené à 1645 nm. La valeur de g_R obtenue à 1645 nm dans la FHNL ($8 \cdot 10^{-14}$ m/W) semble indiquer un dopage molaire Germanium autour de 7 %.

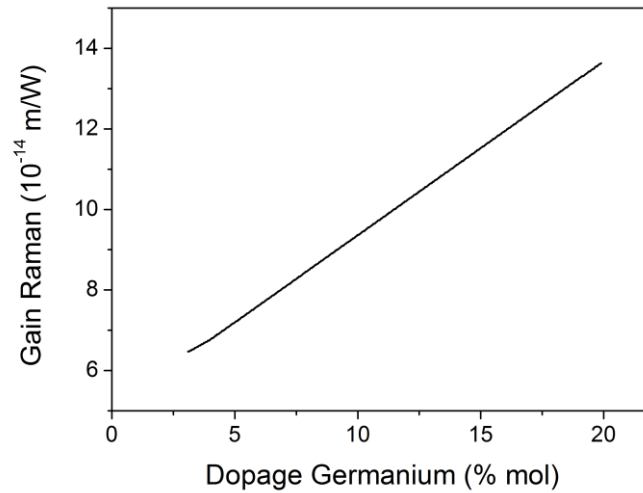


FIGURE 2.20 – Valeur maximale du gain Raman à 1645 nm en fonction de $[Ge]$ (d'après [44]).

De ces trois méthodes de mesure du dopage Germanium, nous retenons une valeur moyenne $[Ge] = 11$ %, qui nous permet maintenant de déterminer l'allure spectrale du gain Raman.

Dans un article de 2000, Sylvestre *et al.* proposent un modèle simple pour déterminer la susceptibilité Raman χ_R d'une fibre ayant un dopage molaire $[Ge]$ à partir des susceptibilités de la silice $\chi_{R,SiO_2}(\Delta\omega)$ et du germanium $\chi_{R,GeO_2}(\Delta\omega)$ [42] :

$$\chi_R(\Delta\omega) = \frac{1 - [Ge]}{0,97} \chi_{R,SiO_2}(\Delta\omega) + \frac{[Ge] - 0,03}{0,97} \chi_{R,GeO_2}(\Delta\omega) \quad \text{Eq.2.50}$$

L'Eq.2.50 n'est pas valable pour $[Ge] < 3\%$ pour lequel χ_R ne varie pas comparée à de la silice pure.

Connaissant le spectre du gain Raman de la FHNL (et sa partie imaginaire par transformée de Hilbert), nous avons ajusté la courbe de κ en faisant varier f_R dans l'Eq.2.43 pour se rapprocher des valeurs expérimentales. Comme pour la FIGURE 2.15, la FIGURE 2.21 montre les variations de u_R' , u_R'' , κ_R , κ_X et κ en fonction de la longueur d'onde de pompe (pour un signal à 1645,55 nm), ainsi que les valeurs expérimentales de κ (TABLEAU 2.3).

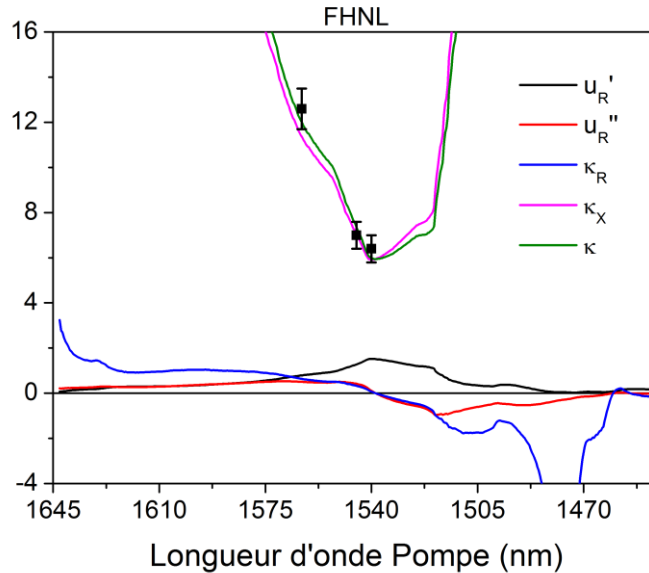


FIGURE 2.21 – Dépendances spectrales de la partie réelle (u_R') de la fonction unitaire associée au gain Raman, de sa partie imaginaire (u_R'') et des facteurs de Henry (κ_R , κ_X et κ) respectivement associés à la diffusion Raman, à la XPM et à l'amplification Raman (prenant en compte diffusion Raman et XPM) pour notre FHNL (u_R' obtenu par l'Eq.2.50). (Simulation + 3 résultats expérimentaux)

Le meilleur ajustement a été obtenu pour $f_R = 0,2$, ce qui n'est pas en accord avec la dépendance molaire de f_R obtenue par Barviau *et al.* ($f_R = 0,3$ pour $[Ge] = 11 \%$) [44].

Etant donné les nombreuses sources d'incertitudes sur $[Ge]$, g_R , A_{eff} , $u_R(\Delta\omega)$ et f_R , il me paraît difficile d'être certain de la dépendance spectrale de κ obtenue. La relation $\phi = \kappa \ln G$ n'en demeure pas moins vérifiée et permet, grâce aux valeurs expérimentales de κ , de déterminer l'élargissement spectral de l'amplificateur Raman pour un profil temporel donné. Si nécessaire, une courbe plus juste pourra être déterminée en mesurant n_2 et $u_R(\Delta\omega)$.

2.3.8 Influence du profil temporel sur l'élargissement spectral

Nous avons vu que l'amplification Raman apportait nécessairement de la phase non linéaire au signal. Les variations temporelles de cette phase au sein de l'impulsion vont provoquer un élargissement spectral pouvant être incompatible avec l'utilisation LIDAR ($< 50 \text{ MHz}$).

Puisque les variations de phase sont directement liées aux variations de gain, le profil temporel de l'impulsion signal après amplification va influencer plus ou moins fortement le profil spectral. Dans les quatre exemples suivants, nous fixons l'énergie de l'impulsion amplifiée à 20 μ J pour une durée à mi-hauteur de 100 ns et $\kappa = 6,4$.

Le spectre de l'impulsion amplifiée est obtenu par transformée de Fourier du signal A ayant l'expression suivante :

$$A(T) = \sqrt{P_{sortie}(T)} \exp\left(ik \ln\left(\frac{P_{sortie}(T)}{P_{entree}(T)}\right)\right) \quad \text{Eq.2.51}$$

Trois des profils temporels donnés (gaussienne, porte et trapèze) pour le signal sont obtenus par le profil temporel de la pompe servant à l'amplification. L'injecteur émet en continu 2 mW. Le gain nécessaire est de 53 dB. La fonction trapèze a un temps de montée et de descente de 20 ns. Le quatrième profil temporel (gaussienne injectée) est imposé par le profil temporel $P_{entree}(T)$ en entrée de l'amplificateur ayant une énergie de 0,2 nJ. Le gain nécessaire est de 53 dB également et est constant tout au long de l'impulsion.

La [FIGURE 2.22a,b,c,d](#) montre les profils du signal en sortie (en noir), de la pompe (en rouge) et du signal en entrée (en bleu) pour chaque profil temporel proposé. Le spectre calculé correspondant est affiché ([FIGURE 2.22e,f,g,h](#) en trait plein), ainsi que le spectre en limite de Fourier (calculé pour $\kappa = 0$) ([FIGURE 2.22e,f,g,h](#) en pointillés).

Dans le premier exemple ([FIGURE 2.22a,e](#)), la forme gaussienne donnée par la pompe impulsionnelle fait varier la phase tout au long de l'impulsion et entraîne un élargissement important du signal amplifié. Cette configuration est donc à proscrire, d'autant plus que l'efficacité d'amplification Raman est moindre dans cette configuration (partie 2.2.1).

Dans le deuxième exemple ([FIGURE 2.22b,f](#)), le signal amplifié et la pompe sont des portes. La phase non linéaire fait donc un saut brutal, reste constante, puis refait un saut brutal. L'élargissement induit est ainsi quasi-nul et le spectre est très proche de la limite de Fourier. Cet exemple nécessite cependant des temps de montée/descente infiniment courts, ce qui n'est pas réalisable en pratique.

Le troisième exemple ([FIGURE 2.22c,g](#)) montre le cas d'un trapèze ayant un temps de variation de 20 ns, ce qui est plus réaliste. La phase non linéaire varie donc rapidement sur les fronts montant et descendant. La proportion de l'impulsion qui est décalée en fréquence reste néanmoins négligeable et le spectre est proche de la limite de Fourier.

Le quatrième exemple ([FIGURE 2.22d,h](#)) est différent des trois exemples précédents. La forme d'impulsion signal est identique en entrée et en sortie. Le profil de pompe est donc nécessairement plat et englobe entièrement l'impulsion. Puisque le gain ne varie pas tout au long de l'impulsion, la phase reste constante et aucun élargissement n'est induit. Le spectre du

signal amplifié est ainsi identique au spectre en limite de Fourier, et ce, quel que soit le profil du signal choisi (ici gaussien pour l'exemple). L'efficacité de l'amplification Raman est cependant très mauvaise car l'impulsion pompe est nécessairement plus large temporellement que l'impulsion signal.

On peut imaginer une configuration où le profil du signal en entrée est un trapèze. Dans ce cas, la durée d'impulsion pompe, qui doit englober le signal, est à peine plus grande que l'impulsion signal et l'efficacité de l'amplification Raman reste correcte. Le spectre de l'impulsion amplifiée serait alors en limite de Fourier. L'élargissement spectral étant déjà faible dans le cas du trapèze simple (troisième exemple) et ayant une meilleure efficacité d'amplification, nous retenons cette configuration, plus simple, pour la suite.

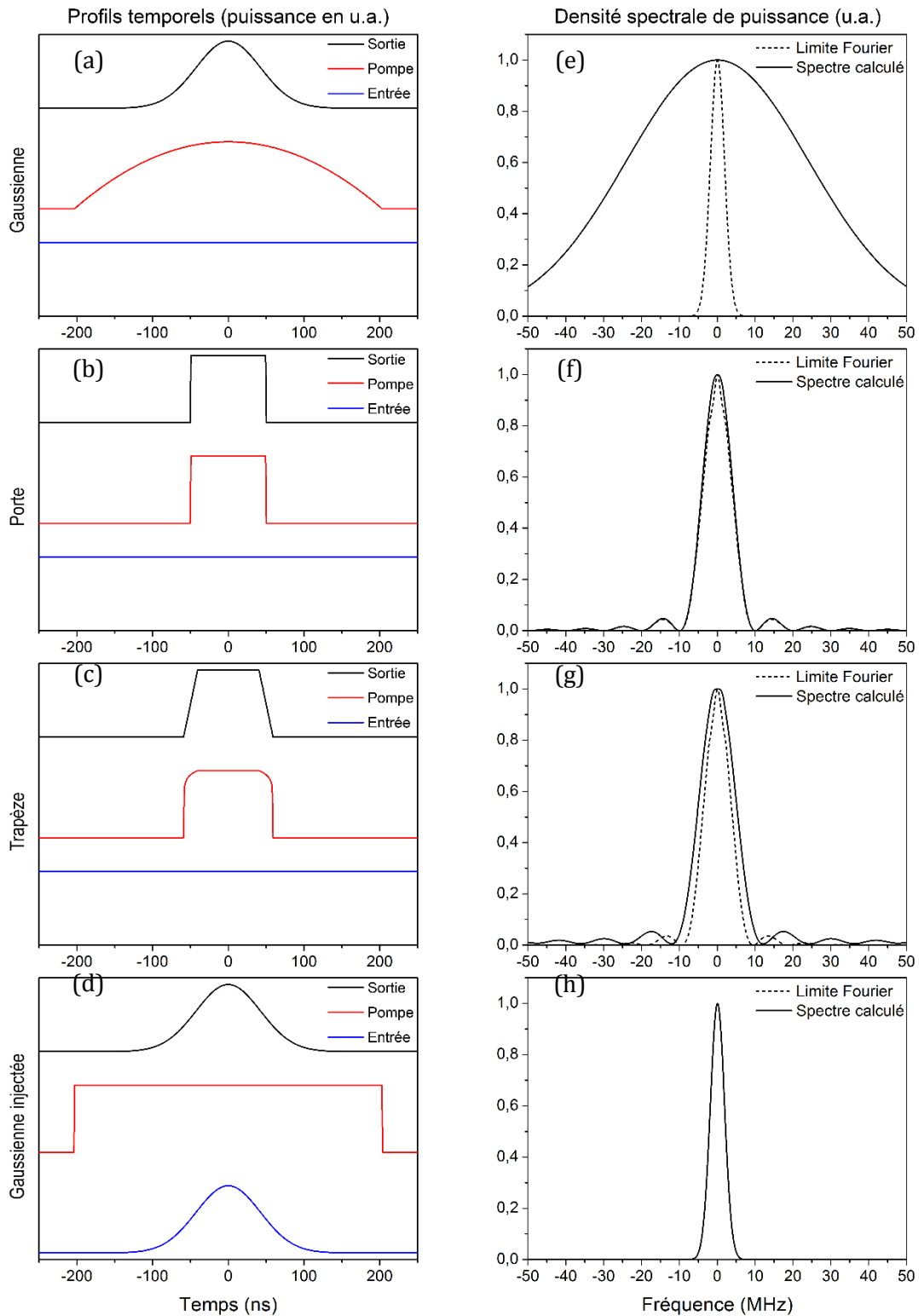


FIGURE 2.22 – Profils temporels du signal amplifié, de la pompe et du signal injecté pour les profils temporels gaussien (a), porte (b), trapèze (c) et gaussien injecté (d). Les échelles sont arbitraires et différentes pour la sortie, la pompe et l’entrée. (e), (f), (g), (h) Densités spectrales de puissance correspondantes pour le signal amplifié et la limite de Fourier (Simulation).

2.4 Conclusion du chapitre 2

Dans ce chapitre, nous avons établi une expression analytique simplifiée de la réflectivité Brillouin dans le cas de l'amplification Raman mono-fréquence limitée par diffusion Brillouin et avec déplétion de la pompe. Celle-ci permet de trouver les valeurs de pompe et signal amplifié en sortie pour lesquelles le seuil Brillouin est atteint en fonction de la longueur de fibre et de la puissance injectée dans l'amplificateur. Nous avons ainsi montré quantitativement que les plus fortes puissances pour le signal amplifié sont atteintes pour des configurations ayant une fibre courte et/ou une puissance injectée faible mais nécessitant une forte puissance de pompe. Nous avons également montré que la déplétion de la pompe joue un rôle non négligeable sur les performances de l'amplificateur Raman et fait notamment apparaître une différence entre les cas co-propagatif et contra-propagatif.

La plus forte puissance de pompe à notre disposition étant limitée à 1000 W crête, le modèle simplifié nous a permis de choisir la longueur de fibre optimale (2,5 m) pour l'amplificateur Raman. L'objectif est alors d'atteindre 250 W crête après amplification. Il est toutefois nécessaire d'injecter l'amplificateur Raman avec une puissance signal pouvant atteindre 1,3 W crête. Nous avons donc conçu un préamplificateur Raman atteignant 4 W crête, afin de compenser les potentielles pertes au cours de l'amplification.

Ce préamplificateur nous a permis de mesurer la phase non linéaire ajoutée par l'amplification Raman. Nous avons établi et vérifié expérimentalement une expression simple, $\phi(t) = \frac{\kappa}{2} \ln \mathcal{G}_R(t)$ (Eq.2.42), reliant cette phase au gain apporté par l'amplification Raman. Celle-ci fait apparaître un facteur de Henry κ prenant en compte la partie imaginaire du gain Raman et la XPM. La phase ajoutée par l'amplification Raman n'a, à notre connaissance, jamais été exprimée ainsi. Le facteur de Henry a été mesuré pour différents écarts spectraux entre la pompe et le signal dans notre FHNL, allant de 6,2 à 12,4 pour une longueur d'onde de pompe de 1540 nm et 1563 nm respectivement. Dans le but de maintenir le fonctionnement mono-fréquence de l'amplificateur Raman, nous avons déterminé que le profil temporel trapèze induisait un très faible élargissement spectral malgré le facteur de Henry.

Grâce à ces études théoriques et expérimentales, nous avons pu déterminer une configuration optimale pour l'amplificateur Raman et disposons du préamplificateur Raman associé. Nous avons cependant supposé que la pompe ne subissait pas de diffusion Brillouin et que le gain Brillouin était divisé par 6 pour le signal. Avant d'amplifier, il faut donc mettre en œuvre des techniques d'augmentation du seuil Brillouin à la fois pour la pompe et le signal.

Chapitre 3 - Choix des techniques permettant l'augmentation du seuil Brillouin pour la pompe et le signal

L'objectif de ce chapitre est de choisir une ou plusieurs techniques permettant d'augmenter le seuil Brillouin de la pompe et du signal dans les FHNL. La pompe impulsionnelle doit pouvoir atteindre 100 W crête dans 20 m de FHNL pour le préamplificateur Raman et 1000 W crête dans 2,5 m de FHNL pour l'amplificateur Raman. Le seuil Brillouin du signal dans la FHNL de l'amplificateur Raman doit quant à lui être augmenté d'un facteur 6. Le seuil Brillouin de la pompe pouvant être augmenté grâce à sa largeur spectrale, j'ai d'abord déterminé quantitativement la largeur nécessaire. J'ai ensuite établi l'expression de l'élargissement obtenu par différents types de sources de pompe (intrinsèquement larges, à modulation de phase externe et à dérive de fréquence) avant de choisir celles les plus adaptées à l'amplification Raman mono-fréquence. Le signal à 1645 nm ne pouvant être élargi spectralement pour l'utilisation LIDAR Doppler, j'ai enfin déterminé l'augmentation du seuil Brillouin obtenue par différentes techniques appliquées à la FHNL pour également choisir la plus adaptée.

3.1 Quantification de la largeur spectrale nécessaire à l'augmentation du seuil Brillouin de la pompe

Pour simplifier notre modèle, nous avons supposé dans la partie précédente que la pompe de 1000 W crête ne subissait pas de diffusion Brillouin (partie 2.1.1). Sans précaution particulière, cette hypothèse est largement fautive. En effet, pour des impulsions de durée T_{imp} dans le régime nanoseconde, le seuil Brillouin de la pompe dans la FHNL est donné de manière approchée par la relation suivante (partie 1.2.7) [27] :

$$P_{seuil,0} = 21 \frac{A_{eff}}{g_B L} \left(1 + \left(\frac{\tau_B}{2T_{imp}} \right)^2 \right) \quad \text{Eq.3.1}$$

Pour la FHNL retenue, le seuil est ainsi estimé à 21 W pour des impulsions "porte" de 100 ns.

La puissance de pompe requise (1000 W crête) dépasse nettement ce seuil, qu'il est nécessaire d'augmenter d'un facteur 50 environ. Il est préférable de prévoir une marge de sécurité sur ce facteur afin d'éviter d'endommager les composants, nous arrondissons donc le facteur d'augmentation du seuil Brillouin (FAB) à 100.

3- Choix des techniques permettant l'augmentation du seuil Brillouin pour la pompe et le signal

Contrairement au signal à 1645 nm, il n'est pas nécessaire que la pompe participant à l'amplification Raman soit fine spectralement. En effet, le gain Raman est large (quelques térahertz) et la phase de la pompe n'est pas transférée au signal pendant l'amplification (cf. partie 2.3.3). Le gain Brillouin est quant à lui fin spectralement (quelques dizaines de mégahertz), le seuil Brillouin effectif pour une pompe large spectralement est donc augmenté. Lichtman *et al.* ont montré en 1989 que le gain Brillouin total G_B dans une fibre (cf Eq.1.91) pour une onde à ν_S s'exprimait [47] :

$$G_B(\nu_S) = \exp\left(\frac{L}{A_{eff}} \int_{-\infty}^{\infty} g_b(\nu - \nu_S) \hat{P}_p(\nu) d\nu\right) \quad \text{Eq.3.2}$$

Où $\hat{P}_p(\nu) = P_{p,moy} \times \hat{S}_p(\nu)$ est la densité spectrale de puissance (DSP) de la pompe et $\hat{S}_p(\nu)$ sa DSP normalisée de sorte que $\int_{-\infty}^{\infty} \hat{S}_p(\nu) d\nu = 1$. L'Eq.3.2 est valable pour des fibres longues, cette condition n'étant pas explicitée précisément. Un paramètre pertinent sera introduit à ce sujet dans la partie 3.3.1.

Le spectre du gain Brillouin étant symétrique, l'Eq.3.2 fait apparaître un produit de convolution. On peut alors montrer que l'expression du seuil pour une pompe élargie est [48] :

$$P_{seuil} = FAB \times P_{seuil,0} \quad \text{Eq.3.3}$$

$$FAB = \frac{\sigma(\hat{S}_p \otimes g_b)}{\sigma(g_b)} \quad \text{Eq.3.4}$$

Où FAB est le facteur d'augmentation du seuil Brillouin induit par l'élargissement spectral et $\sigma()$ est une quantification de la largeur spectrale (à mi-hauteur par exemple). Pour une pompe ayant un spectre proche d'une Lorentzienne de largeur $\Delta\nu_p$ grande devant la largeur du gain Brillouin $\Delta\nu_B$, l'Eq.3.4 est souvent approchée ainsi [48] :

$$FAB = 1 + \frac{\Delta\nu_p}{\Delta\nu_B} \quad \text{Eq.3.5}$$

Pour augmenter le seuil Brillouin d'un facteur 100, il est donc nécessaire que la pompe ait une largeur d'au moins $100 \Delta\nu_B = 4 \text{ GHz}$.

3.2 Sources à spectre intrinsèquement large

Une solution simple pour obtenir une source large spectralement est d'utiliser une source à spectre intrinsèquement large. Ces sources peuvent être séparées en deux catégories : les sources multimodes au sein desquelles plusieurs modes spectraux battent simultanément et les continus. Une source multimode peut être obtenue en couplant plusieurs oscillateurs monomodes ou en concevant un oscillateur multimode. Le continuum peut quant à lui être obtenu à partir d'une source d'ASE ou d'une source monomode élargie dans une fibre non linéaire.

3.2.1 Oscillateur multimode

Dans un oscillateur monomode (FIGURE 3.1a), la longueur de la cavité résonante L_{cav} est usuellement choisie courte de sorte que l'intervalle spectral libre $FSR = \frac{c}{nL_{cav}}$ soit important. En introduisant dans la cavité un filtre fin spectralement autour du mode choisi, on assure le fonctionnement monomode. Dans un oscillateur multimode (FIGURE 3.1b), au contraire, le fonctionnement multimode est obtenu en choisissant L_{cav} de sorte que le FSR soit faible et que plusieurs modes soient compris dans la largeur du filtre spectral.

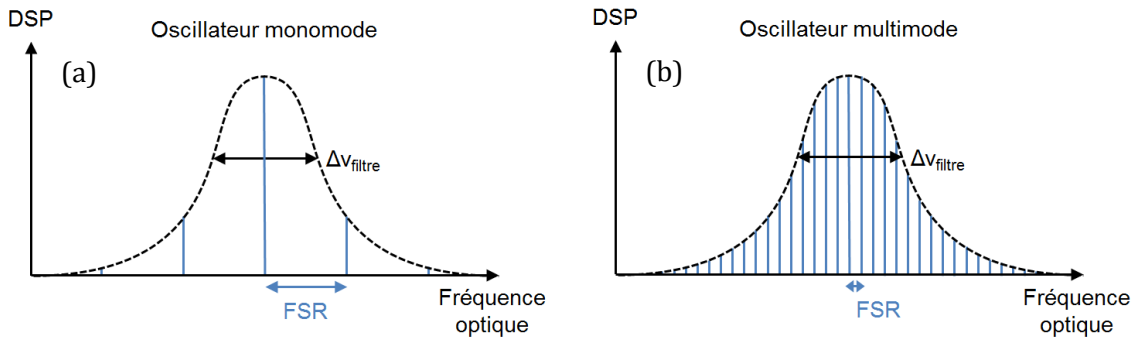


FIGURE 3.1 – Exemples de spectre d'oscillateur monomode (a) et multimode (b).

Dans un article de 2014, Jolly *et al.* ont présenté un modèle détaillé de l'augmentation du seuil Brillouin pour un oscillateur multimode [49]. En supposant que le nombre de modes battant simultanément est donné approximativement par $N = \frac{\Delta\nu_{\text{filtre}}}{FSR}$ et que la puissance dans chaque mode est égale, le facteur d'augmentation Brillouin est donné par :

$$FAB_{\text{multimode}} = N \quad \text{Eq.3.6}$$

L'Eq.3.6 suppose également que le FSR soit supérieur à la largeur du gain Brillouin $\Delta\nu_B$. Dans le cas contraire, le recouvrement entre les composantes Stokes Brillouin diminuera le FAB.

Jolly *et al.* font cependant remarquer que l'oscillateur multimode présente un désavantage important : la présence simultanée de plusieurs modes longitudinaux entraîne un battement de la puissance instantanée. Pour caractériser ce bruit, un modèle simplifié consiste alors

3- Choix des techniques permettant l'augmentation du seuil Brillouin pour la pompe et le signal

considérer le champ optique total A comme la somme de champs optiques oscillant à $\omega_j = \omega_0 + j2\pi FSR$ et ayant une phase lentement variable aléatoire $\phi_j(t)$ [50] $\left(\frac{d\phi_j}{dt} \ll \omega_j\right)$:

$$A(t) = \sum_{j=0}^{N-1} A_0 \cos(\omega_j t + \phi_j) \quad \text{Eq.3.7}$$

Les phases $\phi_j(t)$ sont décorrélées et chacune d'entre elle réalise une marche aléatoire (diffusion de phase) décrite par une force de Langevin [51]. Le coefficient de diffusion associé est donné par la largeur spectrale de chacun des modes.

La puissance instantanée, moyennée sur plusieurs périodes optiques, s'exprime :

$$P(t) = |A(t)|^2 = P_{moy} + A_0^2 \sum_{k=0}^{N-1} \sum_{j>k}^{N-1} \cos((\omega_j - \omega_k)t + \phi_j(t) - \phi_k(t)) \quad \text{Eq.3.8}$$

Cette puissance instantanée a une valeur moyenne P_{moy} et un écart type ΔP tels que :

$$P_{moy} = \frac{NA_0^2}{2} \quad \text{Eq.3.9}$$

$$\Delta P = P_{moy} \quad \text{Eq.3.10}$$

Le profil temporel de P présente des surintensités pouvant dépasser largement la valeur moyenne (FIGURE 3.2). Le temps typique de variation n'est jamais explicitement donné mais est de l'ordre de $\frac{1}{N FSR} = \frac{1}{\Delta\nu_{filtre}}$.

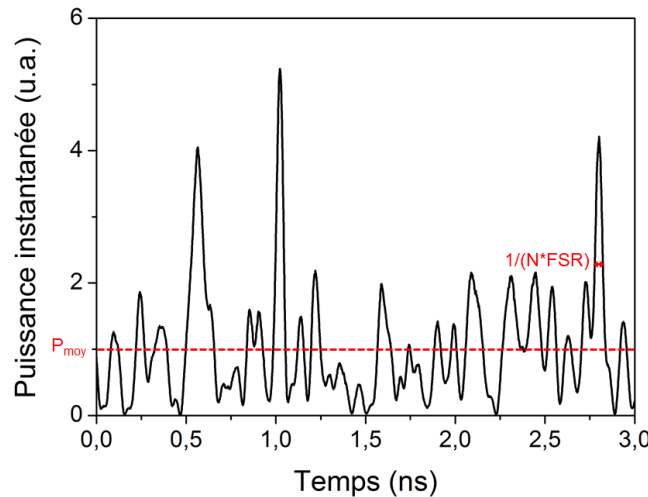


FIGURE 3.2 – Exemple de profil temporel multimode avec $N=10$, $P_{moy}=1$ et $FSR=100$ MHz. (Simulation)

Jolly *et al.* indiquent alors que, selon les applications, la bande passante des appareils de mesure pourra être choisie faible pour filtrer ces variations.

L'oscillateur multimode a d'ailleurs été utilisé en 2003 par Ohki *et al.* pour l'amplification Raman co-propagative de signaux de télécommunications fibrées [52]. Les principales exigences sont la diminution du seuil Brillouin, le faible bruit d'intensité relatif et la stabilité en longueur

d'onde. L'oscillateur multimode est conçu sur mesure dans une diode à semi-conducteur dans laquelle battent simultanément une dizaine de modes espacés de 25 GHz.

La source proposée par Ohki *et al.* ne convient pas à notre application puisque le nombre de modes est insuffisant. On peut cependant concevoir un oscillateur multimode ayant un FSR de 100 MHz, suffisant pour éviter le recouvrement des composantes Stokes Brillouin, et une largeur spectrale de 10 GHz, de façon à obtenir un facteur d'augmentation Brillouin de 100.

3.2.2 Source d'ASE filtrée

L'autre solution pour obtenir une source de pompe intrinsèquement large spectralement est la source d'ASE filtrée. L'amplificateur Raman à 1651 nm de Mitchell *et al.* présenté dans la partie 1.1.4 s'appuie d'ailleurs sur cette technique [5].

L'ASE est un effet ayant lieu notamment lorsqu'un milieu amplificateur (à semi-conducteur ou à fibre dopée) n'est pas, ou peu, injecté optiquement. Dans ces conditions, un continuum spectral large (de l'ordre de plusieurs dizaines de nanomètres) est généré sur la bande de gain, ce qui est incompatible avec une source de pompe efficace pour l'amplification Raman (10 nm au maximum). Dans le montage suivant (FIGURE 3.3), la source d'ASE est donc filtrée.

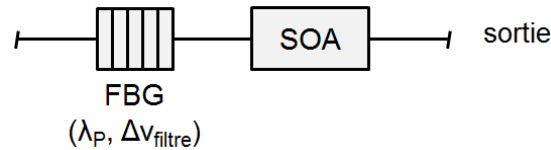


FIGURE 3.3 – Exemple de source d'ASE filtrée.

Dans cette configuration en double passage, le réseau de Bragg (FBG) ne réfléchit que l'ASE comprise dans la bande spectrale d'intérêt. La puissance réfléchie est faible, c'est pourquoi elle est amplifiée une seconde fois dans l'amplificateur à semi-conducteur (SOA).

Contrairement à l'oscillateur multimode, le spectre continu de la source d'ASE filtrée permet d'obtenir un facteur d'augmentation proportionnel à $\Delta\nu_{\text{filtre}}$ (Eq.3.5) et non au nombre de modes. Pour une largeur de filtre donnée, le FAB est donc supérieur. La puissance en sortie est cependant plus faible que dans la configuration multimode : le SOA n'atteint pas la puissance de saturation car la puissance réfléchie est limitée par la largeur du filtre.

Temporellement et spectralement, à $\Delta\nu_{\text{Bragg}}$ identique, la source d'ASE filtrée et l'oscillateur multimode sont très similaires. Des exemples de profils temporels (FIGURE 3.4a) et spectraux (FIGURE 3.4b) sont tracés pour une source d'ASE filtrée et un oscillateur multimode (FIGURE 3.4c,d) ayant une largeur $\Delta\nu_{\text{Bragg}} = 10 \text{ GHz}$. Le FSR de l'oscillateur multimode est fixé à 100 MHz.

3- Choix des techniques permettant l'augmentation du seuil Brillouin pour la pompe et le signal

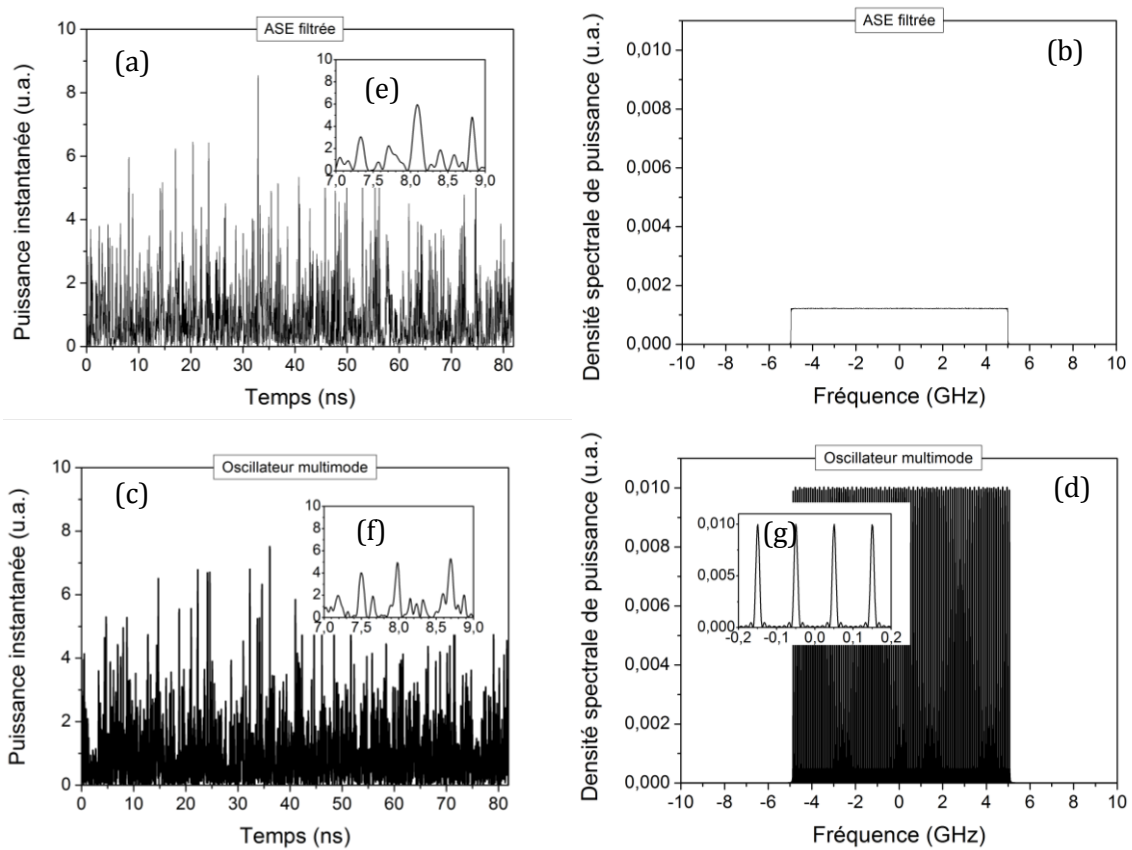


FIGURE 3.4 – Exemples de profil temporel (a) et spectral (b) de source d'ASE filtrée et d'oscillateur multimode ((c) et (d)). La largeur de source est fixée à 10 GHz. (e), (f) Agrandissements temporels de (a) et (c). (g) Agrandissement spectral de (d). (Simulation)

Temporellement, les deux sources ont le même temps typique de variation (0,1 ns), lié à la largeur spectrale $\Delta\nu_{Bragg} = 10 \text{ GHz}$, la même valeur moyenne (ici fixée à 1) et le même écart type (égal à la valeur moyenne).

Spectralement, les deux sources ont la même allure générale. La différence principale réside dans le fait que le spectre de la source d'ASE filtrée est continu alors que celui de la source multimode est discret. Dans le cas multimode, la valeur maximale de la DSP est liée au nombre de modes (en $1/N$, avec $N = 100$ ici). Dans le cas de l'ASE filtrée, la valeur maximale dépend du pas spectral de la simulation et n'est donc pas pertinente ici.

La source d'ASE filtrée et l'oscillateur multimode sont donc à peu près équivalents. Selon l'intervalle spectral libre choisi pour l'oscillateur multimode, l'augmentation du seuil Brillouin pourra être inférieure ou égale à celle obtenue avec la source d'ASE filtrée.

3.3 Sources à modulation de phase externe

Une deuxième solution pour obtenir une source large spectralement est d'ajouter une modulation de phase optique a posteriori sur un oscillateur monomode. Comparée aux sources intrinsèquement larges, cette méthode présente l'avantage de conserver un profil temporel constant pour la puissance. Après application d'une phase supplémentaire ϕ_{mod} , l'amplitude complexe A d'une source monomode à ω s'exprime :

$$A(t) = A_0(t)e^{-i\omega_0 t} e^{i\phi_{mod}(t)} \quad \text{Eq.3.11}$$

L'élargissement spectral dépend alors de l'amplitude et du profil temporel de ϕ_{mod} .

3.3.1 Modulateur électro-optique

Le modulateur électro-optique (MEO) est le moyen le plus simple d'ajouter une modulation de phase optique. Ces modulateurs reposent pour la plupart sur l'effet Pockels : la présence d'un champ électrique dans un cristal sans symétrie de révolution induit une biréfringence proportionnelle au champ [53]. La modulation de phase optique est alors directement proportionnelle à la tension appliquée aux bornes du cristal.

Dans le cas du niobate de lithium, usuellement utilisé à 1,5 μm , la tension nécessaire pour atteindre un déphasage de π est de l'ordre du volt. L'amplitude de modulation est donc limitée à quelques π . L'augmentation du seuil Brillouin obtenue via un MEO a été étudiée extensivement et de nombreux profils temporels ont été envisagés pour la tension appliquée [54], [55], dont voici quelques exemples.

- Modulation de phase sinusoïdale

La modulation la plus simple à appliquer est une modulation sinusoïdale, qui s'exprime :

$$\phi_{mod,sin}(t) = \Delta\phi_{sin} \sin(\omega_{mod} t) \quad \text{Eq.3.12}$$

Où $\Delta\phi_{sin}$ est l'amplitude de modulation et ω_{mod} sa pulsation. Le terme de déphasage complexe $e^{i\phi_{mod}(t)}$ fait alors apparaître une somme de fonctions de Bessel :

$$e^{i\phi_{mod}(t)} = \exp(i\Delta\phi_{sin} \sin(\omega_{mod} t)) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\Delta\phi_{sin}) e^{in\omega_{mod} t} \quad \text{Eq.3.13}$$

En appliquant une modulation sinusoïdale à ω_{mod} sur la phase, le spectre se retrouve étalé sur les harmoniques positifs et négatifs de ω_{mod} . Le poids de chacune des composantes dépend de l'amplitude de modulation et est donné par la fonction de Bessel du premier ordre J_n . La [FIGURE 3.5](#) montre l'exemple de trois amplitudes différentes ($0, \pi/4, \pi/2$). Pour $\Delta\phi_{sin} = 0$, la totalité de l'énergie est comprise dans la fréquence centrale. Pour $\Delta\phi_{sin} = \pi/4$, une petite partie de l'énergie est transférée à $\pm\omega_{mod}$. Enfin pour $\Delta\phi_{sin} = \pi/2$, il y a moins d'énergie dans la fréquence centrale que dans les pics secondaires.

3- Choix des techniques permettant l'augmentation du seuil Brillouin pour la pompe et le signal

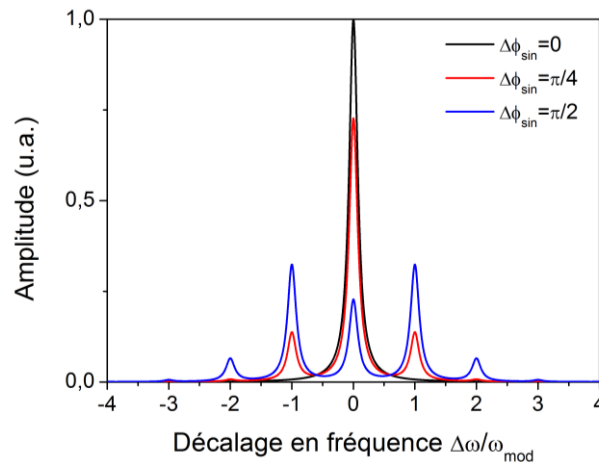


FIGURE 3.5 – Poids des différentes composantes à $\pm\omega_{mod}$ pour une modulation sinus avec $\Delta\Phi=0, \frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{2}$.

Du point de vue diffusion Brillouin, le seuil va être atteint en premier pour les composantes les plus fortes. A condition que les composantes ne se recouvrent pas spectralement, ce qui implique $\omega_{mod} > 2\pi\Delta\nu_B$, l'augmentation du seuil obtenue par une modulation sinusoïdale s'écrit ainsi :

$$FAB_{mod,sin} = \frac{P_{seuil}}{P_{seuil,0}} = \frac{1}{\max(J_n^2(\Delta\phi_{sin}))} \quad \text{Eq.3.14}$$

L'augmentation du seuil Brillouin ne dépend donc pas de la fréquence de modulation. Le facteur d'augmentation a été déterminé sur la FIGURE 3.6 pour des amplitudes de modulation allant de 0 à 10π . Celui-ci augmente globalement avec l'amplitude de modulation et présente des maxima locaux.

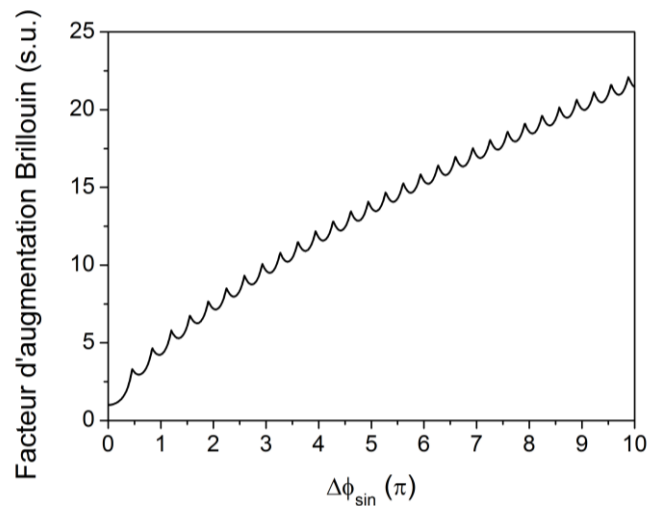


FIGURE 3.6 – Facteur d'augmentation du seuil Brillouin obtenu pour une modulation sinusoïdale en fonction de $\Delta\Phi_{sin}$.

L'amplitude de modulation du MEO étant typiquement limitée à $\pm\pi$, l'augmentation du seuil Brillouin avec une modulation sinusoïdale ne pourra pas dépasser 5.

- Modulation de phase multi-sinusoïdale

Une meilleure augmentation du seuil Brillouin peut être obtenue grâce à la modulation multi-sinusoïdale faisant intervenir des modulations à des multiples de ω_{mod} . Chaque composante a alors son propre poids $\Delta\phi_j$ et sa propre phase φ_j [56] :

$$\phi_{mod,multi-sin}(t) = \sum_j \Delta\phi_j \sin(j\omega_{mod}t + \varphi_j) \quad \text{Eq.3.15}$$

En choisissant judicieusement chaque poids (limité à π) et déphasage, Liu et al. ont montré théoriquement que le FAB pouvait atteindre 12 dans le cas d'une modulation multiple utilisant les harmoniques impaires de ω_{mod} jusqu'à 5 [57]. La [FIGURE 3.7](#) montre que le spectre de la source élargie est presque plat et s'étale sur 11 harmoniques. Ici encore la fréquence de modulation n'influe pas directement sur le FAB.

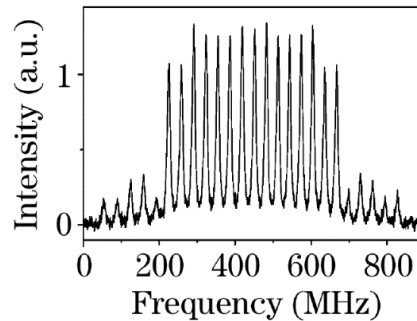


FIGURE 3.7 – Spectre de la source élargie par modulation de phase multi-sinusoïdale à 3 harmoniques impaires (d'après [57]).

Cette technique de modulation reste cependant complexe à mettre en œuvre et ne permet qu'une augmentation modérée du FAB.

- Modulation de phase par un bruit blanc

La modulation de phase par un bruit blanc permet de pallier la faible amplitude de modulation du MEO. Dans une configuration proposée par Zeringue *et al.* en 2012, le MEO est piloté par une source électrique de bruit blanc filtrée spectralement puis amplifiée ([FIGURE 3.8](#)) [55].

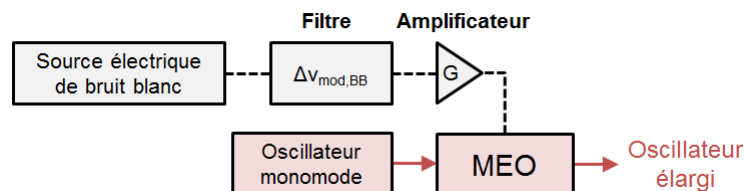


FIGURE 3.8 – Montage d'élargissement par modulation de phase avec bruit blanc.

3- Choix des techniques permettant l'augmentation du seuil Brillouin pour la pompe et le signal

En sortie de la source électrique, la tension qui va servir à contrôler la phase est décrite par un bruit blanc gaussien respectant les propriétés suivantes :

$$\langle \phi_{BB}(t) \rangle = 0 \quad \text{Eq.3.16}$$

$$\langle \phi_{BB}(t)\phi_{BB}(t') \rangle \propto \delta(t - t') \quad \text{Eq.3.17}$$

Le filtre est choisi par Zeringue *et al.* de sorte que le spectre électrique soit une porte de largeur $\Delta\nu_{mod,BB}$. La phase est donc convoluée par une fonction sinc de largeur $1/\Delta\nu_{mod,BB}$ (Eq.3.18).

$$\phi_{BB,filtrée}(t) = \phi_{BB}(t) \otimes \text{sinc}(\Delta\nu_{mod,BB}t) \quad \text{Eq.3.18}$$

L'amplificateur électrique de gain G permet ensuite de choisir l'amplitude de la modulation de phase appliquée par le MEO (Eq.3.19).

$$\phi_{BB,mod}(t) = G \phi_{BB,filtrée}(t) \quad \text{Eq.3.19}$$

Selon Zeringue *et al.*, il existe alors une valeur de G pour laquelle le spectre optique en sortie du MEO peut être approché par une lorentzienne de largeur $\Delta\nu_{mod,BB}$ et le seuil Brillouin est augmenté d'un facteur $1 + \frac{\Delta\nu_P}{\Delta\nu_B}$ selon l'Eq.3.5. Dans la suite de cette sous-partie, j'ai cherché à comprendre l'influence de la largeur du filtre utilisé et de l'amplitude de la modulation.

Pour une modulation bruit blanc filtré, la composante principale du spectre n'est pas élargie directement. De la même manière que pour la modulation sinusoïdale, en augmentant G , on répartit l'énergie du pic principal dans une infinité de modes situés de part et d'autre. Si G est trop faible, l'énergie reste essentiellement dans le pic central et le spectre élargi peut ainsi présenter une forte irrégularité en son centre (FIGURE 3.9).

Lorsque le spectre présente des irrégularités fortes, V. R. Supradeepa propose de quantifier la largeur du spectre de pompe de la façon suivante (Eq.3.20) pour ensuite déterminer le facteur d'augmentation Brillouin grâce à l'Eq.3.4 [48].

$$\sigma_{SD}[\hat{S}_P] = \frac{(\int_{-\infty}^{\infty} \hat{S}_P(\nu) d\nu)^2}{\int_{-\infty}^{\infty} \hat{S}_P^2(\nu) d\nu} \quad \text{Eq.3.20}$$

Nous pouvons critiquer ce choix. En effet, le facteur d'augmentation du seuil Brillouin dépend selon moi uniquement de la composante la plus forte du spectre élargi convolué avec le spectre de gain Brillouin. Prenons l'exemple d'une pompe ayant un spectre présentant une forte discontinuité (FIGURE 3.9). La composante Stokes Brillouin associée au pic est forcément la première à atteindre le seuil Brillouin. La densité spectrale de puissance des composantes se trouvant de part et d'autre du pic importe peu et ne doit pas être prise en compte dans le calcul du facteur d'augmentation Brillouin.

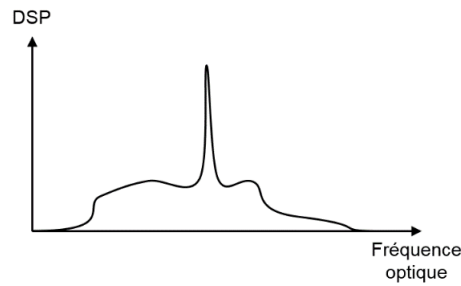


FIGURE 3.9 – Exemple de densité spectrale de puissance d’une pompe ayant une forte discontinuité.

Je propose ainsi d’introduire le FAB d’une façon similaire à la modulation sinusoïdale (Eq.3.14) :

$$FAB_{mod,BB} = \frac{P_{seuil}}{P_{seuil,0}} = \frac{1}{\max(\hat{S}_p(\nu) \otimes g_b(\nu))} \quad \text{Eq.3.21}$$

Pour comprendre l’influence de G , j’ai déterminé le spectre en sortie du MEO convolué avec le spectre du gain Brillouin (en rouge) pour différents écarts-type de modulation σ_ϕ (FIGURE 3.10). Fixer l’écart-type revient en effet à fixer G . Le spectre convolué est normalisé de sorte que son maximum soit égal à 1 en l’absence d’élargissement ($\phi_{BB,mod} = 0$). La lorentzienne de largeur $\Delta\nu_{mod,BB}$ et ayant la même énergie (aire sous la courbe) est tracée à titre de comparaison (en noir).

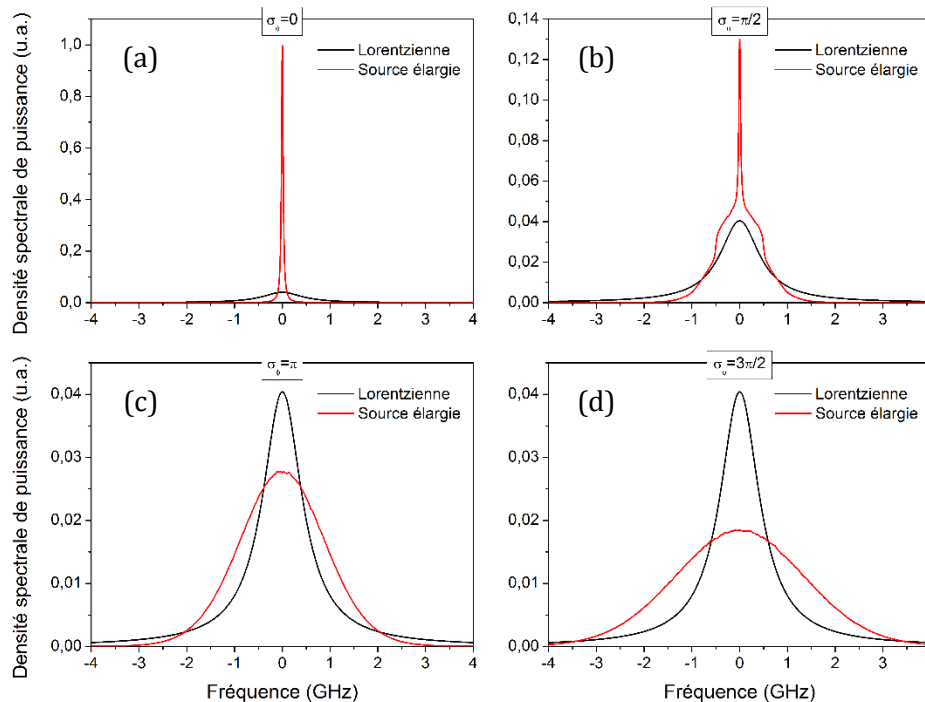


FIGURE 3.10 – Densité spectrale de puissance de la source élargie (en rouge) pour un écart-type de modulation égal à (a) 0, (b) $\pi/2$, (c) π , (d) $3\pi/2$ de type bruit blanc filtré. Le filtre électrique est équivalent à une porte de largeur 1 GHz dans le domaine spectral. Les DSP de la source élargie sont normalisées de sorte que leur maximum soit égal à 1 sans élargissement. La DSP ayant une forme lorentzienne de largeur 1 GHz et la même énergie est tracée à titre de comparaison (en noir). (Simulation)

3- Choix des techniques permettant l'augmentation du seuil Brillouin pour la pompe et le signal

La [FIGURE 3.10](#) nous montre que pour des écarts-type inférieurs à π , l'essentiel de l'énergie reste dans la composante principale. Utiliser un filtre plus large n'influe que sur le piédestal et peu sur la valeur du maximum. On peut selon moi interpréter cela par le fait que dans le plan complexe, en moyenne, la phase de $e^{i\phi_{BB,mod}}$ ne parcourt pas entièrement le cercle de rayon 1.

Pour des écarts-type supérieurs à π , le spectre est régulier et s'étale de plus en plus avec l'amplitude de modulation. Utiliser un filtre plus large permet ici de diminuer plus encore le maximum.

J'ai enfin déterminé le facteur d'augmentation pour des écarts-type de modulation allant de 0 à 3π et différentes largeurs de filtre (2 GHz en noir, 1 GHz en rouge, 0,5 GHz en bleu), de trois façons différentes ([FIGURE 3.11](#)) :

- à partir de la largeur spectrale du spectre convolué ([Eq.3.4](#)), selon le modèle proposé par Supradeepa (pointillés) ;
- à partir de la valeur maximale du spectre convolué ([Eq.3.21](#)), selon mon modèle (trait plein) ;
- à partir d'un modèle numérique prenant en compte la nature stochastique (annexe A.4.3), en injectant le profil modulé en phase (points).

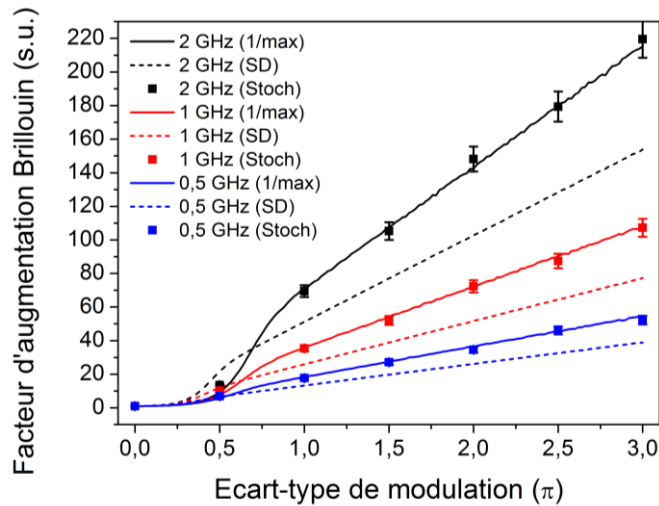


FIGURE 3.11 – Facteur d'augmentation du seuil Brillouin en fonction de l'écart-type d'une modulation bruit blanc filtrée par des portes de largeur 2 GHz (noir), 1 GHz (rouge) et 0,5 GHz (bleu). Le facteur d'augmentation est déterminé à partir du maximum (trait plein) et de la largeur (pointillés) du spectre élargi convolué au spectre de Brillouin. Le facteur d'augmentation est aussi déterminé par le modèle numérique Stochastique pour une fibre de 20 m (points), pour lesquels un facteur correcteur (0,8) est appliqué (cf. sous-partie suivante sur les fibres courtes). (Simulation)

La [FIGURE 3.11](#) nous montre que le facteur d'augmentation semble être mieux estimé avec le maximum du spectre convolué qu'avec sa largeur spectrale, même si ces deux grandeurs sont évidemment reliées. Pour des écarts-type supérieurs à π , le FAB est correctement ajusté par une fonction affine :

$$FAB_{mod, BB}(\sigma_\phi \geq \pi) = 1 + \frac{1,42}{\pi} \frac{\Delta v_{mod, BB}}{\Delta v_B} \sigma_\phi \quad \text{Eq.3.22}$$

L'amplitude de modulation étant typiquement limitée à π , la modulation de phase par un bruit blanc filtré permet théoriquement d'augmenter infiniment le seuil Brillouin avec la largeur du filtre utilisé. En pratique, l'augmentation sera limitée par la bande passante de l'amplificateur électrique et du MEO à notre disposition, qui sont de l'ordre de 1 GHz. On peut ainsi espérer une augmentation du seuil Brillouin d'un facteur 36 environ.

- Modulation de phase par un bruit blanc : cas des fibres courtes

Dans leur article de 2012, Zeringue *et al.* ont remarqué grâce à leur simulation numérique que l'augmentation du seuil Brillouin par un bruit blanc pour des fibres courtes était plus faible que celle attendue par l'Eq.3.5 (FIGURE 3.12) [55].

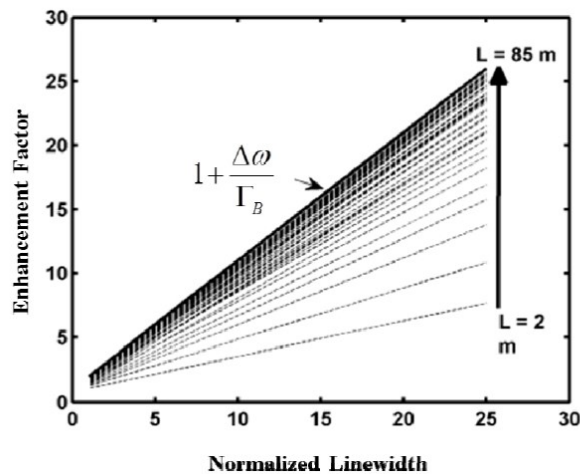


FIGURE 3.12 – Facteur d'augmentation Brillouin en fonction de l'élargissement spectral pour une fibre allant de 2 à 85 m (d'après [55]). L'élargissement spectral est normalisé par rapport à la largeur Brillouin.

Pour un élargissement égal à $25 \Delta\nu_B$, l'augmentation du seuil Brillouin passe ainsi de 25 pour une fibre de 85 m à 6 pour une fibre de 2 m. Dans leur article, cette diminution est attribuée à la contribution des termes en désaccord de phase qui ne sont pas pris en compte dans leur modèle. En moyenne, ces termes s'annulent au cours de la propagation pour des fibres longues, mais ne sont plus négligeables pour des fibres courtes.

Dans son article de 2013, V. R. Supradeepa propose une explication différente à cette réduction [48]. La génération électrique de bruit blanc est un processus aléatoire. Le signal généré dans une fenêtre temporelle donnée n'est qu'une réalisation de ce processus ayant une DSP donnée. La DSP d'une réalisation et la DSP du processus peuvent donc être très différentes, comme le montre la FIGURE 3.13.

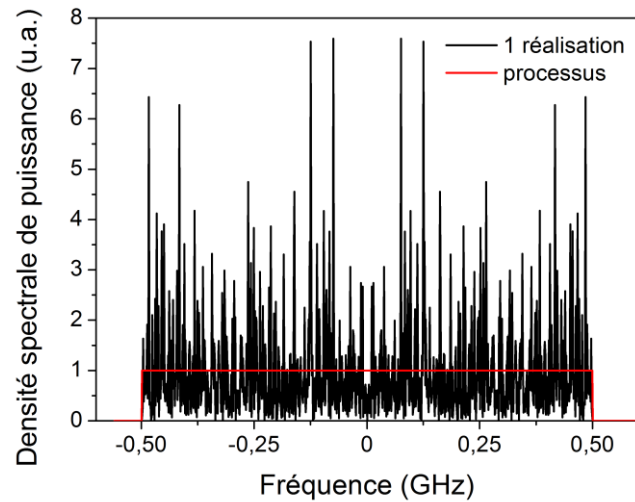


FIGURE 3.13 – Exemple de densité spectrale de puissance d'un processus aléatoire de type bruit blanc filtré (en rouge) et d'une réalisation de ce processus (en noir) pour un filtre « porte » de largeur 1 GHz.

Ce n'est que lorsque l'on moyenne la DSP sur plusieurs réalisations que l'on retrouve celle du processus [58] :

$$\hat{S}(v) = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{k} \sum_k \hat{S}_k(v) \quad \text{Eq.3.23}$$

En supposant le processus ergodique, le moyennage sur plusieurs réalisations est équivalent à un moyennage temporel. La plupart des appareils de mesure de spectre, tels que les analyseurs de spectre optique, ont un temps d'intégration suffisamment grand pour afficher directement la DSP moyenne.

Selon la taille de la fenêtre temporelle choisie, la DSP du signal généré est notamment susceptible d'être moins large que la DSP du processus. Du point de vue diffusion Brillouin, le temps d'interaction pertinent est donné par $\frac{1}{\Delta\nu_B}$. La longueur d'interaction équivalente dans la fibre s'écrit alors :

$$L_B = \frac{c}{n\Delta\nu_B} \quad \text{Eq.3.24}$$

Pour une largeur $\Delta\nu_B = 40 \text{ MHz}$, L_B vaut 5 m.

Dans le cas de fibres longues ($L \gg L_B$), le nombre de réalisations équivalent du signal est grand. La DSP de la source élargie est ainsi moyennée et on retrouve le fait que le facteur d'augmentation Brillouin est donné par la largeur spectrale $\Delta\nu_{mod,BB}$ (FIGURE 3.14).

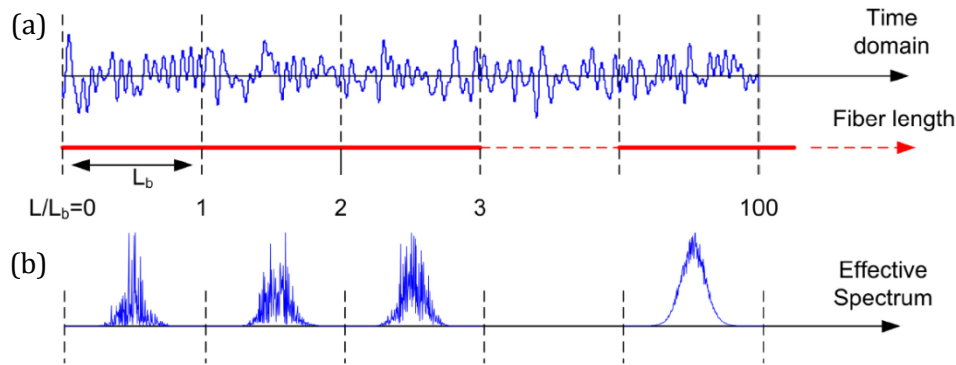


FIGURE 3.14 – Profil temporel (a) et DSP accumulée le long de la fibre (b) d’une pompe se propageant dans une fibre découpée virtuellement en morceau de taille L_B (d’après [48]).

Supradeepa a déterminé une expression analytique de la largeur spectrale d’une réalisation pour un morceau de fibre de longueur L_B . Partant de cette expression, il a pu montrer que le facteur d’augmentation Brillouin obtenu par une modulation de phase issu d’un bruit blanc filtré s’écrivait :

$$FAB_{mod, BB, reel} = \frac{1}{1 + L_B/L} FAB_{mod, BB} \quad \text{Eq.3.25}$$

Le facteur $1 + L_B/L$ étant supérieur à 1, l’augmentation du seuil Brillouin est plus faible que dans le cas idéal d’une fibre infiniment longue. L’Eq.3.25 a été démontrée uniquement dans le cas discret où L est un multiple de L_B . Nous faisons maintenant l’approximation qu’elle reste valable dans le cas continu, y compris pour $L < L_B$.

On peut alors tracer la réduction du facteur d’augmentation Brillouin induite par la longueur de la fibre en fonction de celle-ci (FIGURE 3.15). Le facteur est notamment divisé par 3 pour $L = L_B/2 = 2,5 m$.

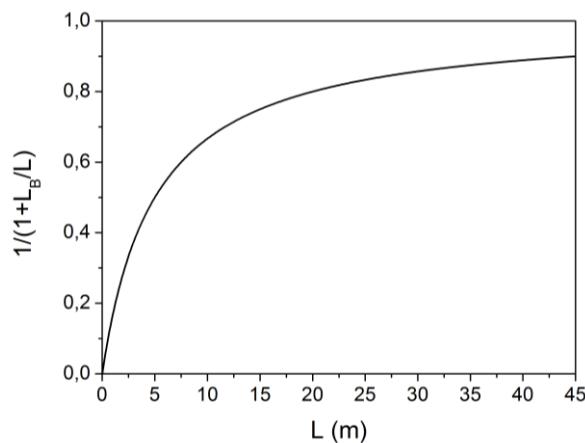


FIGURE 3.15 – Réduction du facteur d’augmentation Brillouin induite par la longueur de fibre dans le cas d’une modulation de phase aléatoire décrite par un bruit blanc ($L_B=5m$).

3- Choix des techniques permettant l'augmentation du seuil Brillouin pour la pompe et le signal

Dans le cas d'une pompe modulée en phase par un bruit blanc filtré, il est donc nécessaire d'augmenter le seuil Brillouin d'un facteur 300 en sortie du MEO pour obtenir une augmentation effective du seuil Brillouin d'un facteur 100 dans notre FHNL de 2,5 m.

Comme nous l'avons vu dans la partie précédente, le facteur d'augmentation étant typiquement limité à 36, la modulation de phase par un bruit blanc filtré dans un MEO est largement insuffisante pour augmenter le seuil Brillouin de notre pompe dans la FHNL.

- Modulation de phase par une séquence numérique pseudo-aléatoire

Une autre technique existante repose sur la modulation de phase par une séquence numérique pseudo-aléatoire (PRBS). Une séquence PRBS notée $2^n - 1$ contient tous les mots possibles de longueur n . Cette séquence est dite pseudo-aléatoire car la valeur de chaque bit est indépendante des autres valeurs mais la séquence se répète tous les $2^n - 1$ bits.

Zeringue *et al.* ont étudié numériquement l'augmentation du seuil Brillouin par une modulation de phase PRBS, en associant le bit 0 à un déphasage nul et le bit 1 à un déphasage de π [55]. L'écart temporel entre chaque bit est donné par la fréquence de modulation du générateur PRBS (FIGURE 3.16).

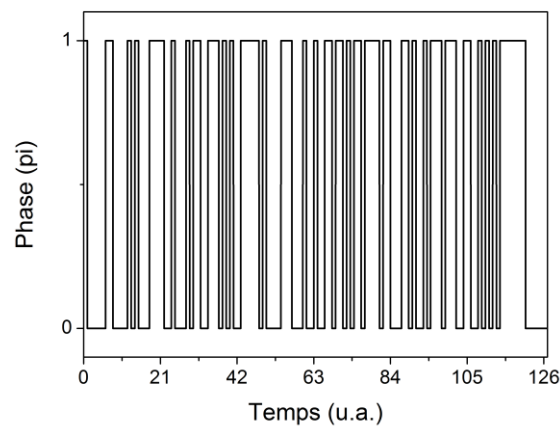


FIGURE 3.16 – Séquence PRBS pour $n=7$ (longueur 127 bits)

Pour une fibre de 9 m, il a été notamment déterminé que la longueur optimale du mot était $n = 7$ car celle-ci entraîne les variations les plus fréquentes de la phase au sein de la séquence. L'augmentation du seuil Brillouin atteint alors 10 pour une fréquence de modulation de 1 GHz, ce qui est moins performant que la modulation par bruit blanc ($FAB = 23$ pour une modulation à 1 GHz)

Cette technique présente l'avantage d'ôter le caractère aléatoire du bruit blanc, ce qui facilite son étude numérique mais est moins performante et relativement complexe à mettre en œuvre.

3.3.2 Modulation de phase croisée dans une FHNL

Afin de s'affranchir des contraintes liées aux composants électroniques, Mussot *et al.* ont proposé une solution originale tout-optique pour élargir spectralement un oscillateur [59]. Cette solution consiste à accumuler une phase non linéaire par modulation de phase croisée. Comme nous l'avons vu dans la partie 1.2.4, en présence d'une pompe co-propagative ayant un profil temporel $P_p(t)$, la phase non linéaire $\phi_{XPM}(t)$ ajoutée par XPM dans une fibre s'exprime :

$$\phi_{XPM}(t) = 2\gamma P_p(t)L \quad \text{Eq.1.31}$$

Le montage proposé, de façon simplifiée, est le suivant (FIGURE 3.17). Une source d'ASE est obtenue par un EDFA. Celle-ci est ensuite filtrée par un réseau de Bragg centré sur 1546 nm et de largeur 5 GHz (Filtre 1). Après amplification dans un second EDFA, la source d'ASE est couplée avec une source monomode à 1541 nm dans une fibre monomode (SMF). Au cours de la propagation, les variations d'intensité de la source d'ASE provoquent des variations de phase par XPM. En sortie de fibre, la source monomode élargie est séparée de la source d'ASE (Filtre 2).

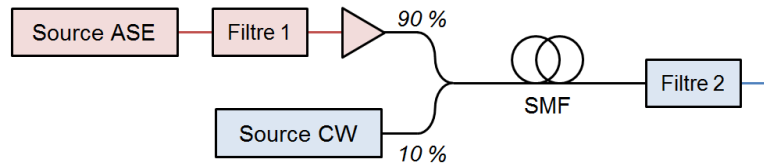


FIGURE 3.17 – Montage simplifié d'élargissement par XPM (d'après [59]).

Avec ce montage, l'augmentation de la puissance de pompe ASE élargit de plus en plus la source CW, ce qui augmente son seuil Brillouin. Expérimentalement, le facteur d'augmentation obtenu par Mussot *et al.* atteint 25 pour une source d'ASE de 500 mW et une SMF de 6 km.

L'avantage de cette technique de modulation est qu'elle n'est limitée ni en bande passante, ni en amplitude de modulation. En effet, la largeur spectrale de la pompe induisant la XPM ne dépend que de la largeur du Filtre 1, qui peut aisément aller jusqu'à 100 GHz. De même, l'amplitude de modulation ne dépend que de la puissance de pompe et de la longueur de fibre. Cette dernière ne peut cependant être étendue à l'infini, car la dispersion induite par celle-ci peut convertir la modulation de fréquence en modulation d'amplitude. C'est pour cette raison qu'il est suggéré par Mussot *et al.* de remplacer la SMF par une fibre hautement non linéaire, plus courte mais ayant un coefficient non linéaire supérieur.

J'ai souhaité comparer l'augmentation du seuil Brillouin obtenue par le bruit blanc filtré sur le MEO et par la source d'ASE dans une FHNL, dans des conditions a priori équivalentes :

- le réseau de Bragg et le filtre électrique ont tous les deux un profil spectral de type « porte » et une largeur de 1 GHz ;
- les profils temporels de la phase ajoutée par XPM et de la phase obtenue par bruit blanc filtré sont normalisés de sorte qu'ils aient le même écart-type. De façon similaire à la source multimode, l'écart-type de la puissance instantanée d'une source d'ASE est égal à sa puissance moyenne.

3- Choix des techniques permettant l'augmentation du seuil Brillouin pour la pompe et le signal

Ici encore, j'ai déterminé le facteur d'augmentation Brillouin à partir du maximum du spectre élargi convolué avec le spectre du gain Brillouin pour différents écarts-type de modulation (FIGURE 3.18).

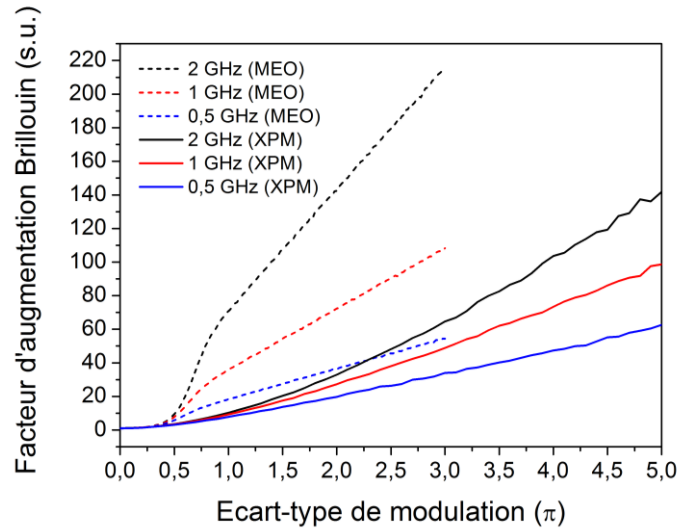


FIGURE 3.18 – Facteur d'augmentation du seuil Brillouin en fonction de l'écart-type de la modulation de phase croisée apportée dans une FHNL (trait plein) par une pompe de largeur 2 GHz (noir), 1 GHz (rouge) et 0,5 GHz (bleu). Le facteur d'augmentation est déterminé à partir du maximum du spectre élargi convolué au spectre de Brillouin. Les facteurs d'augmentation Brillouin obtenus par une modulation bruit blanc filtré sont rappelés pour comparaison (pointillés) (cf. partie 3.3.1). (Simulation)

Les facteurs d'augmentation obtenus sont bien plus faibles que ceux obtenus par un bruit blanc filtré ayant pourtant la même largeur spectrale et la même amplitude de modulation. En observant les spectres convolués pour différents écarts-type de modulation, on peut en fait s'apercevoir qu'une grande partie de l'énergie reste dans la composante principale, même pour des écarts-types importants (FIGURE 3.19).

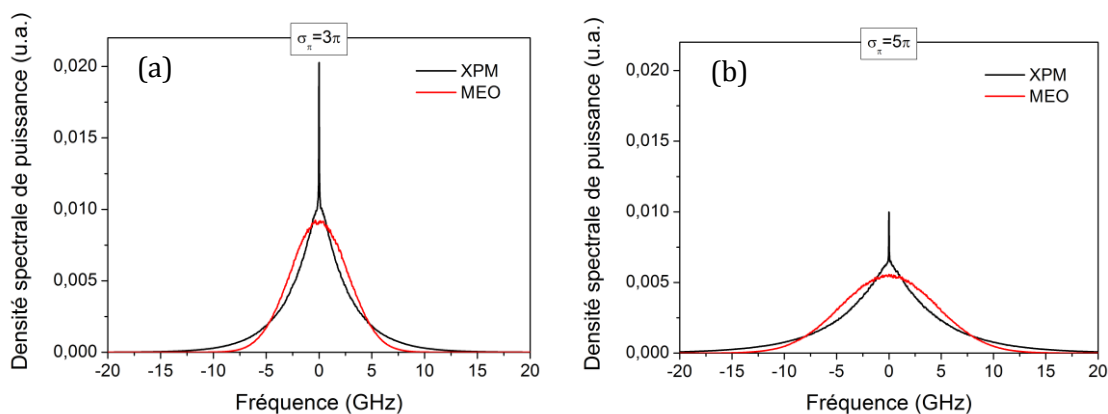


FIGURE 3.19 – Densité spectrale de puissance du spectre élargi et convolué au spectre du gain Brillouin pour modulation de phase croisée apportée dans une FHNL (en noir) par une pompe de largeur 1 GHz ayant un écart-type de modulation de (a) 3π et (b) 5π . Le spectre obtenu dans le cas d'une modulation bruit blanc filtrée dans un MEO (en rouge) ayant la même largeur spectrale et le même écart-type est rappelé pour comparaison. (Simulation)

Alors que le pic principal disparaît pour des écarts-type de modulation d'environ π pour la modulation bruit blanc filtré, celui-ci est toujours présent pour un écart-type de 5π d'une modulation XPM dans une FHNL. Même si la source d'ASE filtrée et amplifiée est l'analogue optique de la source de bruit blanc filtrée et amplifiée électriquement, il existe une différence importante entre les deux types de modulation. La modulation de phase induite par XPM est proportionnelle au carré du champ optique, lui-même décrit par un bruit blanc filtré. Contrairement à la modulation électrique sur le MEO, la modulation de phase est donc toujours positive.

Pour illustrer cette différence, j'ai déterminé les histogrammes de $\phi_{BB,mod}$ (FIGURE 3.20b) et de $\phi_{XPM} \propto |A_{ASE}|^2$ (FIGURE 3.20c) où A_{ASE} est l'amplitude complexe de la source d'ASE servant à l'élargissement. A_{ASE} et $\phi_{BB,mod}$ sont toutes les deux des bruits blanc gaussiens filtrés par une porte de largeur 1 GHz, ce qui n'est pas le cas de ϕ_{XPM} . Les phases $\phi_{BB,mod}$ et ϕ_{XPM} sont normalisées de sorte que leur écart-type soit égal à π (FIGURE 3.20a).

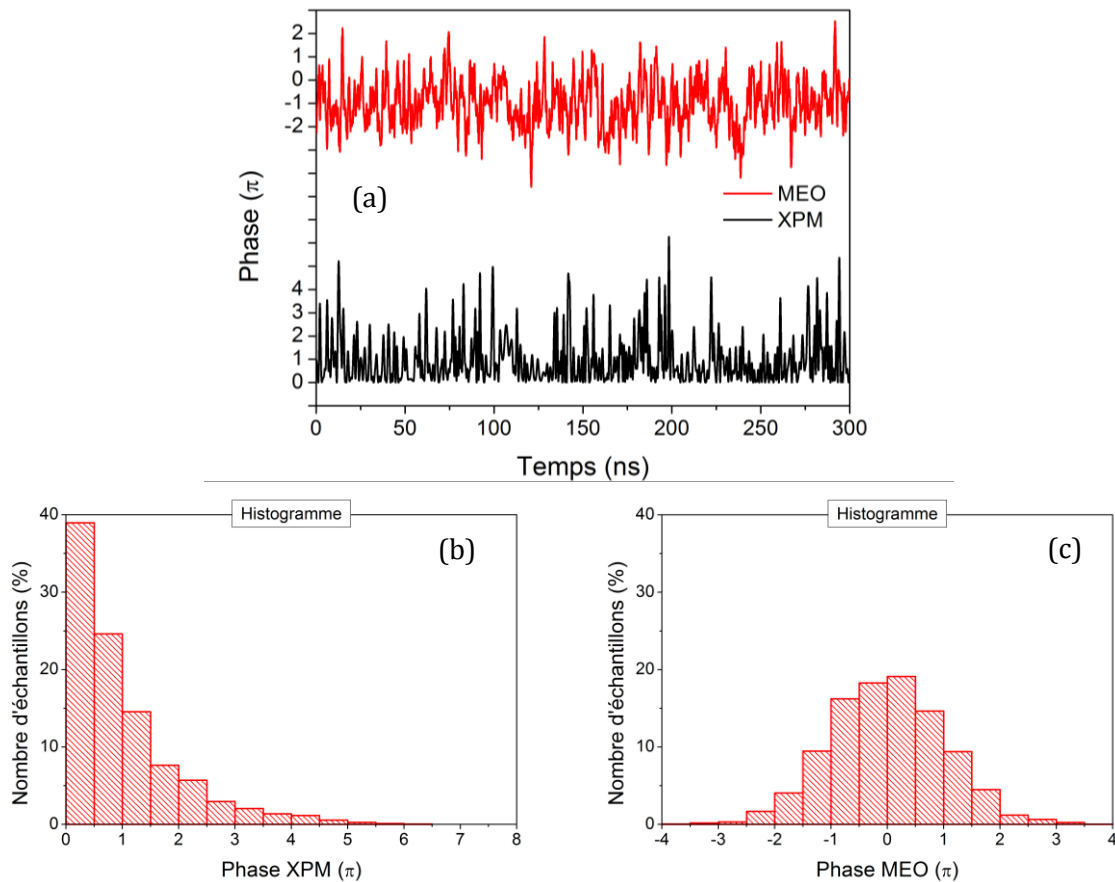


FIGURE 3.20 – (a) Profils temporels de la phase ajoutée par XPM dans la FHNL (en noir) et de celle ajoutée par le MEO (en rouge) pour un bruit blanc filtré de largeur 1 GHz. (b) Histogramme correspondant à la phase ajoutée par XPM. (c) Histogramme correspondant à la phase ajoutée par le MEO. Les deux phases sont normalisées de sorte que leur écart-type soit égal à π . (Simulation)

3- Choix des techniques permettant l'augmentation du seuil Brillouin pour la pompe et le signal

On comprend alors mieux pourquoi l'élargissement induit est différent alors que l'écart-type est le même. Dans le cas de la modulation apportée par le MEO (FIGURE 3.20c), proportionnelle à un bruit blanc gaussien filtré, la phase est symétriquement répartie de part et d'autre de la valeur moyenne (nulle). Ce n'est pas le cas pour la modulation XPM (FIGURE 3.20b), proportionnelle au module carré d'un bruit blanc gaussien filtré et pour laquelle :

- il y a plus de valeurs inférieures à la moyenne (égale à π) que de valeurs supérieures ;
- les valeurs inférieures à la moyenne s'étendent sur un intervalle limité $[0 \pi]$ contrairement aux valeurs supérieures qui s'étendent sur $[\pi \infty[$.

Pour des écarts-type suffisamment grands, on retrouve tout de même un facteur d'augmentation Brillouin linéaire avec l'écart-type, mais dont la pente est plus faible qu'avec le MEO. De façon similaire à l'expression obtenue dans l'Eq.3.26, celui-ci peut être approché de la façon suivante :

$$FAB_{mod,XPM}(\sigma_\phi \geq 10\pi) = 1 + \frac{1,08}{\pi} \frac{\Delta v_{ASE}}{\Delta v_B} (\sigma_\phi - \pi) \quad \text{Eq.3.26}$$

Dans la configuration proposée par Mussot *et al.*, une source d'ASE de 500 mW couplée à une SMF de 6 km (ayant un coefficient non linéaire $\gamma \approx 0,6 \text{ km}^{-1}\text{W}^{-1}$) permet d'ajouter une phase non linéaire moyenne d'environ $0,6 \pi$.

Pour concevoir notre source de pompe élargie à 1545 nm, on pourrait coupler une source à 1545 nm avec une source d'ASE à 1550 nm impulsionnelle de 200 W crête dans un morceau de 20 m de notre FHNL ($\gamma \approx 8 \text{ km}^{-1}\text{W}^{-1}$). La phase moyenne ajoutée sur la source à 1545 nm atteindrait alors 10π .

Dans une telle configuration, une source d'ASE filtrée ayant une largeur de 10 GHz devrait permettre d'obtenir un facteur d'augmentation Brillouin proche de 2400 pour la source à 1545 nm. Ce point de fonctionnement a été vérifié avec le modèle numérique Stochastique, pour lequel le FAB atteint 2400 ± 100 .

Ce montage nécessite cependant deux EDFA supplémentaires, un pour obtenir une source d'ASE, l'autre pour amplifier la source d'ASE jusqu'à 200 W crête.

3.4 Sources à dérive de fréquence

La dernière solution que nous avons envisagée pour augmenter le seuil Brillouin est la source à dérive de fréquence. Pour une telle source, si au sein de l'impulsion la fréquence optique varie grandement devant la largeur du gain Brillouin, le seuil Brillouin devrait augmenter.

3.4.1 Facteur d'augmentation du seuil Brillouin

Dans leurs articles de 2012, Mungan *et al.* ont étudié numériquement et expérimentalement l'influence de la dérive de fréquence β_{chirp} (Hz/s) d'une diode laser sur l'augmentation du seuil Brillouin [60], [61].

Dans le référentiel de l'impulsion, la fréquence optique instantanée ν et la variation de phase induite $\Delta\phi$ s'expriment :

$$\nu(T) = \nu_0 + \Delta\nu(T) = \nu_0 + \beta_{chirp}T \quad \text{Eq.3.27}$$

$$\Delta\phi(T) = 2\pi \int_0^T \Delta\nu(t)dt = \pi\beta_{chirp}T^2 \quad \text{Eq.3.28}$$

Du point de vue diffusion Brillouin, il se présente alors deux cas distincts : a) l'impulsion a une durée T_{imp} supérieure au temps de propagation dans la fibre $T_L = nL/c$, elle occupe donc spatialement toute la fibre, b) l'impulsion a une durée $T_{imp} < T_L$ et n'occupe qu'une portion de la fibre au cours de sa propagation.

Mungan *et al.* ont démontré dans le cas continu (équivalent au cas a)) que le facteur d'augmentation du seuil Brillouin était donné par la relation suivante :

$$FAB_{chirp} \approx 1 + \frac{\beta_{chirp}T_L}{\Delta\nu_B} \quad \text{Eq.3.29}$$

L'Eq.3.29 montre que la largeur spectrale pertinente n'est pas la largeur spectrale de l'impulsion $\beta_{chirp}T_{imp}$ mais bien l'intervalle spectral $\beta_{chirp}T_L$ parcouru par la fréquence optique de l'impulsion pendant son temps de propagation T_L .

A l'inverse, dans le cas b), le facteur d'augmentation Brillouin est limité par la largeur spectrale de l'impulsion $\beta_{chirp}T_{imp}$. Le seuil Brillouin est cependant augmenté du fait que l'impulsion n'occupe pas toute la fibre. La longueur d'interaction Brillouin équivalente est donc $L_{imp} = \frac{c}{n}T_{imp}$ et non L . Le seuil Brillouin s'exprime alors :

$$P_{seuil} \approx \frac{21A_{eff}}{g_B L_{imp}} \left(1 + \frac{\beta_{chirp}T_{imp}}{\Delta\nu_B} \right) \quad \text{Eq.3.30}$$

Dans le cas de notre FHNL de longueur 2,5 m, le temps de parcours est de 12,5 ns. Les impulsions de 100 ns occupent donc toute la fibre et le FAB est donné par l'Eq.3.29. La dérive de fréquence nécessaire pendant $T_{imp} = 100 \text{ ns}$ est donc de $\beta_{chirp} \approx 3 \cdot 10^{17} \text{ Hz/s}$.

3.4.2 Diode DBR

Les diodes laser à semi-conducteur sont déjà largement utilisées comme source à dérive de fréquence, notamment dans le secteur des télécommunications où elles permettent le multiplexage de plusieurs canaux d'information. Parmi les différents types de diodes existants, les diodes DFB et DBR (Distributed Bragg Reflector) sont particulièrement employées. Nous ne considérons pas ici les oscillateurs à cavité externe qui sont par définition non-fibrés.

Les diodes à semi-conducteur présentent trois couches gaine-cœur-gaine de semi-conducteurs formant un guide d'onde plan. En particulier, la diode DBR est divisée en trois sections (FIGURE 3.21).

- Une section active (à droite) comprenant un milieu à gain dans le cœur et ayant une face réfléchissante à son extrémité. L'injection de courant I_{gain} active le milieu à gain et modifie l'indice optique n_{gain} .
- Une section de phase (au milieu) ne comprenant que les couches de cœur et de gaine. L'injection de courant I_{phase} modifie l'indice optique n_{phase} .
- Une section de Bragg (à gauche) pour laquelle la couche de cœur est structurée comme un réseau de Bragg de pas Λ_{Bragg} . L'injection de courant I_{Bragg} dans cette section modifie l'indice optique n_{Bragg} et donc la longueur d'onde réfléchie $\lambda = 2n_{Bragg}\Lambda_{Bragg}$.

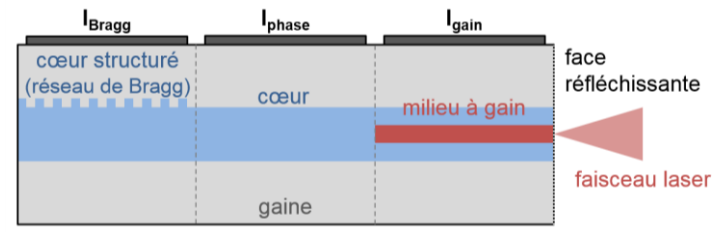


FIGURE 3.21 – Schéma de principe des diodes DBR.

L'ensemble forme une cavité ayant une longueur de l'ordre du millimètre, ce qui correspond à un FSR de 50 GHz environ. La longueur d'onde d'émission est choisie grossièrement en sélectionnant un des modes de la cavité avec le courant I_{Bragg} . Le courant I_{phase} permet quant à lui un réglage fin de la longueur d'onde en changeant légèrement le FSR. Le courant I_{gain} permet enfin de choisir le gain, quasi-indépendamment de la longueur d'onde.

Dans une étude numérique de 1994, Braagaard *et al.* ont montré qu'une diode DBR typique pouvait parcourir 0,8 nm en 0,6 ns, correspondant à une dérive de fréquence de 10^{20} Hz/s [62], ce qui est largement suffisant pour obtenir la dérive nécessaire de $3 \cdot 10^{17}$ Hz/s.

3.4.3 Diode DFB

Le fonctionnement de la diode DFB est similaire à la diode DBR, à l'exception du fait que les trois sections sont regroupées en une unique section, contrôlée par un seul courant I_{gain} (FIGURE 3.22). Le gain et la longueur d'onde d'émission ne peuvent donc pas être contrôlés indépendamment avec le courant. Pour ces diodes, le contrôle de la longueur d'onde est obtenu par un ajustement de la température de fonctionnement, ce qui ne permet pas une modulation rapide.

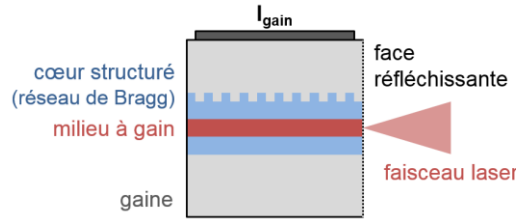


FIGURE 3.22 – Schéma de principe des diodes DBR et DFB.

Dans un article de 2009, Satyan *et al.* font la démonstration expérimentale d'une diode DFB dont la dérive de fréquence est de 100 GHz en 1 ms, soit 10^{14} Hz/s [63]. La dérive est obtenue en appliquant directement une rampe de courant sur la diode. La puissance est donc modulée simultanément avec la fréquence et il est nécessaire de compenser ces variations avec un modulateur d'amplitude.

Dans leur montage, la dérive est limitée par l'excursion en fréquence dans la diode (100 GHz). Une dérive de 10^{16} Hz/s peut selon eux être atteinte avec une diode ayant une excursion de quelques térahertz.

Sans boucle de contrôle, une dérive de fréquence $\Delta\nu(t)$ est naturellement induite en régime impulsionnel lorsque le profil temporel de l'impulsion $P(t)$ est donné par le profil de courant [64] :

$$\Delta\nu(t) = \frac{\kappa}{4\pi} \left(\frac{1}{P(t)} \frac{dP(t)}{dt} + \kappa P(t) \right) \quad \text{Eq.3.31}$$

L'Eq.3.31 fait apparaître le facteur de Henry κ , introduit dans la partie 2.3.4, et le coefficient adiabatique κ qui caractérise la structure de la diode DFB. Ces deux paramètres peuvent fortement varier selon les diodes DFB et il est nécessaire de les mesurer pour connaître leur valeur.

Puisque l'élargissement spectral dépend également du profil temporel choisi, il est préférable de déterminer le facteur d'augmentation Brillouin expérimentalement en mesurant le seuil Brillouin dans la FHNL. Dans notre cas, pour un profil trapèze de 100 ns ayant des fronts de 10 ns, le FAB est d'environ 10 ± 2 . La dérive spectrale induite naturellement par le courant impulsionnel est donc insuffisante pour la pompe de l'amplificateur Raman.

3.5 Choix des sources pour les pompes servant à l'amplification Raman

Le TABLEAU 3.1 récapitule les types de sources larges spectralement vus précédemment, les techniques associées, l'expression du facteur d'augmentation Brillouin, sa valeur typique et les différents avantages et inconvénients correspondants.

Type	Technique	Expression FAB	FAB	Avantages/Inconvénients
Intrinsèque	Multimode	N	>1000	+ facile - profil temporel chahuté
	ASE filtrée	$1 + \Delta\nu_P/\Delta\nu_B$	>1000	- profil temporel chahuté
Modulation	MEO sinusoïdal	$\frac{1}{\max(J_n^2(\Delta\phi_{sin}))}$	6	+ facile - FAB limité par amplitude MEO
	MEO multi- sinusoïdal	Non déterminée	12	- complexe
	MEO bruit blanc filtré	$1 + \frac{1,42}{1 + \frac{L_B}{L}} \frac{\Delta\nu_{mod,BB}}{\Delta\nu_B} \frac{\sigma_\phi}{\pi}$	12	- FAB limité par amplitude et bande passante MEO - FAB réduit pour fibre courte
	MEO PRBS	Non déterminée	10	- complexe
	XPM FHNL	$1 + \frac{1,08}{1 + \frac{L_B}{L}} \frac{\Delta\nu_{ASE}}{\Delta\nu_B} \left(\frac{\sigma_\phi}{\pi} - 1\right)$	>1000	- complexe - FAB réduit pour fibre courte
Dérive	DFB	Non déterminée	10	+ facile - FAB relié au profil temporel
	DBR	$1 + \frac{\beta_{chirp}}{\Delta\nu_B} \frac{nL}{c}$	>100	- FAB limité par FSR

TABLEAU 3.1 – Récapitulatif des types de sources larges spectralement.

Parmi les méthodes envisagées, seules la diode DBR, l'oscillateur multimode, la source d'ASE filtrée et la source modulée par XPM dans une FHNL permettent d'obtenir le facteur d'augmentation Brillouin nécessaire pour l'amplificateur Raman (100). La source élargie par XPM dans une FHNL semble très prometteuse, mais nécessite deux EDFA supplémentaires. Dans le Chapitre 4 - , j'ai retenu l'oscillateur multimode et la diode DBR pour leur facilité de mise en œuvre.

Le TABLEAU 3.1 permet également de confirmer les choix retenus pour la pompe du préamplificateur Raman. Dans la FHNL de 20 m, le seuil Brillouin est d'environ 1 W en continu. Une impulsion de 100 ns n'occupe cependant pas en permanence la fibre ce qui augmente son seuil. La puissance de pompe étant de 100 W crête environ, un facteur d'augmentation Brillouin égal à 50 est nécessaire. Nous choisissons un DFB dont on élargit davantage le spectre avec un MEO piloté par un profil sinusoïdal et dont la mise en œuvre est facile. Dans ce cas très précis, les FAB se multiplient: la modulation sinusoïdale vient répartir le spectre sur plusieurs composantes ($FAB \times 6$) et chacune de ces composantes est élargie par la modulation impulsionnelle du DFB ($FAB \times 10$). On augmente donc le seuil Brillouin d'un facteur 60 environ.

3.6 Augmentation du seuil Brillouin pour le signal

Nous avons vu dans la partie 2.1.4 qu'il était nécessaire d'augmenter le seuil Brillouin d'un facteur 6 pour le signal à 1645 nm si l'on souhaite atteindre 250 W crête en sortie de la FHNL de l'amplificateur Raman. Il n'est pas envisageable d'élargir spectralement la source puisque celle-ci doit rester mono-fréquence dans le cadre d'une utilisation LIDAR Doppler. Dans cette partie, nous allons étudier les différentes modifications que nous pouvons apporter à la FHNL pour augmenter le seuil Brillouin effectif pour le signal. Les principales techniques se séparent en deux catégories : les techniques modifiant directement la valeur du gain Brillouin de la fibre (mise en forme du profil d'indice, choix du dopage) et les techniques faisant intervenir une variation le long de la fibre de l'une de ses propriétés physiques (diamètre, dopage, température, contrainte mécanique).

3.6.1 Réduction de la valeur du gain Brillouin

La première modification que l'on peut apporter à la FHNL lors de sa fabrication est la quantité d'ions dopants Germanium. Nous avons vu lors du calcul du facteur de Henry κ pour notre FHNL (partie 2.3.7) que le gain Brillouin diminuait pour les forts dopages (> 10 %). La fraction molaire de notre FHNL étant estimée à 11 %, un dopage plus important ne diminuera que modérément le gain Brillouin (FIGURE 2.19) [45].

La deuxième possibilité de modification de la fibre est la mise en forme de son profil d'indice transversal. En effet, nous avons vu dans la partie 1.2.7 que la diffusion Brillouin résultait d'une interaction entre une onde optique et une onde acoustique dans la fibre. Le profil d'indice de la fibre influe sur le profil des modes optiques et acoustiques pouvant s'y propager. En faisant en sorte de réduire le recouvrement entre ces modes, on diminue la valeur du gain Brillouin.

Le recouvrement normalisé entre le mode optique E_0 et chaque mode acoustique ρ_u est défini de la manière suivante [65].

$$I_u^{ao} = \frac{(\int E_0 E_0^* \rho_u^* r dr d\theta)^2}{\int (E_0 E_0^*)^2 r dr d\theta \int (E_0 E_0^*)^2 r dr d\theta} \quad \text{Eq.3.32}$$

Deux pistes sont suggérées par Chen *et al.* [65] pour diminuer ce recouvrement (FIGURE 3.23) : 1) éloigner les modes acoustiques du mode optique en diminuant la différence d'indice au centre de la fibre ; 2) confiner les modes acoustiques dans une partie du cœur de la fibre en créant un creux de différence d'indice.

Les deux profils d'indice proposés ont l'avantage de peu modifier le mode optique LP01 tout en diminuant son recouvrement avec les modes acoustiques L0x. Chen *et al.* font ainsi état d'augmentation du seuil Brillouin allant de 2 à 3. Cela reste insuffisant pour l'amplificateur Raman.

3- Choix des techniques permettant l'augmentation du seuil Brillouin pour la pompe et le signal

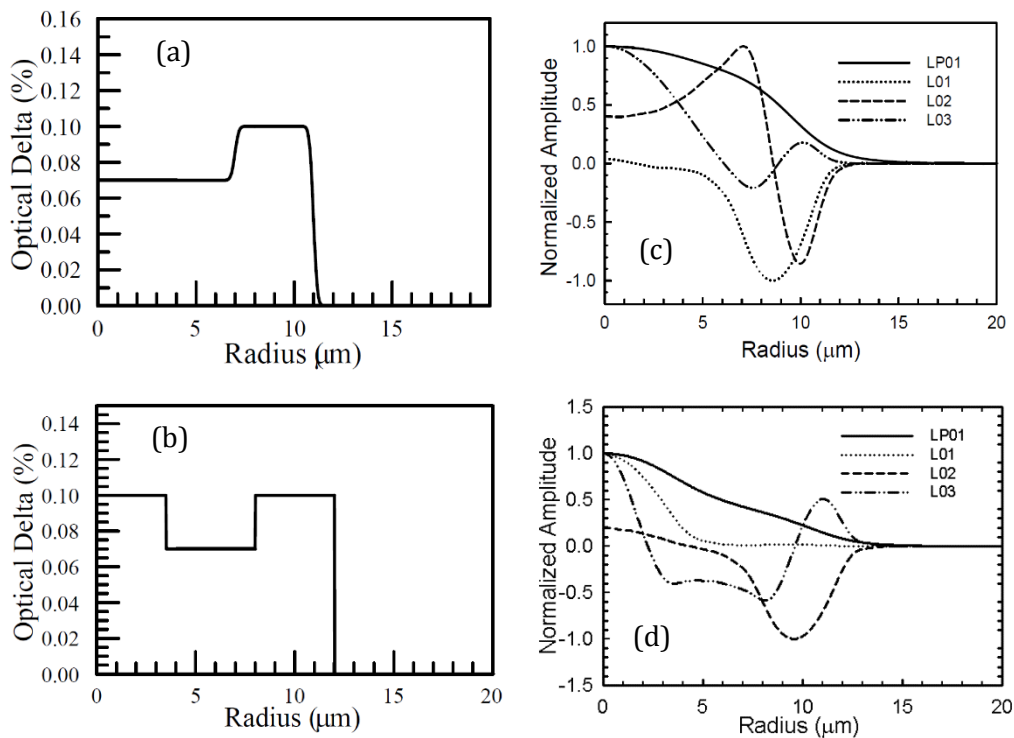


FIGURE 3.23 – Profil transverse de l'indice optique relatif pour les cas des (a) modes acoustiques éloignés et (b) modes acoustiques confinés. Le profil de l'indice acoustique relatif est identique. (c), (d) Profils transverse des modes optique (LP01) et acoustiques (L0x) correspondants (d'après [65]).

En 2008, Mermelstein *et al.* proposent également de confiner les modes acoustiques au centre de la fibre, en induisant cependant un profil différent pour l'indice optique et acoustique. Grâce à l'introduction de deux dopants différents (Al et Ge), il est possible d'induire un profil à saut d'indice pour l'indice optique et une rampe pour l'indice acoustique. Le mode optique est ainsi inchangé alors que les modes acoustiques sont piégés au centre (FIGURE 3.24).

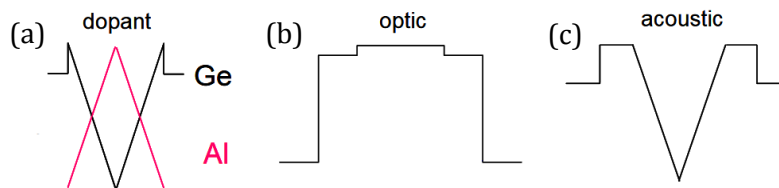


FIGURE 3.24 – Profils transverse des dopants (a) et des profils optique (b) et acoustique (c) correspondants (d'après [66]).

Un facteur d'augmentation Brillouin égal à 13 est ainsi obtenu dans une fibre à large mode (LMA). Cette technique pourrait convenir à l'amplificateur Raman mais il n'est pas précisé si elle est compatible avec une fibre à petit cœur comme notre FHNL.

3.6.2 Variation longitudinale des propriétés de la fibre

Une autre famille de techniques permettant d'augmenter le seuil Brillouin repose sur la variation longitudinale du décalage en fréquence Brillouin ($\nu_B \approx 10 \text{ GHz}$ dans les fibres en silice). La valeur de ce décalage dépend de nombreuses propriétés de la fibre, qui peuvent être séparées en deux catégories : les propriétés modifiables a posteriori (température, élongation) et les propriétés établies lors de la fabrication de la fibre (dopage, rayon de cœur).

La valeur maximale du gain Brillouin g_B ne dépend que faiblement de la valeur du décalage Brillouin en fréquence. En revanche, en faisant varier ce décalage le long de la FHNL, on répartit la composante Stokes Brillouin générée sur un spectre plus ou moins large, ce qui permet de réduire la puissance dans un intervalle spectral donné.

Dans le cas de la variation de température, la variation de ν_B (Eq.1.68) est essentiellement dominée par la variation de l'indice de réfraction n . Au contraire, lorsque la fibre est étirée, l'allongement relatif de la fibre modifie la vitesse acoustique v , et donc ν_B . Ces variations sont d'ailleurs utilisées dans de nombreux systèmes pour caractériser à distance la température et la tension exercée sur une fibre [67], [68]. La vitesse acoustique est également influencée par le rayon de cœur et le dopage Germanium qui déterminent les modes acoustiques pouvant se propager [69], [70].

Dans une première approximation et en ne considérant que l'influence de la température et de la tension, le décalage Brillouin ν_B peut ainsi s'exprimer de la façon suivante [71] :

$$\nu_B = \nu_{B0} + C_T(T_K - 273K) + C_\xi \xi \quad \text{Eq.3.33}$$

Où ν_{B0} est la valeur du décalage Brillouin pour une fibre à 273 K non tendue. Les coefficients de variation sont donnés dans le TABLEAU 3.2 et sont supposés indépendants.

Propriété	Coefficient	Source
Température	$C_T = 1,2 \text{ MHz/K}$	[72]
Elongation	$C_\xi = 464 \text{ MHz/\%}$	[73]

TABLEAU 3.2 – Coefficients de variation du décalage Brillouin (valables pour $\lambda \approx 1,5 \mu\text{m}$).

Les variations de température ont prouvé leur efficacité, avec des facteurs d'augmentation Brillouin allant jusqu'à 6 [72]. L'amplificateur Raman mono-fréquence à 1178 nm présenté dans la partie 1.1.4 utilise également un gradient de température pour obtenir un facteur 3 d'augmentation [6]. La mise en œuvre de ces techniques reste cependant complexe et nécessite un système actif autour de la fibre.

L'élongation longitudinale de la fibre semble être la technique la plus prometteuse avec un fort coefficient de variation du décalage Brillouin. Un facteur d'augmentation de 20 a notamment été atteint dans un amplificateur Raman mono-fréquence à 1178 nm avec cette technique [74]. Comparée à la température, l'élongation présente l'avantage d'être passive, mais pourrait

réduire la durée de vie de la fibre. A ma connaissance, aucune étude quantitative n'a été réalisée sur ce sujet. Dans le cas cité, les auteurs mentionnent le fait qu'aucune dégradation n'a été observée pendant 6 mois avec une élévation allant jusqu'à 2,4%.

- Principe

Nous cherchons maintenant à modéliser l'augmentation du seuil Brillouin obtenu avec le décalage longitudinal $\nu_B(z)$. Pour prendre en compte ce décalage, il est utile d'introduire le gain Brillouin linéique μ_b (Eq.3.34). Ce terme correspond au gain vu par une composante Stokes Brillouin à $\delta\nu$ dans une portion de fibre infinitésimale située en z . Il fait donc intervenir la puissance du signal au point considéré.

$$\mu_b(\delta\nu, z) = \frac{P_I(z)}{A_{eff}} \frac{g_B}{1 + \left(\frac{\delta\nu - \nu_B(z)}{\Delta\nu_B}\right)^2} \quad \text{Eq.3.34}$$

Le gain Brillouin accumulé sur toute la fibre G_b pour une fréquence donnée s'exprime alors :

$$G_b(\delta\nu) = \int_0^L \mu_b(\delta\nu, z) dz = \frac{g_B}{A_{eff}} \int_0^L \frac{P_I(z)}{1 + \left(\frac{\delta\nu - \nu_B(z)}{\Delta\nu_B}\right)^2} dz \quad \text{Eq.3.35}$$

Pour illustrer l'influence de la variation longitudinale, la figure suivante montre le gain Brillouin linéique le long de la fibre pour une variation nulle de ν_B (FIGURE 3.25a) et une variation linéaire de 200 MHz (FIGURE 3.25b). Le gain Brillouin G_b correspondant (FIGURE 3.25c,d) cumulé sur toute la fibre est normalisé de sorte que son maximum soit égal à 1 pour une variation nulle. La puissance du signal est supposée constante dans toute la fibre.

Dans le cas de la variation linéaire de 200 MHz, le spectre de la composante Stokes Brillouin est étalé sur 200 MHz, ce qui diminue son maximum alors que son aire reste inchangée. Comme pour la source de pompe élargie, le facteur d'augmentation Brillouin est déterminé par la valeur maximale de $G_b(\delta\nu)$.

J'ai déterminé numériquement le FAB dans le cas d'une variation linéaire de $\nu_B(0)$ à $\nu_B(L)$ (FIGURE 3.26). Celui-ci est alors correctement ajusté par la relation suivante pour $|\nu_B(L) - \nu_B(0)| > 2\Delta\nu_B$:

$$FAB_{long} \approx 0,52 + 0,63 \frac{|\nu_B(L) - \nu_B(0)|}{\Delta\nu_B} \quad \text{Eq.3.36}$$

Les coefficients 0,52 et 0,63 sont calculés pour un spectre de gain Brillouin ayant une forme lorentzienne. Ils ne varient pas avec $\Delta\nu_B, L, \nu_B(0)$ et $\nu_B(L) - \nu_B(0)$.

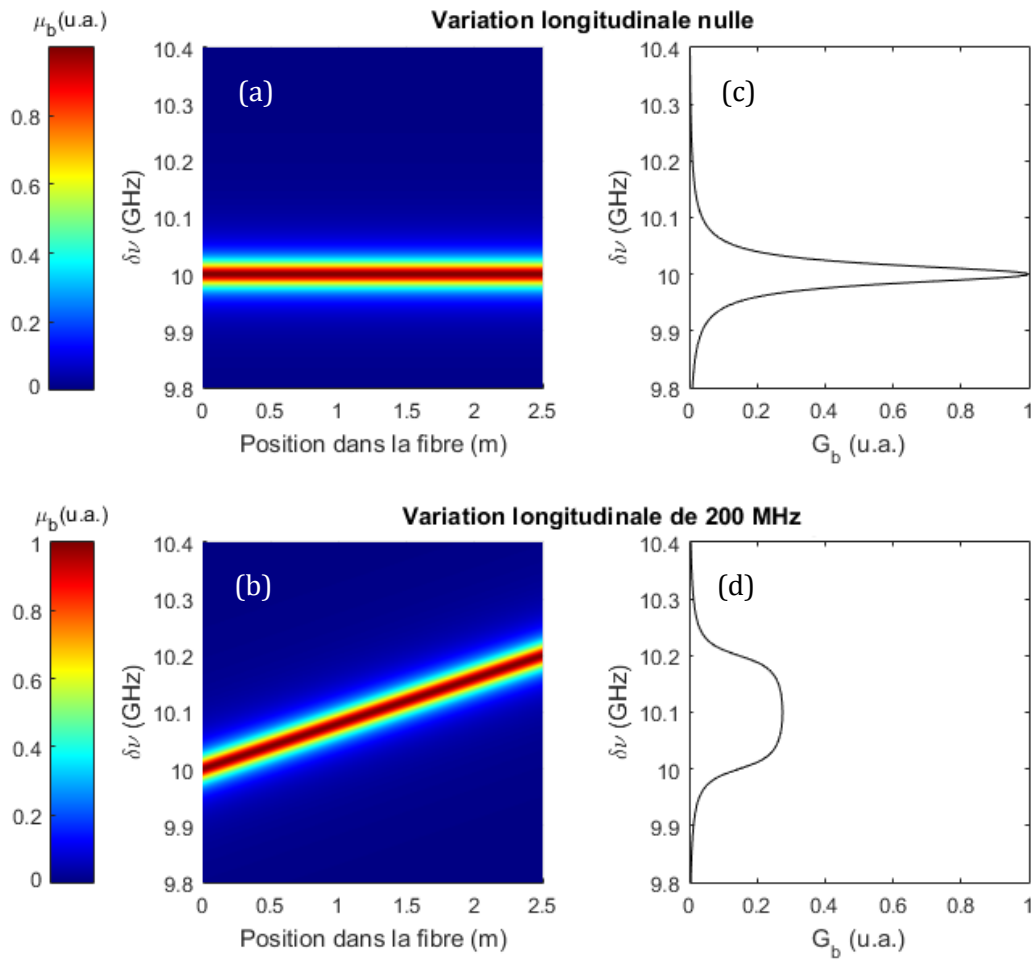


FIGURE 3.25 – Gain Brillouin linéique en fonction du décalage en fréquence $\delta\nu$ et de la position dans la fibre pour une variation longitudinale de ν_B (a) nulle et (b) linéaire de 200 MHz. (c), (d) Spectres correspondants pour la composante Stokes Brillouin cumulée sur toute la fibre. (Simulation)

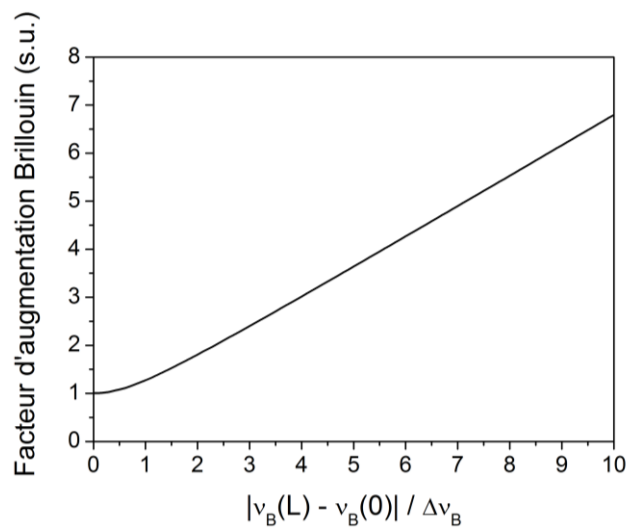


FIGURE 3.26 – Facteur d'augmentation du seuil Brillouin en fonction de l'amplitude de la variation linéaire longitudinale du décalage Brillouin. (Simulation)

3- Choix des techniques permettant l'augmentation du seuil Brillouin pour la pompe et le signal

Dans les cas où la puissance $P_I(z)$ n'est pas constante dans la fibre, le profil optimal $\nu_B(z)$ dépend du profil $P_I(z)$. De manière générale, plus la puissance est forte localement, plus le coefficient local de variation longitudinale de ν_B devra être grand.

- Cas de l'amplification Raman

Je considère maintenant l'exemple de notre amplificateur Raman de 2,5 m dans lequel la puissance du signal passe de 1 W crête à 250 W crête (FIGURE 3.27a). La déplétion de la pompe est négligée pour simplification. Hormis la variation nulle (en noir), 4 profils différents de variation longitudinale du décalage Brillouin sont testés (FIGURE 3.27b) : le profil linéaire (en rouge), le profil exponentiel ayant le même coefficient de variation que le profil exponentiel du signal amplifié (e^{gz} avec $g = \ln\left(\frac{P_I(L)}{P_I(0)}\right)$) (en magenta), un profil exponentiel ayant un coefficient de variation plus faible ($e^{0,75gz}$) (en bleu) et un profil exponentiel ayant un coefficient de variation plus fort ($e^{1,25gz}$) (en vert). Tous les profils ont la même excursion totale en fréquence $\nu_B(L) - \nu_B(0) = 400 \text{ MHz}$. Le gain Brillouin G_b correspondant (FIGURE 3.27c) cumulé sur toute la fibre est normalisé par rapport au maximum du spectre de gain obtenu pour une variation nulle.

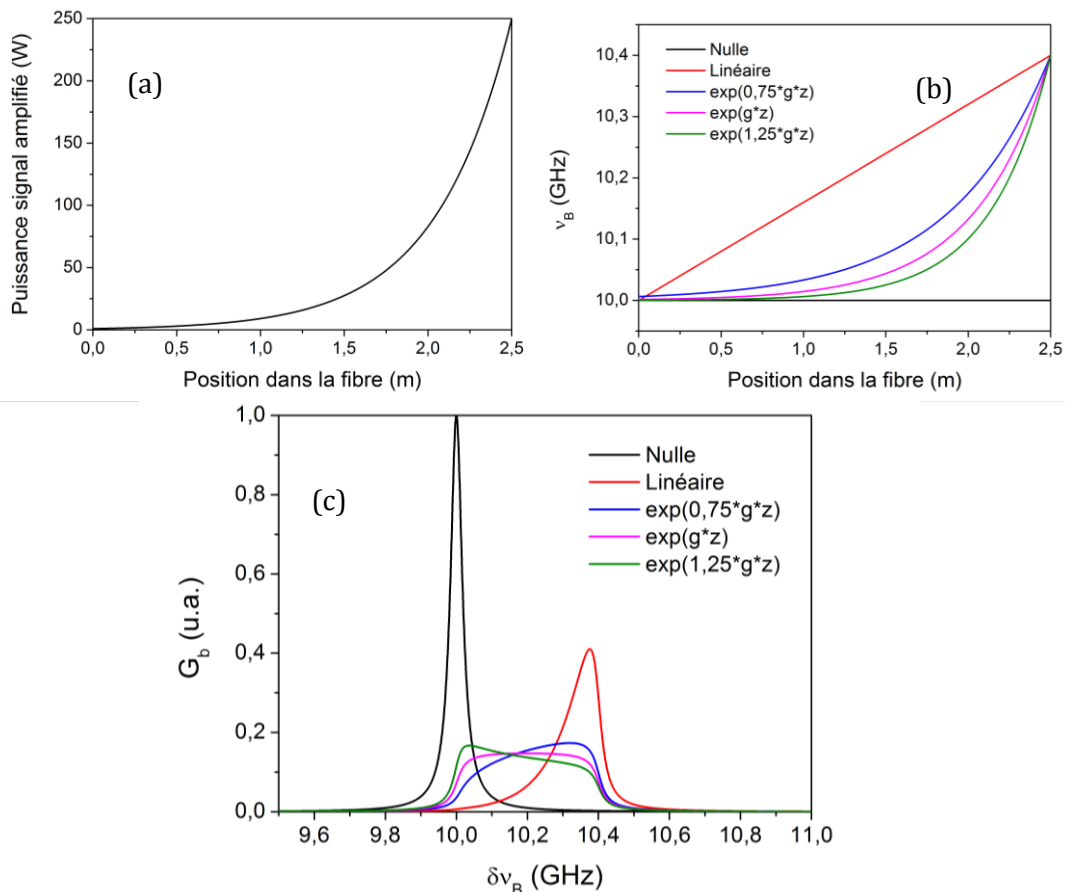


FIGURE 3.27 – (a) Profil de puissance du signal amplifié dans la fibre pour notre amplificateur Raman. (b) Profils de variation longitudinale du décalage Brillouin testés. (c) Spectres de la composante Stokes Brillouin cumulés sur toute la fibre. (Simulation)

Les spectres obtenus montrent que la variation linéaire (en rouge) est inadaptée : l'essentiel du spectre se situe à 10,4 GHz, ce qui correspond à la position dans la fibre où le signal amplifié est puissant.

La variation exponentielle semble permettre d'obtenir de bons résultats, mais le coefficient de variation choisi joue un rôle important. Pour un coefficient identique à celui du profil de puissance du signal amplifié (en magenta), le spectre est plat et le facteur d'augmentation est identique à celui obtenu pour une variation linéaire dans le cas d'un profil de puissance continu (Eq.3.36). Ce profil est donc optimal pour l'amplification Raman.

Dans le cas d'une variation exponentielle ayant un coefficient de variation plus faible (en bleu), le spectre est plus concentré à 10,4 GHz car la variation est trop faible là où la puissance du signal amplifié est forte : le maximum du spectre est donc plus important. A l'inverse, pour une variation exponentielle ayant un coefficient de variation plus fort (en vert), le spectre est plus concentré à 10 GHz car la variation est insuffisante en début de fibre : le maximum du spectre est là aussi plus important.

3.6.3 Choix de la technique d'augmentation du seuil Brillouin pour le signal

Nous avons vu dans la sous-partie précédente que l'élongation longitudinale permettait d'obtenir de fortes variations du décalage Brillouin facilement et que le profil exponentiel était le plus adapté à l'amplification Raman. Un tel profil de tension longitudinale est difficile à obtenir en pratique. Dans l'amplificateur Raman conçu par Zhang *et al.* permettant d'augmenter le seuil Brillouin d'un facteur 20, le profil est réalisé en escalier (FIGURE 3.28) [74]. La tension de chacun des 30 morceaux est ajustée pour s'approcher d'un profil similaire à celui du signal amplifié.

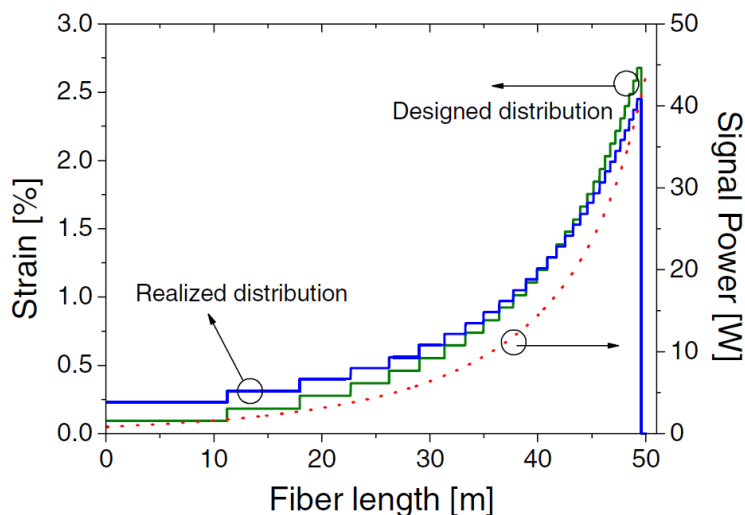


FIGURE 3.28 – Profil de variation longitudinale de l'élongation prévue (en vert) et réalisée (en bleu) par Zhang *et al.* pour leur amplificateur Raman mono-fréquence à 1178 nm ayant un facteur d'augmentation Brillouin de 20. Le profil de puissance du signal amplifié est affiché en pointillés (d'après [74]).

3- Choix des techniques permettant l'augmentation du seuil Brillouin pour la pompe et le signal

Cette configuration reste cependant difficile à mettre en œuvre. Dans un brevet déposé en 2013, l'unité SLS du département d'optique théorique et appliquée de l'ONERA propose une solution astucieuse et simple pour laquelle le profil d'élongation permet d'obtenir des facteurs d'augmentation allant jusqu'à 6 pour les amplificateurs à fibre dopée [75].

En disposant la fibre autour d'un cylindre dont deux parties sont mobiles (FIGURE 3.29a), il est possible d'imposer un profil d'élongation longitudinale dont l'évolution est continue et le profil triangulaire (FIGURE 3.29b). La valeur du maximum d'élongation est modifiée en contrôlant l'écart y_{cyl} entre l'extrémité centrale des parties mobiles (en pointillés) de la partie fixe (inférieure). La position de ce maximum est choisie en enroulant plus ou moins de fibre sur l'une ou l'autre des parties du cylindre (N_1, N_2 avec $2\pi r_{cyl}(N_1 + N_2) = L$).

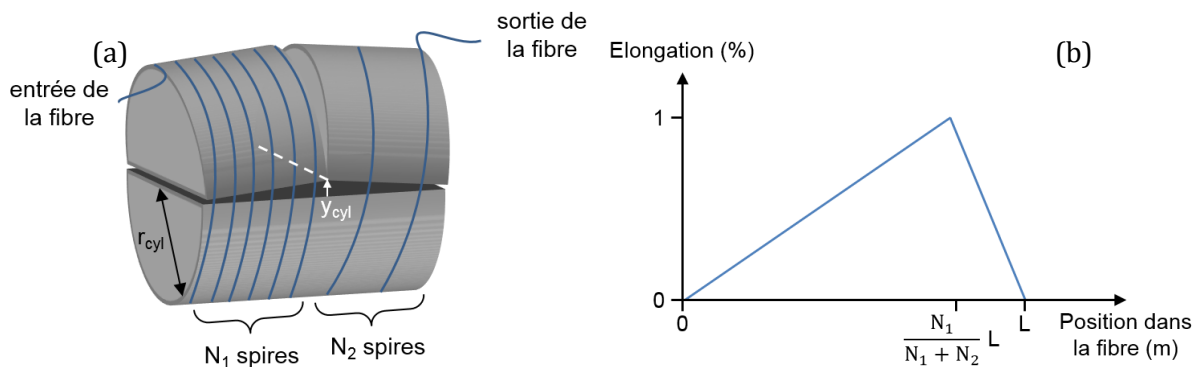


FIGURE 3.29 – (a) Exemple de mise en place de la fibre autour du cylindre. Dans cette configuration, le maximum d'élongation est situé à 75 % (6 spires sur 8) de la longueur de fibre. (b) Profil d'élongation correspondant.

Pour maximiser la durée de vie, nous limitons la valeur du maximum d'élongation à 1 %, ce qui correspond à une excursion en fréquence de 464 MHz. J'ai ensuite déterminé numériquement les spectres Brillouin cumulés pour différentes position du maximum d'élongation (FIGURE 3.30).

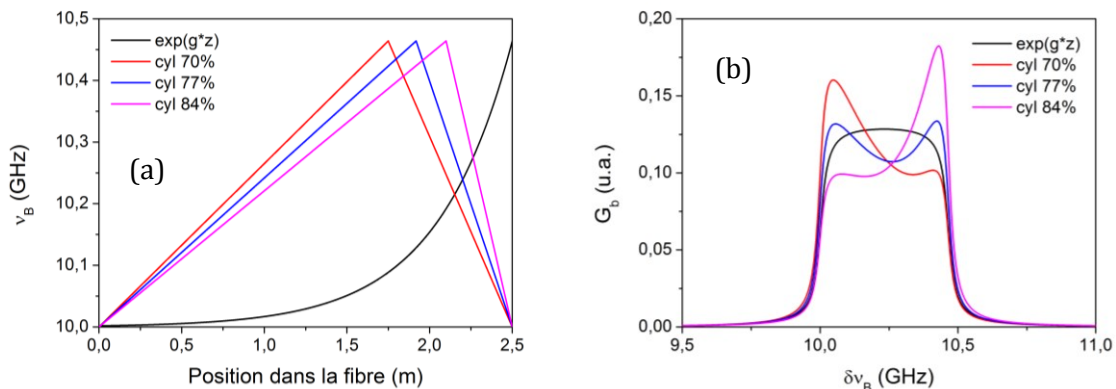


FIGURE 3.30 – (a) Profils d'élongation obtenus avec le cylindre pour différentes positions du maximum (70, 77 et 84 % en rouge, bleu et magenta respectivement). Le profil d'élongation exponentiel optimal déterminé précédemment est rappelé (en noir). (b) Spectres de la composante Stokes Brillouin cumulés sur toute la fibre. (Simulation)

La FIGURE 3.30 montre qu'il existe une configuration (77 %, en bleu) pour laquelle le maximum du spectre Brillouin cumulé est proche du maximum optimal obtenu avec une élongation exponentielle. Le facteur d'augmentation correspondant est de 7,5, contre 7,8 dans le cas exponentiel.

Le spectre est composé de deux pics et l'optimum est obtenu lorsque leurs maxima sont égaux. De façon similaire à l'influence de la pente dans le cas exponentiel, la position du maximum d'élongation dans la fibre fait se concentrer le spectre sur le pic à 10 GHz (70 %, en rouge) ou sur le pic à 10,464 GHz (84 %, en magenta).

La position de ce maximum étant difficile à contrôler expérimentalement, il est intéressant de déterminer comment le facteur d'augmentation Brillouin évolue autour du point optimal (FIGURE 3.31).

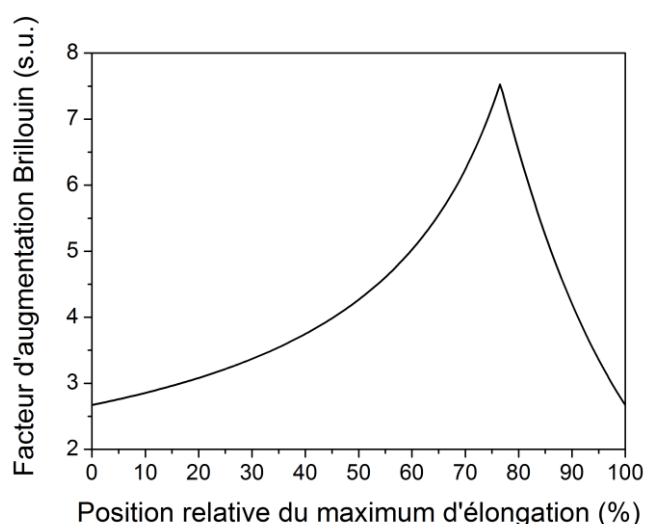


FIGURE 3.31 – Facteur d'augmentation Brillouin en fonction de la position relative du maximum d'élongation dans la fibre. L'excursion en fréquence est fixée à 464 MHz. Le profil de puissance du signal amplifié est exponentiel de 1 à 250 W dans une fibre de 2,5 m. (Simulation)

On estime que la position du maximum d'élongation est contrôlée à une demi-spire près. Pour un cylindre ayant un rayon de 5 cm, cela correspond à une précision de 16 cm, soit 8 %. En prenant également en compte le fait que le profil d'élongation n'est pas parfaitement triangulaire, on peut ainsi espérer un facteur d'augmentation égal à 6 pour le signal amplifié. Cette technique est donc adaptée à l'amplificateur Raman. Ce résultat a été vérifié grâce au modèle numérique mis au point (cf. annexe A.4.2).

3.7 Conclusion sur le chapitre 3

Dans ce chapitre, nous avons vu qu'il était nécessaire d'augmenter le seuil Brillouin d'un facteur 100 pour que la pompe de 1000 W puisse se propager dans la FHNL de l'amplificateur Raman. Cette augmentation du seuil peut être obtenue par élargissement spectral, correspondant à une largeur de 4 GHz pour la pompe.

Les sources intrinsèquement larges, telles que l'oscillateur multimode et la source d'ASE filtrée, sont des moyens faciles d'atteindre une telle largeur et ont déjà été utilisées dans des amplificateurs Raman [5], [52]. Leur profil temporel présente cependant un bruit d'intensité important dû au battement entre les modes spectraux. L'amplitude de ce bruit est égale à la puissance moyenne et son temps de variation typique est donné par l'inverse de la largeur spectrale de la pompe. Dans le cas de l'oscillateur multimode, l'augmentation du seuil Brillouin est par ailleurs limitée par le nombre de modes longitudinaux battant simultanément dans la cavité.

Nous nous sommes ensuite intéressés aux sources à modulation de phase externe, qui ont l'immense avantage de ne pas présenter de variations d'intensité. La modulation est usuellement apportée par un MEO contrôlé électriquement. L'amplitude de modulation est toutefois généralement restreinte à $\pm\pi$, ce qui limite le facteur d'augmentation Brillouin à 5 pour une modulation sinusoïdale. Pour exploiter pleinement cet intervalle, le MEO peut être contrôlé par un bruit blanc électrique filtré [55]. L'augmentation du seuil Brillouin est cependant à nouveau limitée à la fois par la bande passante du MEO et de son contrôleur à disposition et par la nature aléatoire de l'élargissement induit dans les fibres courtes. Pour une fibre de 2,5 m et un MEO ayant une bande de 1 GHz, le facteur d'augmentation Brillouin atteint typiquement 12.

Une approche différente, proposée par Mussot *et al.*, repose sur la modulation de phase croisée dans les fibres [59]. Au cours de la propagation, les variations d'intensité d'une source d'ASE filtrée entraînent par XPM une modification de la phase de la source à élargir. Cette technique nécessite deux EDFA dédiés mais permet d'atteindre une amplitude de modulation de 10π . Le facteur d'augmentation est alors de 2400 pour une source d'ASE ayant une largeur de 10 GHz.

Le dernier type de source possible pour la pompe est la source à dérive de fréquence. Pour une telle source, nous avons déterminé que le facteur d'augmentation Brillouin était donné par la variation de fréquence pendant le temps de trajet dans la FHNL et non par la variation totale pendant l'impulsion. Ces sources sont souvent obtenues grâce à des diodes à semi-conducteurs. Dans le cas de la diode DFB, la dérive de fréquence est limitée et imposée par le profil temporel de l'impulsion. La diode DBR permet au contraire de contrôler indépendamment la puissance émise et la longueur d'onde. Sa dérive de fréquence peut théoriquement atteindre 10^{20} Hz/s [62], ce qui est amplement suffisant pour augmenter le seuil Brillouin d'un facteur 100 pour l'impulsion.

A la lumière des performances présentées, nous avons retenu une diode DFB élargie par un MEO ayant une modulation sinusoïdale pour la pompe du préamplificateur Raman. Pour la pompe de l'amplificateur Raman, nous souhaitons tester deux sources différentes : un oscillateur multimode de 10 GHz de large ayant un FSR de 100 MHz d'une part ; une diode DBR à dérive de fréquence d'autre part. Ces trois sources permettent d'augmenter suffisamment le seuil Brillouin des deux pompes et sont faciles à mettre en œuvre.

Le signal à 1645 nm ne devant pas être élargi spectralement, nous avons enfin détaillé les différentes modifications que l'on pouvait apporter à la FHNL pour augmenter le seuil Brillouin du signal. Une première possibilité est de modifier le profil transverse de la fibre de façon à limiter le recouvrement entre le mode optique et les modes acoustiques. Selon les profils, le facteur d'augmentation Brillouin peut aller de 2 à 3, ce qui est insuffisant. Une deuxième possibilité est de faire varier le décalage Brillouin en fréquence le long de la fibre de façon à élargir le spectre du gain Brillouin effectif. Ce décalage peut être induit en modifiant le dopage ou le rayon de cœur, ce qui doit être réalisé lors de la fabrication de la fibre, ou bien en modifiant la température ou l'élongation de la fibre, ce qui peut être réalisé a posteriori. Dans le cas de l'amplification Raman, nous avons vu que le profil de variation idéal était une exponentielle, ce qui est difficile à mettre en œuvre en pratique. Un brevet déposé par l'ONERA propose d'appliquer un profil de tension longitudinale en forme de triangle grâce à un cylindre [75]. Nous avons déterminé que celui-ci permettait d'augmenter le seuil Brillouin d'un facteur 6, ce qui est suffisant.

Nous disposons donc de configurations de pompe et de FHNL permettant d'amplifier le signal à 1645 nm jusqu'à 250 W crête sans que celui-ci ou les pompes soient limités par diffusion Brillouin. Nous allons donc mettre en œuvre expérimentalement l'amplificateur Raman et le caractériser.

Chapitre 4 - Conception et caractérisation de l'amplificateur Raman

L'objectif de ce chapitre est de concevoir et caractériser l'amplificateur Raman mono-fréquence à 1645 nm permettant d'atteindre 250 W crête à 20 kHz pour une durée d'impulsion de 100 ns. Pour cela, j'ai employé deux configurations différentes pour la pompe à 1545 nm : une source multimode et une source à dérive de fréquence. Dans un premier temps j'ai donc conçu un oscillateur multimode, que j'ai ensuite amplifié jusqu'à 1000 W crête pour enfin amplifier le signal à 1645 nm dans la FHNL. Dans un second temps, j'ai mis en place la dérive de fréquence sur une diode DBR, que j'ai également amplifiée jusqu'à 1000 W crête avant d'amplifier le signal à 1645 nm. J'ai finalement caractérisé spectralement le signal amplifié pour vérifier si le critère spectral nécessaire à l'utilisation LIDAR était respecté.

4.1 Conception et caractérisation de l'amplificateur Raman avec pompe multimode

4.1.1 Mise en œuvre de l'oscillateur multimode

Nous avons vu dans la partie 3.2.1 qu'un oscillateur multimode ayant une largeur spectrale de 10 GHz et un FSR de 100 MHz permettait d'obtenir un facteur d'augmentation Brillouin de 100 pour la pompe. Cet oscillateur multimode a été conçu grâce au montage suivant (FIGURE 4.1).

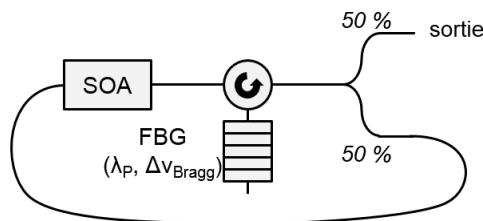


FIGURE 4.1 – Montage retenu pour l'oscillateur multimode.

Un amplificateur optique à semi-conducteur (SOA) apporte du gain dans la bande 1530-1570 nm. Le circulateur et le réseau de Bragg fibré (FBG) forme un filtre à la longueur d'onde $\lambda_p = 1545 \text{ nm}$ de largeur $\Delta\nu_{Bragg} = 10 \text{ GHz}$. Le FSR de 100 MHz est obtenu en fixant la longueur de la cavité à 2 m.

Le SOA est un milieu à gain basé sur une jonction p-n polarisée en direct [76] . Lorsqu'un courant électrique est injecté, la recombinaison de paires électron-trou produit des photons pouvant générer de l'émission spontanée ou amplifier un faisceau optique incident. Les SOA sont des amplificateurs qui présentent de nombreux avantages : large bande de gain (plus de 100 nm), gain petit-signal élevé (supérieur à 30 dB), temps de basculement rapide (quelques nanosecondes), facilité d'implémentation et compacité. Un exemple de caractéristiques et de courbe de gain sont donnés dans le TABLEAU 2.3 et la FIGURE 4.2.

4- Conception et caractérisation de l'amplificateur Raman

Bande de gain	1500-1600 nm
Gain petit signal	25 dB
Temps de basculement	1 ns
Courant d'injection	600 mA
Puissance de saturation	20 mW
Isolation optique	40 dB

TABLEAU 4.1 – Caractéristiques typiques d'un SOA.

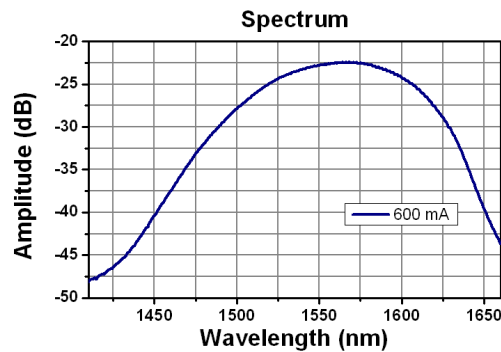


FIGURE 4.2 – Courbe de gain typique d'un SOA.

Après un certain nombre de tours effectués dans la cavité, la puissance intra-cavité atteint la puissance de saturation du SOA. Selon la nature du milieu amplificateur, cette saturation peut entraîner un fonctionnement monomode ou multimode de l'oscillateur [50]. Dans le cas d'un élargissement homogène du gain, la saturation provoque une diminution globale du spectre de gain (FIGURE 4.3a) et un seul mode longitudinal oscille dans la cavité. Dans le cas d'un élargissement inhomogène du gain, la saturation ne provoque qu'une diminution localisée du gain (FIGURE 4.3b) et plusieurs modes longitudinaux oscillent simultanément dans la cavité.

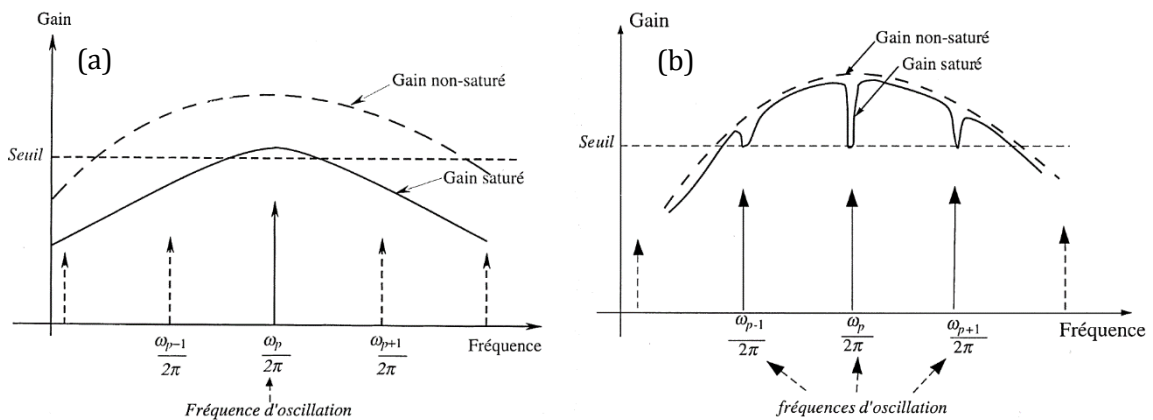


FIGURE 4.3 – (a) Elargissement (a) homogène du gain (oscillation monomode) et (b) inhomogène (oscillation multimode) (d'après [50]).

De nombreuses publications décrivent un élargissement essentiellement homogène pour les semi-conducteurs [50], [76], [77], empêchant ainsi l'oscillation multimode. Kim *et al.* ont pourtant fait état en 2001 d'un oscillateur multimode mettant en œuvre un SOA [78], indiquant un élargissement inhomogène. La nature de l'élargissement des amplificateurs à semi-conducteurs dépend en fait de la disposition des points ou puits quantiques qui les composent [79]. Dans le cas du SOA à notre disposition, nous avons pu observer expérimentalement le fonctionnement multimode.

Lorsque le SOA fonctionne en continu, la puissance de sortie est de 10 mW (correspondant à la puissance de saturation multipliée par la transmission du coupleur de sortie). Pour obtenir une pompe impulsionnelle ayant un profil "porte", nous avons choisi de moduler directement le courant du SOA. Une mesure de profil temporel instantané (en noir) et moyenné 100 fois (en rouge) est donnée sur la [FIGURE 4.4a](#). Cet exemple sert uniquement à illustrer le bruit temporel de l'oscillateur et ne correspond pas au profil utilisé pour l'amplification Raman.

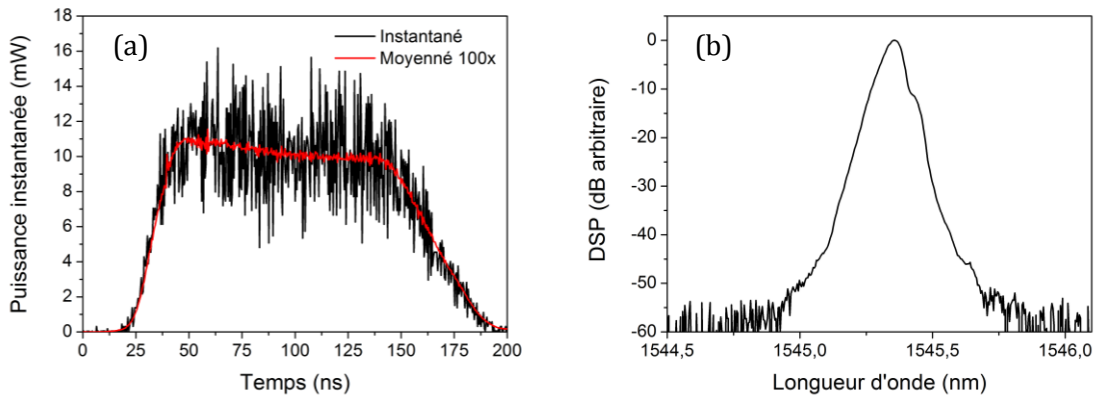


FIGURE 4.4 – (a) Exemple de profil temporel instantané (en noir) et moyenné 100 fois (en rouge) en sortie de l'oscillateur. (Bande passante de mesure : 1 GHz.) (b) Densité spectrale de puissance en sortie de l'oscillateur. (Bande passante de mesure : 10 GHz.) (Mesure)

On peut voir sur la [FIGURE 4.4a](#) que le profil instantané varie fortement autour du profil moyen. L'amplitude de modulation mesurée n'est que de 50 % puisque le battement à 10 GHz est filtré par la bande passante de mesure (1 GHz). Nous n'avons donc pas accès à l'amplitude de modulation totale mais on peut supposer que celle-ci est proche de 100 %. Dans la suite de cette partie les profils temporels de pompe donnés seront moyennés 100 fois, mais il faut garder à l'esprit que la modulation est toujours présente.

Nous avons également mesuré le spectre optique en sortie de l'oscillateur ([FIGURE 4.4b](#)). La bande passante de l'OSA étant limitée à 10 GHz, la largeur spectrale de l'oscillateur est à peine visible. La longueur d'onde centrale d'émission se situe à 1545,33 nm.

Le profil chahuté de l'oscillateur multimode peut poser problème du point de vue de l'amplification Raman mono-fréquence. Lorsqu'une pompe large spectralement est co-

propagative au signal mono-fréquence, celui-ci est élargi de manière non négligeable comme cela a été remarqué par Dajani *et al.* [6] (cf. partie 1.1.4). La cause avancée par les auteurs est le mélange à 4 ondes, mais n'est pas confirmée.

Une autre explication est selon moi plutôt à chercher du côté de la modulation de phase croisée. Pour une pompe intrinsèquement large, le battement entre les modes induit une variation d'intensité de la pompe qui elle-même induit une variation de phase pour le signal par XPM. Nous avons d'ailleurs vu que ce principe était utilisé par Mussot *et al.* pour élargir un oscillateur monomode [59] (cf partie 3.3.2).

Cet élargissement spectral est par ailleurs directement relié au gain, comme le montre l'expression de la phase (Eq.2.42) que nous avons établie dans la partie 2.3.6. Les variations d'intensité de la pompe induisent non seulement des variations de phase mais également des variations d'intensité du signal amplifié. Ces variations sont très rapides et sont probablement filtrées lors de la mesure, mais le signal amplifié n'en demeure pas moins élargi spectralement.

Dajani *et al.* ont également remarqué que l'amplification Raman contra-propagative n'induisait pas d'élargissement spectral du signal, mais aucune raison n'est donnée. Selon moi, cela est dû à la configuration contra-propagative qui réduit le transfert de RIN de la pompe vers le signal (cf. Eq.1.59). Le bruit d'intensité étant filtré, aucun n'élargissement spectral n'est induit.

Dans le cas de notre amplificateur Raman apportant un gain de 300 (cf. TABLEAU 2.2) et ayant une longueur de 2,5 m (ce qui correspond à un temps d'aller-retour de 25 ns, soit 40 MHz), le transfert de RIN autour de 10 GHz est quasi-nul (0,003 %, déterminé à partir de l'Eq.1.59).

L'amplification Raman contra-propagative présente donc deux avantages importants : d'une part elle filtre les variations de gain rapides, ce qui lisse le profil du signal amplifié et n'induit pas d'élargissement spectral ; d'autre part elle permet d'obtenir le signal amplifié le plus fort avant d'être limité par la diffusion Brillouin (cf. partie 2.1.4). Cela se fait cependant au prix d'une amplification un peu moins efficace car la durée d'impulsion pompe doit être plus grande (+25 %).

4.1.2 Amplification de la source de pompe

Nous disposons maintenant d'une source impulsionnelle large spectralement pouvant émettre des impulsions de 10 mW crête. Nous avons vu dans la partie 2.1.5 qu'une pompe de 1000 W crête était nécessaire pour amplifier le signal à 1645 nm jusqu'à 250 W crête. Il faut donc concevoir au préalable un ou plusieurs amplificateurs fibrés à 1545 nm permettant d'atteindre cette puissance, l'amplification totale à apporter étant au minimum de +50 dB. Pour obtenir ce gain, nous avons conçu trois amplificateurs à fibre dopée placés en cascade.

Afin de faciliter la lecture, la notation suivante est adoptée pour les différents amplificateurs du montage (FIGURE 4.5) :

- le préamplificateur Raman et l'amplificateur Raman sont appelés respectivement étage R1 et étage R2 ;
- les étages 1 et 2 de la pompe servant à la préamplification Raman dans l'étage R1 sont appelés respectivement étage 1.1 et étage 1.2 ;
- les étages 1, 2 et 3 de la pompe servant à l'amplification Raman dans l'étage R2 sont appelés respectivement étage 2.1, étage 2.2 et étage 2.3.

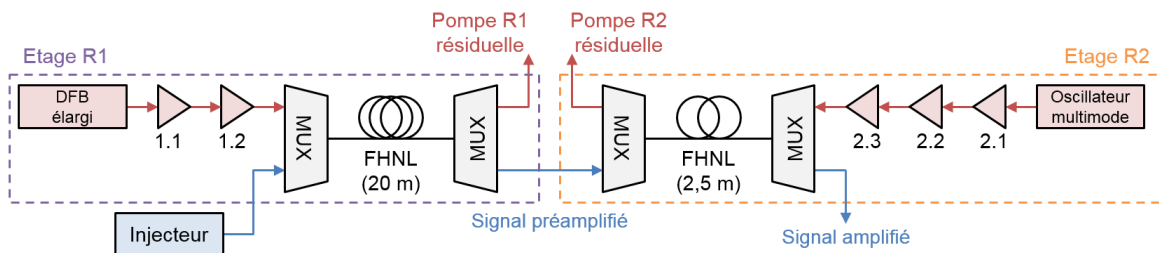


FIGURE 4.5 – Schéma simplifié du montage d'amplification Raman. Les filtres/isolateurs n'apparaissent pas.

La conception des étages 2.1, 2.2 et 2.3 a soulevé un certain nombre de contraintes liées à l'amplification qui seront abordées rapidement dans ce manuscrit.

- Présentation rapide de l'amplification dans les fibres dopées

Les amplificateurs à fibres dopées reposent sur des fibres actives qui, contrairement à la FHNL, peuvent absorber et réémettre de la lumière à certaines longueurs d'onde. Dans le cas des EDFA, la fibre amplificatrice est dopée Erbium et présente notamment un pic d'absorption à 980 nm et un pic d'émission à 1545 nm [8].

De façon simplifiée (FIGURE 4.6) [80], les ions Erbium passent d'un état au repos (E1) à un état excité (E3) lorsqu'ils sont pompés par une ou plusieurs diodes à 980 nm. Les ions se désexcitent ensuite très rapidement dans un état intermédiaire (E2) dont le temps de vie est long. Lorsqu'une impulsion à 1545 nm passe dans la fibre, l'émission stimulée force la désexcitation des ions qui retournent à l'état E1. L'impulsion est alors amplifiée. Au fur et à mesure qu'ils sont pompés, les ions repassent à nouveau dans l'état E2 (en passant par E3).

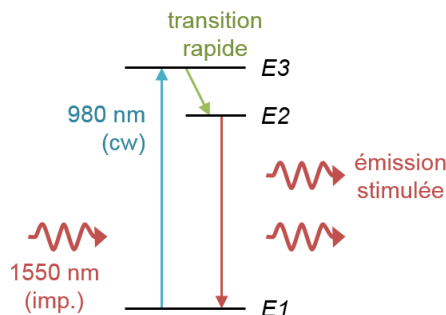


FIGURE 4.6 – Schéma simplifié de l'amplification dans un EDFA pompé à 980 nm.

Les EDFA permettent ainsi de transférer de l'énergie d'une diode de pompe à 980 nm fonctionnant en continu à une source impulsionnelle à 1545 nm, qui peut alors atteindre des puissances crêtes élevées.

- Saturation du gain

La première contrainte est liée à la déformation de l'impulsion lors de l'amplification dans l'EDFA. Lorsque le gain est suffisamment important, le début de l'impulsion commence à désexciter le nombre d'ions disponibles dans l'état excité (E2). Le gain apporté par l'EDFA diminue et le reste de l'impulsion est moins amplifiée, c'est la saturation. Le profil de puissance en sortie de l'EDFA s'exprime alors [81] :

$$P_p(L, T) = \frac{P_p(0, T)}{1 - \left(1 - \frac{1}{G_{EDFA}}\right) \exp\left(-\frac{1}{E_{sat}} \int_{-\infty}^T P_p(0, t') dt'\right)} \quad \text{Eq.4.1}$$

Où $P_p(0, T)$ est le profil de puissance à l'entrée de l'EDFA, G_{EDFA} le gain non saturé (dit petit-signal) apporté par l'EDFA et E_{sat} son énergie de saturation.

La FIGURE 4.7 montre le profil en sortie de l'EDFA pour un profil en entrée "porte" ayant une puissance crête $P_{P,0}$ de 10 mW, un gain G_{EDFA} de +30 dB. Ce profil est tracé pour différentes énergies de saturation correspondant à 1, 10, 100, 1000 et 10000 fois l'énergie qu'aurait l'impulsion amplifiée non saturée ($E_{P,insat} = G_{EDFA} P_{P,0} T_{imp,P}$). En pratique, l'énergie de saturation dépend des paramètres intrinsèques de la fibre amplificatrice (temps de vie de l'état excité et section efficace de l'émission à la longueur d'onde laser).

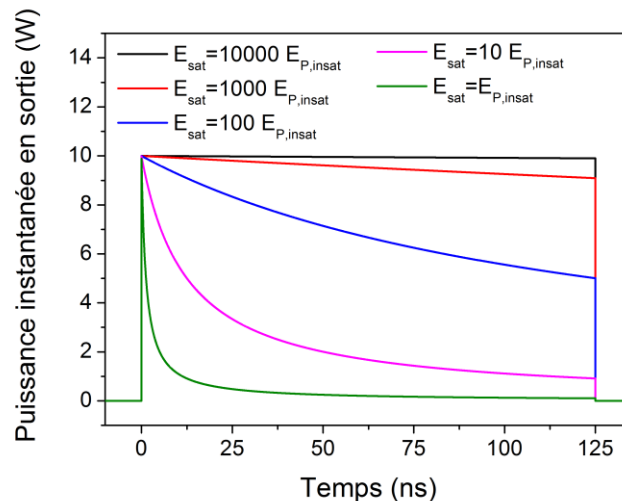


FIGURE 4.7 – Puissance instantanée en sortie d'un EDFA pour différentes énergies de saturation. (Simulation)

La FIGURE 4.7 montre que pour une énergie de saturation grande devant l'énergie d'impulsion amplifiée non saturée (en noir), le profil temporel de l'impulsion amplifiée est

proche de celui de l'impulsion injectée. A l'inverse, lorsque cette énergie est semblable (en vert), le profil d'impulsion en sortie est très déformé. Le début de l'impulsion est amplifié normalement mais le gain diminue fortement le long de l'impulsion.

Schimpf *et al.* ont montré en 2009 que le profil en entrée pouvait être choisi de sorte à compenser exactement cette déformation [81]. En inversant l'Eq.4.1, le profil à injecter est donné par la relation suivante :

$$P_P(0, T) = \frac{P_P(L, T)}{1 - (1 - G_{EDFA}) \exp\left(-\frac{1}{E_{sat}} \int_{-\infty}^T P_P(L, t') dt'\right)} \quad \text{Eq.4.2}$$

En pratique, nous avons décidé de corriger manuellement le profil impulsionnel en observant directement le profil en sortie de l'étage 2.3.

- Contrôle du profil temporel

La seconde contrainte est liée au contrôle du profil temporel par le SOA. En cherchant à m'approcher le plus possible du profil "porte" de 125 ns en sortie de l'étage 2.3, j'ai obtenu les profils suivants en sortie de chaque étage (FIGURE 4.8).

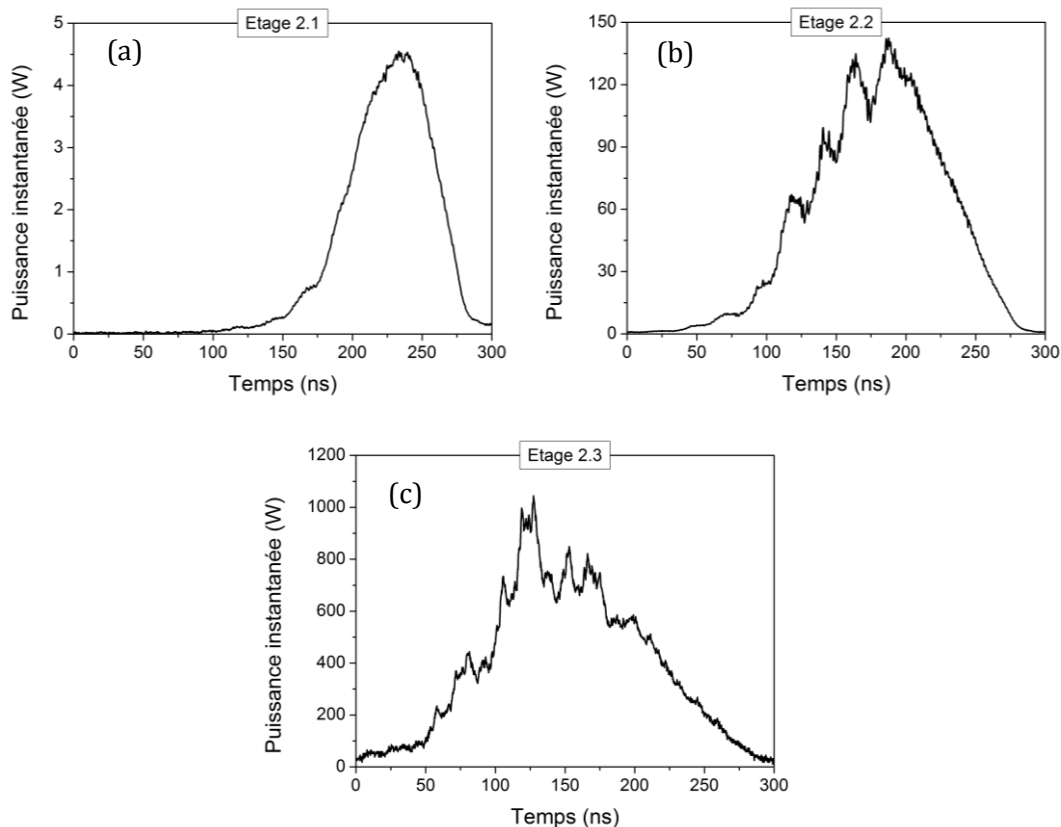


FIGURE 4.8 – Puissance instantanée en sortie des étages (a) 2.1, (b) 2.2 et (c) 2.3 pour l'oscillateur multimode. Le profil est moyenné sur 50 impulsions. (Mesure)

On peut voir en sortie de l'étage 2.3 que le profil temporel est assez éloigné du profil recherché. D'une part les temps de montée et descente sont conséquents (supérieurs à 50 ns) et d'autre part le profil présente des oscillations parasites, clairement visibles en sortie de l'étage 2.2. Les temps de montée/descente nuisent à l'efficacité puisque la puissance correspondante ne participe que faiblement à l'amplification Raman. Les oscillations parasites, trop lentes pour être filtrées par l'amplification Raman contra-propagative, vont quant à elles induire de fortes variations de l'intensité du signal amplifié à 1645 nm et un potentiel élargissement spectral de la pompe.

L'augmentation des temps de montée/descente et les oscillations parasites sont dues au circuit électronique permettant d'ajouter un décalage de tension sur le SOA, ce décalage étant utile pour atteindre le seuil du SOA. Un circuit électronique dédié conçu spécialement pour cette application devrait permettre d'obtenir un profil temporel propre en sortie du SOA, mais je n'ai pas eu le temps de le concevoir ici. Dans le cas de la source à dérive de fréquence, ce circuit sera retiré pour éviter les oscillations parasites.

La puissance crête obtenue pour la pompe n'en demeure pas moins satisfaisante. Celle-ci s'élève à 1045 W crête pour une énergie par impulsion de 117 μ J.

- Elargissement spectral non linéaire

La troisième contrainte est liée à l'élargissement spectral non linéaire de la pompe au cours de l'amplification. Cet élargissement a été mesuré en sortie des étages 2.1 (FIGURE 4.9a), 2.2 et 2.3 (FIGURE 4.9b).

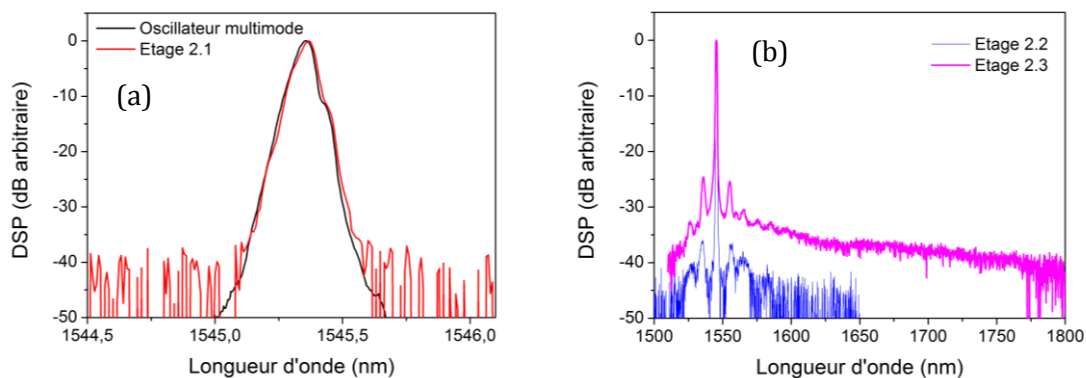


FIGURE 4.9 – (a) Densité spectrale de puissance en sortie de l'oscillateur multimode et de l'étage 2.1. (Bande passante de mesure : 0,01 nm) (b) Densité spectrale de puissance en sortie des étages 2.2 et 2.3. (Bande passante de mesure : 1 nm.) (Mesure)

En sortie de l'étage 2.2, le spectre de la pompe présente deux pics symétriques à 1536 et 1555 nm, situés de part et d'autre du pic principal à 1545 nm. Cette symétrie est caractéristique de l'instabilité de modulation, détaillée dans la partie 1.2.5. Cette instabilité de modulation est ensuite renforcée dans l'étage 2.3.

Le spectre en sortie de l'étage 2.3 montre également un continuum spectral généré de 1550 nm à 1800 nm. Nous pensons que celui-ci est dû à la fois à la diffusion Raman, à la modulation de phase croisée et à l'instabilité de modulation, de façon similaire aux supercontinuum générés dans les fibres [82]. La génération de ce supercontinuum semble notamment être renforcée par les variations d'intensité intrinsèques à l'oscillateur multimode. Une étude numérique détaillée est encore nécessaire à ce sujet.

Comme pour l'étage 2.1, il est possible de filtrer la sortie de l'étage 2.2 avant d'injecter l'étage 2.3, mais cela nécessite des composants ayant une tenue au flux importante étant donné la puissance (0,4 W moyen) ; de même pour la sortie de l'étage 2.3 avant d'injecter la FHNL (2,3 W moyen). Nous avons choisi de ne pas filtrer la sortie de ces deux étages.

L'amplitude des pics dus au mélange à 4 ondes est relativement importante, mais n'est pas extrêmement gênante. En effet, ces pics se situent encore dans la bande spectrale (large de 20 nm) permettant une amplification Raman efficace du signal à 1645 nm. A l'inverse, toute la partie du continuum située en dehors de la bande 1535-1555 nm ne participe pas à l'amplification et est inutile. En sortie de l'étage 2.3, cette part inutile est estimée à 5 %.

Cette part est non négligeable mais a déjà été grandement réduite grâce à l'utilisation d'une fibre amplificatrice ayant un gros cœur (24 μm de diamètre) dans l'étage 2.3. Pour des fibres amplificatrices ayant un cœur plus petit, le continuum généré est encore plus important car, à puissance égale, l'intensité est plus forte. De même, il faut minimiser le plus possible la longueur de PM 1550 (8 μm de diamètre de cœur) servant à relier les différents composants du montage, notamment à partir de l'étage 2.3 où la puissance est importante.

- Fluctuations de la polarisation

La dernière contrainte est liée aux fluctuations de la polarisation. Celle-ci est censée rester parfaitement linéaire grâce aux fibres à maintien de polarisation utilisées dans l'ensemble du montage (sources, amplificateurs fibrés, multiplexeurs et FHNL).

En observant la puissance moyenne en sortie de l'étage 2.3 derrière un élément polarisant, celle-ci varie cependant nettement. La [FIGURE 4.10](#) montre l'évolution relative de l'énergie dans le temps pour deux puissances crêtes en sortie de l'étage 2.3 (800 W crête en noir, 1000 W crête en rouge).

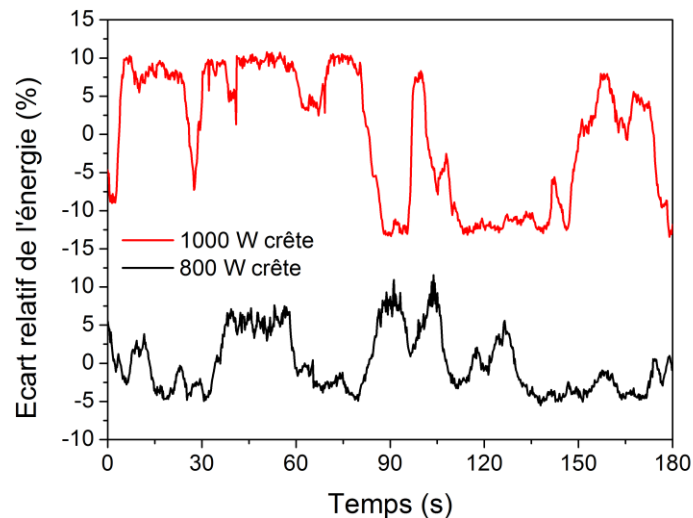


FIGURE 4.10 – Variation relative de l'énergie de pompe en sortie de l'étage 2.3 pour différentes puissances crêtes. L'énergie est mesurée derrière un élément polarisant. (Mesure)

La FIGURE 4.10 montre donc que la polarisation évolue d'autant plus fortement que la pompe à 1545 nm est amplifiée dans l'étage 2.3. Cela pose problème car l'amplification Raman est sensible à la polarisation et le gain le plus fort est obtenu lorsque le signal à amplifier et la pompe sont polarisés linéairement selon la même direction [10]. Ce point sera abordé plus en détails dans la partie 4.1.3.

Nous attribuons ces variations de polarisation à la qualité insuffisante des soudures dans l'étage 2.3, qui nécessitent d'être retravaillées. Ces soudures sont en effet difficiles à réaliser à cause de la différence de diamètre de cœur entre la fibre amplificatrice de l'étage 2.3 (24 μm) et la fibre PM 1550 utilisée dans le montage (8 μm).

4.1.3 Amplification Raman

- Résultats d'amplification

Nous avons maintenant à notre disposition tous les éléments permettant d'amplifier le signal à 1645 nm jusqu'à 250 W crête (25 μJ) théoriques. Le signal préamplifié dans l'étage R1 atteignant 4 W crête est injecté dans l'étage R2. La pompe à 1545 nm issue de l'étage 2.3 est injectée de façon contra-propagative. La FHNL est enroulée autour du cylindre, répartie sur 6 spires d'un côté et une spire de l'autre. Une élongation longitudinale d'environ 1 % est appliquée. Nous avons alors mesuré le profil suivant pour le signal amplifié (FIGURE 4.11).

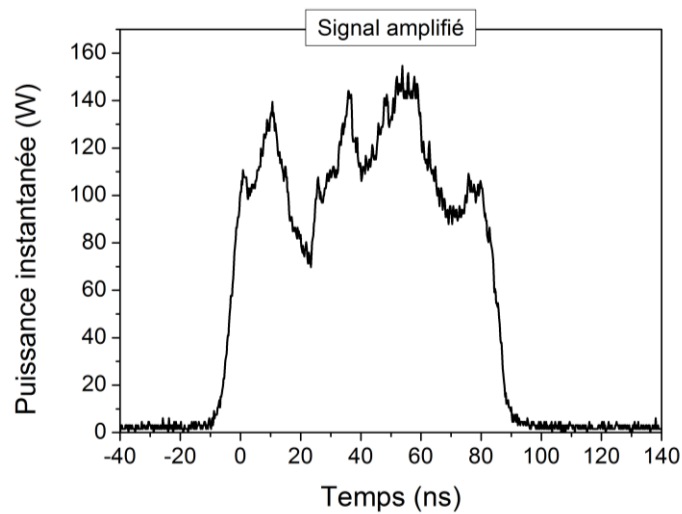


FIGURE 4.11 – Profil temporel de la puissance signal en sortie de l'amplificateur Raman pour la pompe multimode amplifiée. Le profil est moyenné sur 50 impulsions. (Mesure)

La puissance atteint 155 W crête pour une énergie de 11 μ J. Les oscillations, déjà présentes en sortie de l'étage 2.3, sont encore plus marquées à cause du transfert du bruit d'intensité de la pompe vers le signal, et ce malgré le lissage temporel lié à l'amplification contra-propagative.

- Saturation de l'amplification

L'amplification Raman ne semble ni limitée par la puissance de pompe disponible, ni par la diffusion Brillouin du signal ou de la pompe. Nous avons cependant constaté que la puissance du signal amplifié augmentait peu pour des puissances de pompe supérieures à 800 W crête. Bien que le profil temporel de la pompe ne reste pas identique avec sa puissance, il est intéressant dans une première approche de regarder l'évolution de l'énergie du signal amplifié en fonction de celle de la pompe (FIGURE 4.12).

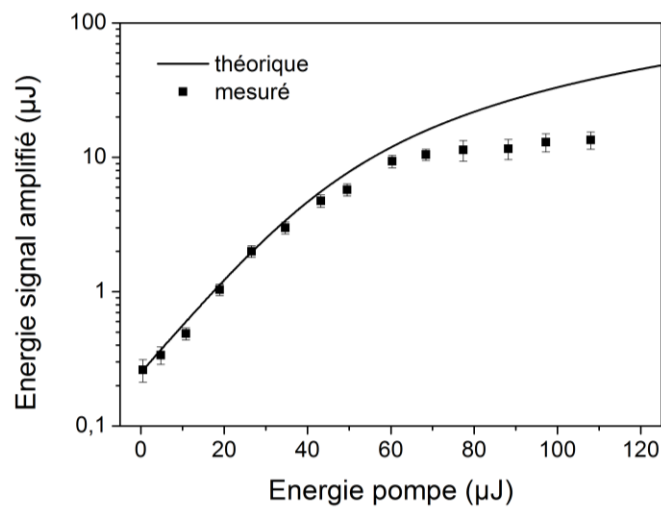


FIGURE 4.12 – Energie du signal amplifié (en sortie) en fonction de l'énergie de pompe (en entrée). La courbe théorique est obtenue à partir de l'Eq.1.58.

La [FIGURE 4.12](#) semble montrer une saturation supplémentaire de l'amplification Raman par rapport à la saturation due à la déplétion. A nouveau, l'explication est à chercher du côté de l'élargissement spectral de la pompe. La [FIGURE 4.13a](#) montre le spectre de la pompe après propagation dans la FHNL (avant le MUX de sortie) en l'absence de signal à 1645 nm, pour différentes énergies.

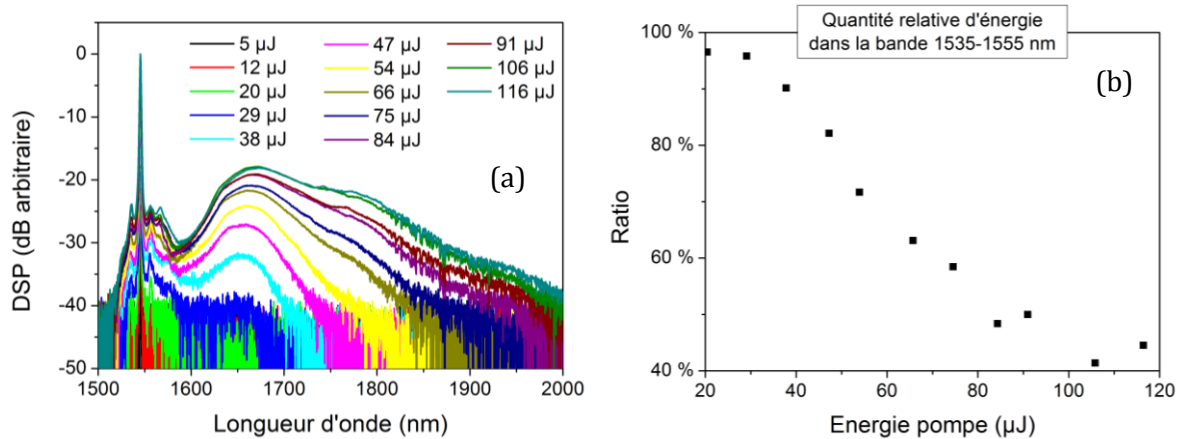


FIGURE 4.13 – (a) Spectre de la pompe en sortie de la FHNL. (b) Quantité relative d'énergie de pompe comprise dans la bande 1535-1555 nm. (Mesure)

La [FIGURE 4.13a](#) témoigne d'un transfert d'énergie très important dans la FHNL. La contribution de la diffusion Raman autour de 1650 nm est très nette et semble être élargie par FWM/XPM. Un deuxième lobe d'ASE Raman semble également être généré vers 1750 nm.

Nous avons pourtant vu dans la partie 2.1.1 que l'ASE Raman devait être négligeable étant donné les gains en jeu. Cette condition a cependant été déterminée dans le cas où l'ASE Raman était amorcée par le bruit de photons dans la FHNL. Or nous avons vu que le spectre de la pompe était déjà large avant de rentrer dans celle-ci ([FIGURE 4.9b](#)). Bien que la puissance comprise entre 1555 et 2000 nm soit faible en sortie de l'étage 2.3, celle-ci reste bien supérieure au bruit de photons et favorise ainsi l'élargissement spectral observé dans la FHNL. Cet élargissement est d'autant plus favorisé que la FHNL a un petit cœur, destiné à exalter la diffusion Raman.

Pour se donner une idée de la diminution du gain Raman que cet élargissement induit, on peut tracer à partir de ces spectres la quantité d'énergie comprise entre 1535 et 1565 nm ramenée à la quantité d'énergie totale de la pompe, pour différentes énergies ([FIGURE 4.13b](#)). La chute importante de l'énergie utile semble confirmer que la saturation de l'amplification Raman est due à l'élargissement spectral.

Il est toutefois difficile de déterminer précisément l'impact de l'étage R2 sur le gain pour deux raisons. D'une part cet élargissement a lieu progressivement dans la FHNL : en début de fibre la quantité utile d'énergie est a priori de 95 %, comme en sortie de l'étage 2.3. D'autre part parce que ces spectres ont été obtenus en l'absence de signal, alors que celui-ci entraîne une déplétion de la pompe et donc une diminution de l'élargissement spectral dans la FHNL.

- Variations dues à la polarisation

Cela n'a pas été abordé dans la partie 1.2.6 puisque nous avons supposé que toutes les polarisations sont linéaires et alignées, mais l'amplification Raman est sensible à la polarisation relative de la pompe et du signal [10]. Dans le cas où les polarisations pompe et signal sont alignées, le gain Raman est égal à g_R . Lorsque les polarisations sont croisées, le gain tombe à $0,2 g_R$.

Les variations de polarisation en sortie de l'étage 2.3 (cf. partie 4.1.2) vont donc avoir un impact sur le gain de l'étage R2. La variation dans le temps de l'énergie du signal amplifié (sans élément polarisant) a été mesurée simultanément à celle de la pompe derrière un élément polarisant (FIGURE 4.14).

On peut voir sur la FIGURE 4.14 que les deux variations sont corrélées. La variation relative de l'énergie du signal amplifié est cependant bien plus importante que celle de la pompe. Le gain Raman étant exponentiel, une petite variation de g_R peut induire une forte variation du signal amplifié.

Ces variations importantes ne sont pas rédhibitoires pour le système LIDAR, mais il est préférable de réduire leur amplitude. La version finale de l'étage R2 devra être conçue avec un meilleur contrôle de la polarisation, notamment en retravaillant les soudures de part et d'autre de la fibre amplificatrice de l'étage 2.3.

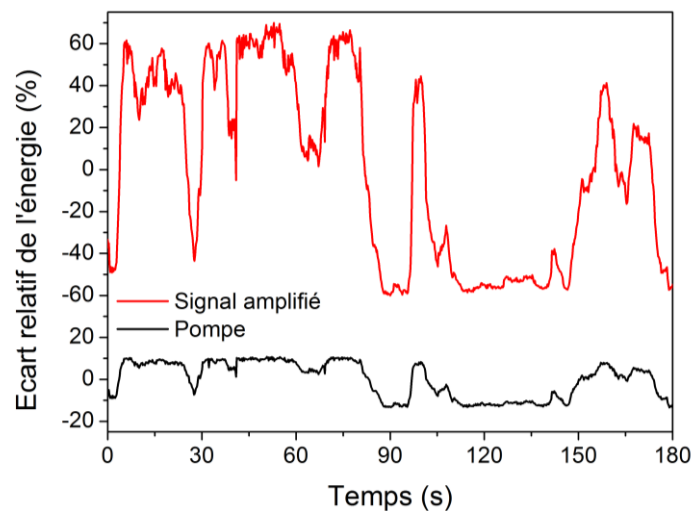


FIGURE 4.14 – Variation relative de l'énergie du signal amplifié (sans élément polarisant) et de la pompe en sortie de l'étage 2.3 (derrière un élément polarisant). (Mesure)

La source multimode présente donc un désavantage important car son élargissement spectral dans les EDFA et dans la FHNL entraîne une saturation de l'amplification Raman. De meilleures performances peuvent sûrement être obtenues en optimisant l'oscillateur multimode – ce point sera discuté dans la conclusion – mais j'ai préféré tester la diode DBR à dérive de fréquence dont l'élargissement spectral est a priori beaucoup plus faible.

4.2 Conception et caractérisation de l'amplificateur Raman avec pompe à dérive de fréquence

4.2.1 Mise en œuvre de la source DBR à dérive de fréquence

La source à dérive de fréquence à notre disposition est une diode DBR dans laquelle se situe deux réflecteurs multi-réfléchissants, ce qui permet une grande accordabilité en longueur d'onde. Dans un souci de simplification, son fonctionnement sera assimilé à une diode DBR simple dont on peut contrôler la longueur d'onde d'émission entre 1530 et 1560 nm [83]. Cette longueur d'onde est choisie identique à la longueur d'onde de l'oscillateur multimode précédent, soit 1545,3 nm.

En modulant le courant de la section de phase, on module directement la longueur d'onde d'émission autour de 1545,3 nm. En régime continu, l'excursion est limitée à $\pm 0,2$ nm par le FSR de la cavité (50 GHz soit 0,4 nm). Au-delà, la longueur d'onde saute au mode suivant (FIGURE 4.15).

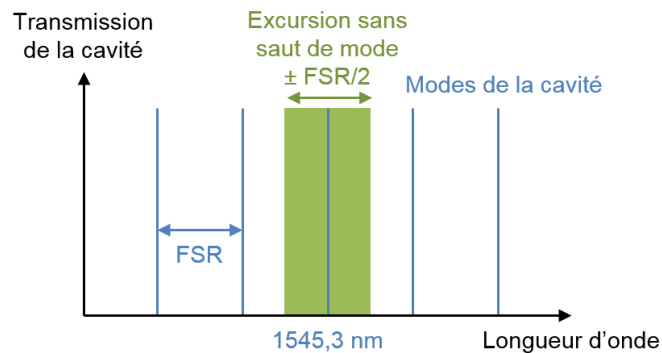


FIGURE 4.15 – Représentation simplifiée des modes de la diode DBR et de l'excursion sans saut de mode accessible avec la section de phase.

Temporellement, le profil triangulaire me semble le plus adapté pour la modulation de la longueur d'onde. Ce profil permet théoriquement d'obtenir une dérive de fréquence constante (au signe près) et un spectre plat en sortie de la source. Pour un tel profil, le facteur d'augmentation Brillouin n'est cependant pas donné directement par l'Eq.3.29. Quelle que soit la durée d'impulsion, il faut considérer deux cas selon que la période de modulation T_{mod} du triangle est inférieure ou supérieure au temps de trajet T_L dans la fibre.

Dans le cas $T_{mod} > T_L$, au meilleur instant (FIGURE 4.16a), l'amplitude de modulation effective Δv_{eff} dans la FHNL est de $2 \frac{T_L}{T_{mod}} FSR$. Le spectre correspondant est donc moins large que le FSR (FIGURE 4.16e). Au pire instant, lorsque la pente s'inverse au milieu de la FHNL (FIGURE 4.16b), Δv_{eff} est plus faible et égale à $\frac{T_L}{T_{mod}} FSR$. Le spectre correspondant est alors encore moins large (FIGURE 4.16f).

4.2 Conception et caractérisation de l'amplificateur Raman avec pompe à dérive de fréquence

Dans le cas $T_{mod} < T_L$, Δv_{eff} est sensiblement égale au FSR (FIGURE 4.16c,d). Elle varie légèrement selon le nombre de périodes dans la FHNL et si ce nombre est entier ou non. Les spectres correspondants sont aussi larges que le FSR (FIGURE 4.16g,h).

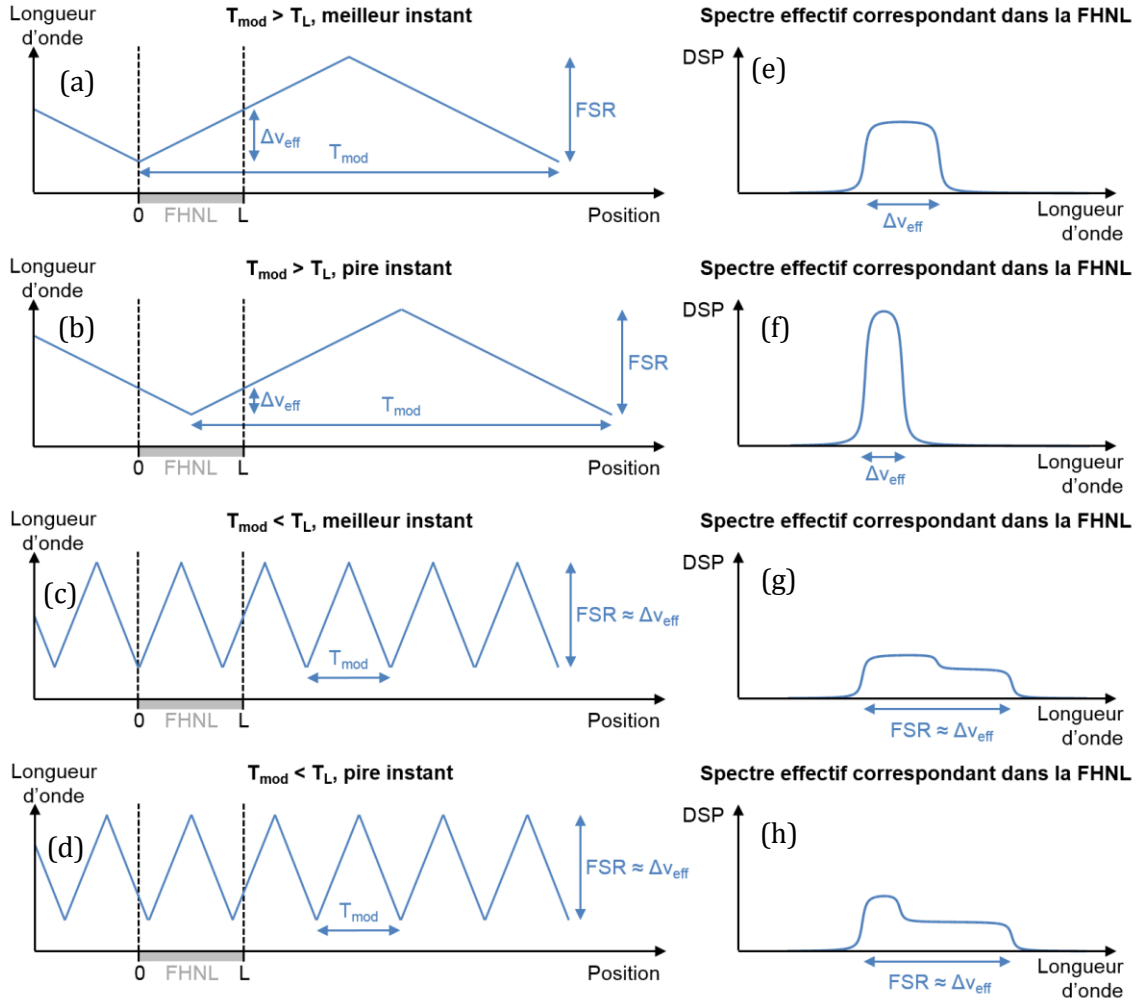


FIGURE 4.16 – Représentation simplifiée de la modulation de la longueur d'onde au cours de la propagation dans la fibre pour (a) $T_{mod} > T_L$ au meilleur instant, (b) $T_{mod} > T_L$ au pire instant, (c) $T_{mod} < T_L$ au meilleur instant et (d) $T_{mod} < T_L$ au pire instant. (e), (f), (g), (h) Spectres effectifs correspondants dans la FHNL.

Partant de l'Eq.3.29 et en supposant la puissance de pompe constante dans la fibre, on peut alors faire l'approximation que le facteur d'augmentation Brillouin est donné par les relations suivantes :

$$FAB_{chirp,tri}(T_{mod} > T_L) = 1 + \frac{T_L}{T_{mod}} \frac{FSR}{\Delta v_B} \quad \text{Eq.4.3}$$

$$FAB_{chirp,tri}(T_{mod} < T_L) = 1 + \frac{FSR}{\Delta v_B} \quad \text{Eq.4.4}$$

4- Conception et caractérisation de l'amplificateur Raman

Dans le cas de notre FHNL de 2,5 m, nous avons donc besoin de moduler la fréquence à au moins $f_{mod} = 80 \text{ MHz} = \frac{1}{T_{mod}}$ ou un de ses multiples pour obtenir le meilleur FAB (Eq.4.4).

La figure suivante montre les spectres (FIGURE 4.17a) et les profils temporels (FIGURE 4.17b) obtenus en sortie de la source de pompe à dérive de fréquence pour différentes fréquences de modulation (40 MHz en noir, 60 MHz en rouge, 80 MHz en bleu). Pour chacune d'elle, l'amplitude de modulation a été choisie de sorte de maximiser la largeur spectrale tout en évitant les sauts de mode.

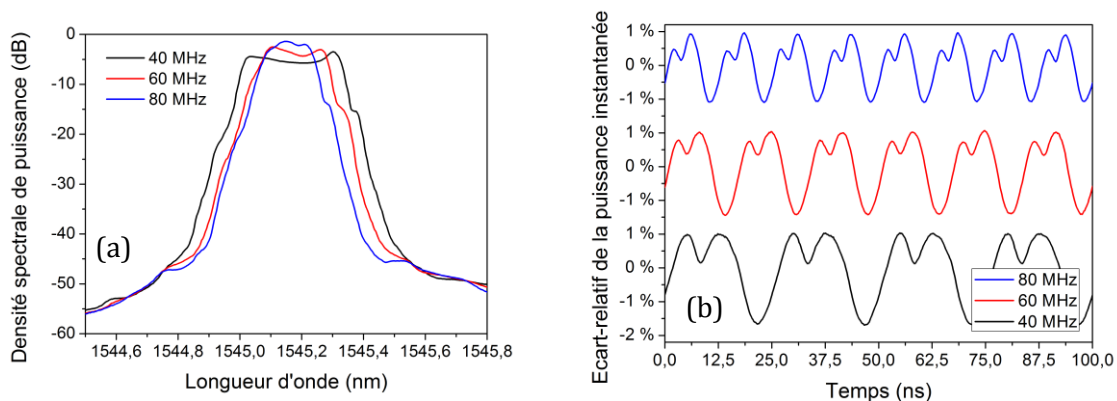


FIGURE 4.17 – (a) Spectre en sortie de la source de pompe à dérive de fréquence pour différentes fréquences de modulation. (Résolution de mesure : 0,05 nm) (b) Écart relatif de la puissance instantanée. (Mesure)

La FIGURE 4.17a montre que le spectre ayant une fréquence de modulation de 40 MHz a bien une largeur similaire au FSR (0,4 nm) et est relativement plat. Les pics de part et d'autre de la longueur d'onde centrale sont attribués au fait que la tension électrique appliquée n'est pas parfaitement triangulaire. Nous pensons que les bandes passantes du générateur, du circuit de contrôle et de la diode entraînent un lissage de la consigne triangulaire, notamment au niveau des inversions de pente. Temporellement, la longueur d'onde reste donc plus longtemps aux extrémités qu'au centre.

Pour une raison encore inexpliquée, l'amplitude de modulation sans saut de mode est plus faible à haute fréquence de modulation ($\sim 0,4 \text{ nm}$ à 40 MHz contre $\sim 0,2 \text{ nm}$ à 80 MHz). Une raison envisagée est à nouveau le filtrage des hautes fréquences qui diminue la modulation de courant vue par la source. En accord avec ces observations, Murata *et al.* ont effectivement mesuré expérimentalement une fréquence de coupure de l'ordre de 100 MHz pour la modulation en fréquence de leur diode DBR à $1,5 \mu\text{m}$ [84].

On peut alors compenser cette diminution de la modulation en augmentant l'amplitude de la consigne, mais cela semble provoquer aléatoirement des sauts de modes localisés. Une étude plus approfondie de ces effets dynamiques sera nécessaire.

4.2 Conception et caractérisation de l'amplificateur Raman avec pompe à dérive de fréquence

La [FIGURE 4.17b](#) montre que la modulation en longueur d'onde induit une légère modulation d'intensité (de l'ordre de $\pm 1\%$). Cette modulation n'est pas due à des sauts de mode, mais plutôt à la transmission de la cavité qui n'est pas parfaitement constante sur l'intervalle de 0,4 nm considéré. J'ai retenu la modulation de fréquence à 60 MHz afin de maximiser le nombre de périodes dans la FHNL (0,75) sans pour autant diminuer trop l'amplitude de modulation en longueur d'onde.

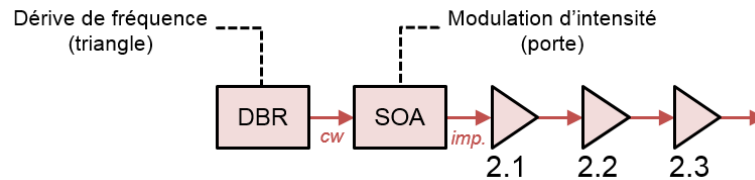


FIGURE 4.18 – Schéma simplifié de la diode DBR amplifiée. Les filtres et isolateurs n'apparaissent pas.

La forme d'impulsion est donnée par un SOA situé après la diode DBR ([FIGURE 4.18](#)). Celui-ci sert d'interrupteur optique et est contrôlé en courant. Pour éviter les oscillations parasites obtenues avec l'oscillateur multimode, j'ai décidé de retirer le circuit électronique permettant d'ajouter le décalage de tension. La puissance crête n'est alors que de 4,5 mW environ, contre 10 mW avec l'oscillateur multimode. Cette modification du montage rend cependant difficile la comparaison directe avec l'oscillateur multimode.

La [FIGURE 4.19](#) montre le profil temporel obtenu. Celui-ci est choisi de façon à compenser la déformation de l'impulsion dans les amplificateurs 2.1, 2.2 et 2.3, et ne semble pas présenter d'oscillations parasites. Par souci de simplification, la modulation en longueur d'onde et la modulation impulsionnelle ne sont pas synchrones. Puisqu'il y a plusieurs périodes de modulation de la longueur d'onde au sein de l'impulsion, cela ne change rien du point de vue de l'augmentation du seuil Brillouin.

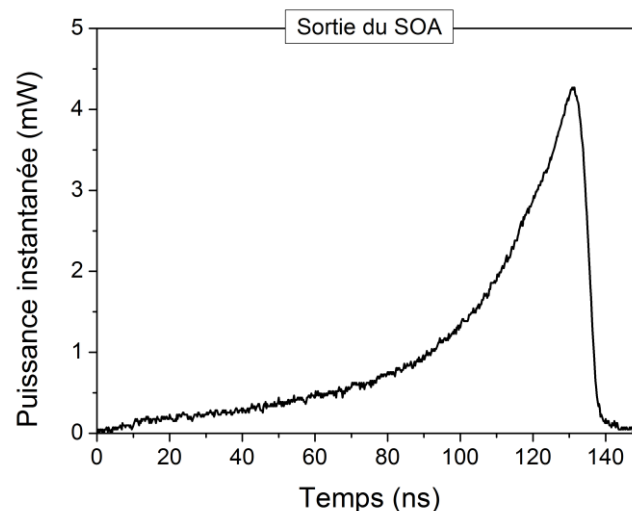


FIGURE 4.19 – Puissance instantanée de la source à dérive de fréquence après le SOA servant d'interrupteur optique. La fréquence de modulation de la longueur d'onde est de 60 MHz. (Mesure)

4.2.2 Amplification de la source de pompe

Bien qu'ils présentent des problèmes liés à la polarisation, nous avons décidé par simplicité d'utiliser les mêmes étages d'amplification 2.1, 2.2 et 2.3 de la source multimode pour amplifier la source à dérive de fréquence. La figure suivante montre la puissance instantanée en sortie de l'étage 2.3 (FIGURE 4.20a) et le spectre après propagation dans la FHNL (FIGURE 4.25b).

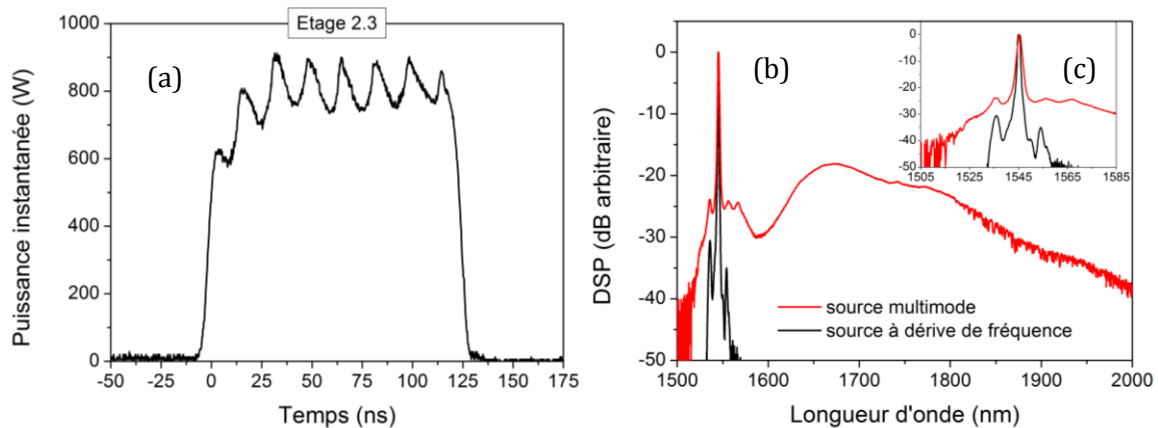


FIGURE 4.20 – (a) Puissance instantanée de la source à dérive de fréquence en sortie de l'étage 2.3. (b) Spectre en sortie de la FHNL (source à dérive de fréquence en noir ; rappel de la source multimode en rouge). (c) Agrandissement spectral de (b). La fréquence de modulation de la longueur d'onde est de 60 MHz. (Mesure)

La puissance crête obtenue est légèrement plus faible qu'avec l'oscillateur multimode (910 W contre 1045 W, 100 μ J contre 117 μ J), mais la propagation dans la FHNL entraîne un élargissement spectral bien moindre grâce au profil temporel moins chahuté. La part utile est ainsi estimée à 100 % contre 40 % au pire avec la source multimode. Les fluctuations de polarisation (non visibles sur la FIGURE 4.20a) sont toujours présentes et de même amplitude qu'avec la source multimode.

La puissance instantanée fait cependant apparaître des oscillations inattendues sur le plateau de l'impulsion (± 10 % environ), alors que la modulation d'intensité en sortie de la diode DBR n'est que de ± 1 %. Ces oscillations ont exactement la même période que la modulation de longueur d'onde.

Les pistes suivantes pouvant expliquer ces oscillations ont été éliminées :

- Amplification de la modulation d'intensité observée en sortie de la diode DBR (FIGURE 4.17a). Cette piste est éliminée car l'amplification dans les étages 2.1, 2.2 et 2.3 est au mieux linéaire, ce qui conserve la modulation relative ; au pire saturée, ce qui aplatit la modulation.
- Conversion de la modulation de longueur d'onde en modulation d'intensité due au filtre en sortie de l'étage 2.1. Cette piste est éliminée car nous avons vérifié que le spectre de la source se situe bien entièrement dans la bande transmise par le filtre. Le profil temporel en sortie du filtre ne présente qu'une faible modulation d'intensité.

L'essentiel de la conversion de la modulation de fréquence en modulation d'intensité semble avoir lieu dans l'étage 2.3. Nous n'avons à ce jour pas la raison exacte de cette conversion. Un travail supplémentaire sur ce sujet est encore nécessaire mais les pistes suivantes sont envisagées :

- Variations de gain avec la longueur d'onde dues au fait que la polarisation ne reste pas bien linéaire. Ce point pourrait être amélioré en retravaillant les soudures de la fibre amplificatrice de l'étage 2.3 (difficiles à réaliser à cause du changement de diamètre de cœur)
- Interférences des modes transverses en sortie de fibre amplificatrice. Il est possible que la fibre amplificatrice de l'étage 2.3 soit légèrement multimode à 1545 nm. Dans ce cas, les modes transverses pourraient voir un gain différent selon la longueur d'onde ce qui entrainerait une modulation d'intensité lors de l'interférence des modes lors du passage de la fibre amplificatrice à la fibre PM 1550.
- Conversion de la modulation de fréquence en modulation d'intensité intrinsèque au spectre du gain de l'amplification dans les fibres dopées. Dans ce cas une solution serait de compenser la modulation d'intensité en amont de l'amplification.

Cette modulation d'intensité aurait été très gênante si l'amplification Raman était co-propagative pour deux raisons. D'une part, le transfert de RIN est tel que la variation de 10 % de la puissance de pompe induirait une variation de la puissance du signal amplifié pouvant aller jusqu'à 60 %. D'autre part les variations de gain associées induiraient un élargissement spectral décrit par la relation $\phi = \frac{\kappa}{2} \ln \mathcal{G}_R$ (Eq.2.42). Même si celui-ci est beaucoup plus faible que dans le cas de la source multimode, l'impact sur les performances du système LIDAR serait considérable (diminution d'un facteur 10 déterminé théoriquement par Nicolas Cézard, en charge de la conception de la partie système du LIDAR).

Nous avons cependant vu que l'amplification Raman contra-propagative permettait de réduire le transfert de RIN. Pour une modulation à 40 MHz, le transfert est nul mais nous avons vu que le FAB était deux fois plus faible pour la pompe (cf. Eq.4.3). À 80 MHz, le transfert est également nul mais l'amplitude de modulation de la pompe en longueur d'onde est moindre (cf. FIGURE 4.17a). J'ai donc retenu la fréquence de modulation de 60 MHz, pour laquelle le transfert de RIN est de 150 % environ, mais qui représente un compromis en termes de FAB et d'amplitude de modulation.

4.2.3 Amplification Raman

Bien que la puissance crête soit plus faible qu'avec la source multimode, nous nous attendons à obtenir une amplification du signal à 1645 nm plus importante grâce à la source à dérive de fréquence dont l'élargissement spectral dans la FHNL reste modéré. Comparée à la partie précédente, la configuration est identique pour le cylindre et l'étage R1.

Le profil suivant a été mesuré pour le signal amplifié (FIGURE 4.21).

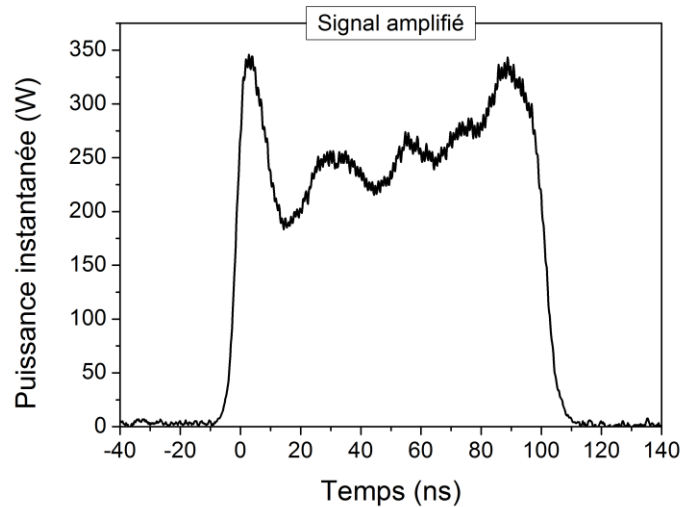


FIGURE 4.21 – Profil temporel de la puissance signal en sortie de l'étage R2 pour la pompe à dérive de fréquence ayant une modulation de longueur d'onde à 60 MHz. Le profil n'est pas moyenné. (Mesure)

La puissance atteint 345 W crête pour une énergie de 27 μ J. Le profil temporel n'est pas rigoureusement égal à une porte de 100 ns, mais s'en approche. Les oscillations résiduelles, dont la période de 25 ns correspond à un aller-retour dans la FHNL, ne sont dues ni à la consigne ni à la modulation de longueur d'onde. Ces oscillations sont dues à l'établissement du régime stationnaire dans la FHNL lié à la déplétion de la pompe. En effet, à cause de l'amplification Raman contra-propagative, le début de l'impulsion signal à $T = 0$ ne subit pas la déplétion de la pompe mais la provoque. La partie de l'impulsion signal située à $T = 12,5$ ns voit alors un gain plus faible et ne provoque pas de déplétion de la pompe. Cela entraîne alors un fort gain pour la partie de l'impulsion signal situé à $T = 25$ ns et ainsi de suite, jusqu'à l'établissement du régime stationnaire. Ces oscillations sont déterministes et peuvent être parfaitement compensées en modifiant le profil temporel de la pompe en amont. Je n'ai pas eu le temps de déterminer le profil permettant une compensation exacte et me suis contenté du profil obtenu sur la FIGURE 4.21, qui présente déjà une légère correction.

Pour s'assurer du bon fonctionnement de l'étage R2, j'ai tracé l'évolution de l'énergie du signal amplifié en fonction de celle de la pompe (FIGURE 4.22), de façon similaire à la caractéristique obtenue pour la source multimode (FIGURE 4.12).

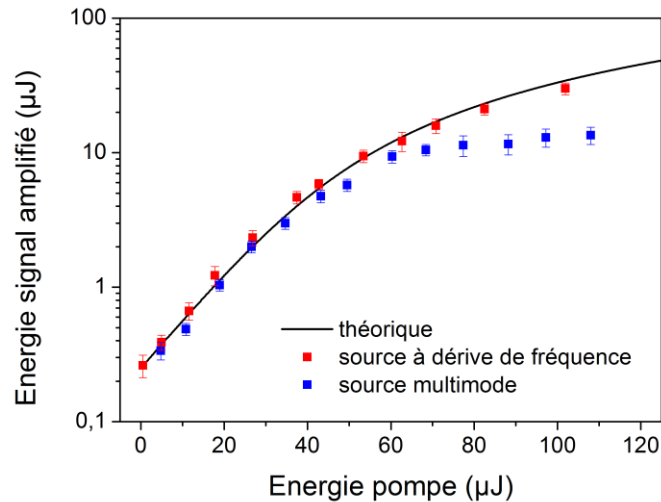


FIGURE 4.22 – Energie du signal amplifié (en sortie) en fonction de l'énergie de pompe (en entrée) pour une source de pompe à dérive de fréquence (en rouge). La courbe théorique (en noir) est obtenue à partir de l'Eq.1.58. Les mesures obtenues avec la source multimode sont rappelées (en bleu).

La FIGURE 4.22 semble confirmer que l'amplification Raman ne sature pas avec la pompe à dérive de fréquence. On ne peut cependant selon moi que dégager des tendances de la courbe théorique obtenue, celle-ci étant entachée de très nombreuses incertitudes (longueur de la FHNL, valeur de g_R , aire effective, transmission des MUX et des soudures, la plupart de ces termes se retrouvant dans un terme exponentiel).

Il est par ailleurs difficile de mesurer expérimentalement les différentes composantes Stokes Brillouin afin de vérifier le facteur d'augmentation Brillouin obtenu, car les composants optiques nécessaires affecteraient les performances de l'étage R2.

L'amplification obtenue pour le signal amplifié reste très satisfaisante :

- l'objectif de 25 µJ à 20 kHz pour une durée de 100 ns est atteint ;
- le profil temporel est stable, il ne varie pas d'une impulsion à l'autre ;
- l'amplification Raman ne sature pas et n'est pas limitée par la diffusion Brillouin de la pompe ou du signal, on pourra donc amplifier davantage le signal en augmentant la puissance de pompe (et en réduisant la longueur de FHNL).

À cause du mauvais maintien de la polarisation dû à la difficulté des soudures dans l'étage 2.3, la source conçue est cependant sensible aux effets thermiques qui induisent une variation de l'énergie du signal amplifié. Ce problème peut a priori être résolu en retravaillant les soudures de la fibre amplificatrice de l'étage 2.3.

4- Conception et caractérisation de l'amplificateur Raman

Le [TABLEAU 4.2](#) récapitule les différents résultats obtenus avec la source multimode et la source à dérive de fréquence, comparé avec la configuration théorique choisie dans la partie 2.1.5.

Source	multimode	à dérive de fréquence	config. théorique
Sens amplification	contra	contra	contra
Energie imp. signal préamplifié	0,4 μ J (4 W crête)	0,4 μ J (4 W crête)	0,13 μ J (1,3 W crête)
Energie imp. pompe	117 μ J (1045 W crête)	100 μ J (910 W crête)	94 μ J (750 W crête)
Energie imp. signal amplifié	11 μ J (155 W crête)	27 μ J (345 W crête)	31 μ J (309 W crête)
Efficacité de conversion Raman	9,4 %	27 %	33 %
Limite	Saturation	Energie pompe	SBS signal amplifié

TABLEAU 4.2 – Résultats expérimentaux obtenus avec les sources multimode et à dérive de fréquence pour l'étage R2, comparés à la configuration théorique choisie dans la partie 2.1.5.

Le [TABLEAU 4.2](#) montre un accord correct entre la source à dérive de fréquence et la configuration théorique, même si il est difficile d'évaluer précisément l'impact des différentes pertes dans le montage. Il reste maintenant à mesurer la largeur spectrale du signal amplifié obtenu pour vérifier si celui-ci est compatible avec l'utilisation LIDAR prévue (<50 MHz).

- Sauts de modes et amplification Raman contra-propagative

Avant de caractériser spectralement la source obtenue, j'aimerais présenter une configuration originale pour l'amplificateur Raman contra-propagatif. Puisque le transfert de RIN de la pompe au signal est réduit pour les composantes supérieures à 40 MHz, les variations d'intensité dues aux sauts de mode sont également complètement lissées à condition que celles-ci se répètent régulièrement. En augmentant volontairement l'amplitude de modulation de la source DBR, on peut ainsi augmenter l'élargissement spectral et donc le FAB de la pompe. Cela induit des sauts de mode et provoque de fortes variations d'intensité, sans que cela n'ait d'impact sur le signal amplifié.

J'ai utilisé cette technique pour la modulation à 80 MHz, dont l'amplitude était insuffisante pour atteindre 0,4 nm. Le profil temporel en sortie de l'étage 2.3 ([FIGURE 4.23a](#)) présente ainsi de fortes variations, mais celles-ci sont régulières à une cadence de 80 MHz. Le spectre en sortie de la diode DBR ([FIGURE 4.23b](#) en bleu) est quant à lui irrégulier mais plus large qu'en l'absence de sauts de mode ([FIGURE 4.23b](#) en rouge)

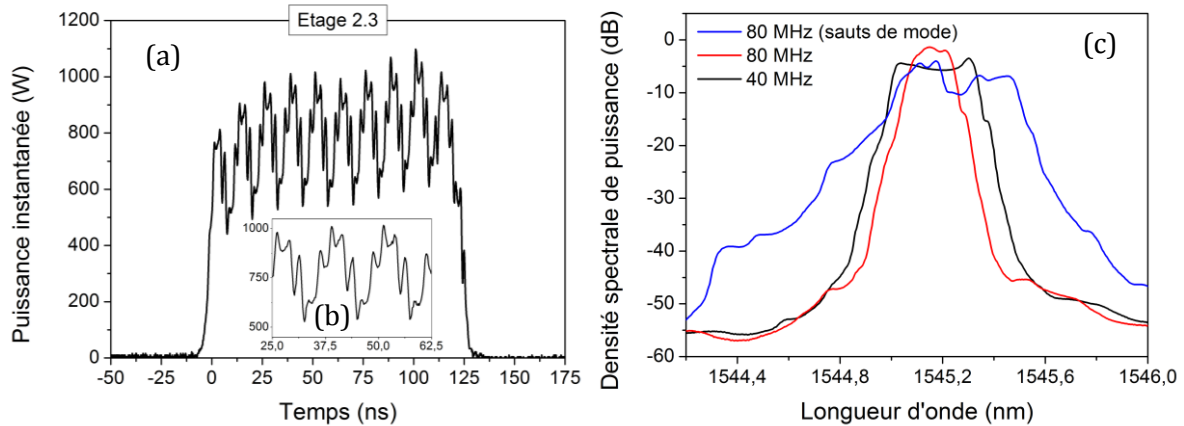


FIGURE 4.23 – (a) Puissance instantanée de la source à dérive de fréquence en sortie de l'étage 2.3 pour une modulation à 80 MHz avec sauts de mode. (b) Agrandissement temporel de (a). (c) Spectre en sortie de la diode DBR pour une modulation à 80 MHz avec sauts de mode (en bleu), à 80 MHz sans sauts de mode (en rouge) et à 40 MHz sans sauts de mode (en noir). (Mesure)

Le profil suivant a alors été mesuré pour le signal amplifié (FIGURE 4.24).

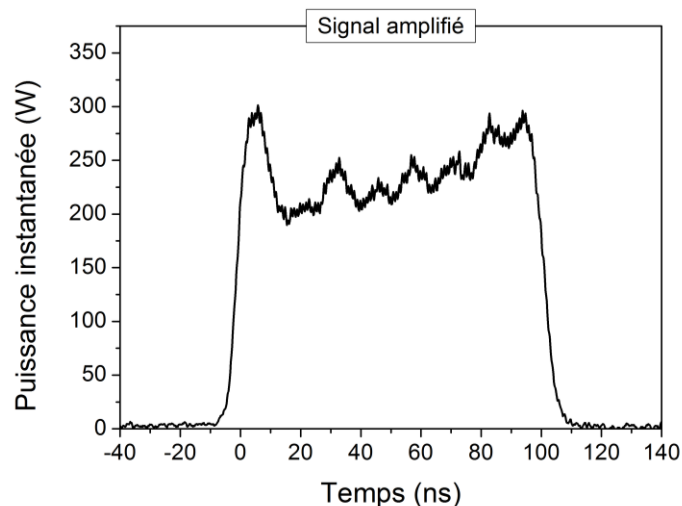


FIGURE 4.24 – Profil temporel de la puissance signal en sortie de l'étage R2 pour la pompe à dérive de fréquence ayant une modulation de longueur d'onde à 80 MHz avec sauts de mode. Le profil n'est pas moyenné. (Mesure)

Comme prévu, la FIGURE 4.24 montre un profil temporel du signal amplifié très peu chahuté comparé à celui de la pompe ayant servi à l'amplification. La puissance atteint 300 W crête pour une énergie de 26 μJ , ce qui est légèrement plus faible que les résultats obtenus pour la modulation à 60 MHz. L'amplification Raman étant de toute façon limitée par la puissance de pompe disponible, l'objectif était simplement ici de faire une démonstration de principe et non d'améliorer les performances.

L'amplification Raman contra-propagative avec une pompe à dérive de fréquence présentant des sauts de mode semble être une très bonne piste pour augmenter le FAB lorsque le FSR est limitant.

4.2.4 Caractérisation spectrale

Nous avons enfin voulu vérifier si le critère spectral était respecté pour la source amplifiée à 1645 nm. Le montage utilisé est proche de celui qui sera employé dans le système LIDAR. Ce montage est d'ailleurs similaire à celui utilisé dans la partie 2.3.7, sauf qu'il ne comporte pas de ligne à retard. L'objectif est en effet de mesurer le spectre de l'ensemble injecteur+amplificateur, et non pas seulement celui de l'amplificateur Raman.

Par manque de temps, cette mesure n'a pas pu être réalisée pour le signal amplifié atteignant 345 W crête. Les mesures suivantes ont été effectuées pour une configuration intermédiaire pour laquelle la puissance atteint 120 W crête (pour une énergie de 10 μ J).

La **FIGURE 4.25b** montre les spectres suivants :

- en rouge, la moyenne des spectres de 1000 impulsions (non successives)
- en noir, le spectre théorique calculé à partir du profil temporel moyen de l'impulsion (**FIGURE 4.25a**) et de la relation $\phi = \frac{\kappa}{2} \ln \mathcal{G}_R$ (cf. **Eq.2.42**), avec $\kappa = 7,0$ pour une pompe à 1545 nm.
- en pointillés, le spectre en limite de Fourier si la phase ajoutée par l'amplification Raman était nulle (soit $\kappa = 0$).

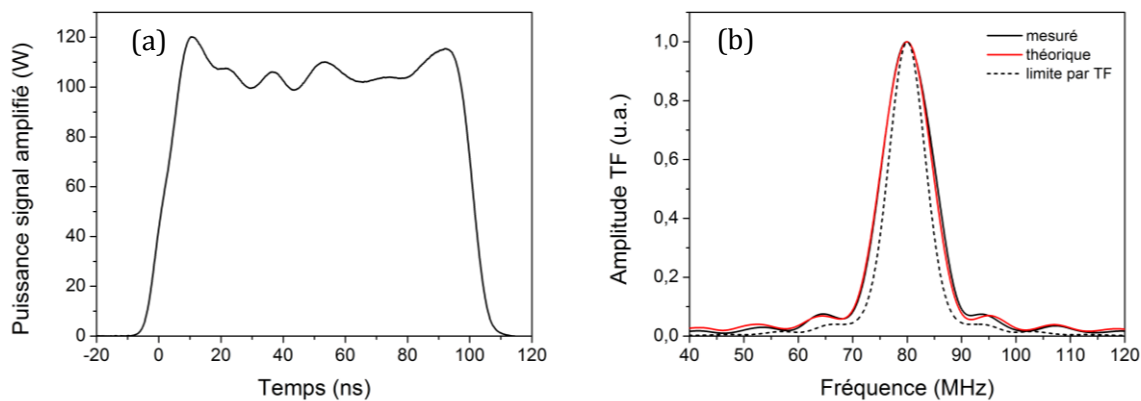


FIGURE 4.25 – (a) Profil temporel du signal amplifié pour la mesure hétérodyne. (b) Spectre mesuré, théorique et en limite de Fourier. Pour la mesure LIDAR, le spectre est donné par l'amplitude la TF et non par la DSP. Toutes les TF sont normalisées à 1.

4.2 Conception et caractérisation de l'amplificateur Raman avec pompe à dérive de fréquence

Le spectre mesuré sur la [FIGURE 4.25b](#) est de largeur 10 MHz à mi-hauteur, contre 8 MHz en limite de Fourier. Le spectre obtenu est en bon accord avec le spectre attendu à partir du profil temporel de l'impulsion. Grâce au profil temporel déterminé dans la partie 2.3.8, l'amplification Raman semble bien n'induire qu'un faible élargissement spectral. Même si une mesure supplémentaire est nécessaire, on peut alors espérer que la source à 345 W crête ait également une largeur environ égale à 10 MHz.

Le [TABLEAU 4.3](#) montre que la source conçue serait alors compatible avec l'utilisation LIDAR prévue (cf. [TABLEAU 1.1](#)) car sa largeur serait suffisamment faible (10 MHz) pour que l'objectif énergétique (20 μ J) soit atteint.

Source	A concevoir	Conçue
λ	1645 nm	1645 nm
E_{imp}	50 ou 20 μ J	27 μ J
Durée imp.	100 ns	100 ns
Cadence	20 kHz	20 kHz
P_{moy}	1 ou 0,4 W	0,54 W
Largeur	50 ou 10 MHz	10 MHz ²
Sens. envir.	non	oui

TABLEAU 4.3 – Paramètres de la source à concevoir et de la source conçue.

² La largeur spectrale est extrapolée à partir de la largeur mesurée à 120 W crête (pour une énergie de 10 μ J).

4.3 Conclusion sur le chapitre 4

Dans ce chapitre, nous avons vu que l'amplification Raman mono-fréquence avec un oscillateur multimode devait être contra-propagative pour éviter l'élargissement spectral du signal. Dans cette configuration, la réduction du transfert de RIN de la pompe vers le signal permet de diminuer les variations rapides du gain et l'élargissement spectral associé pour le signal.

Dans un premier temps, nous avons conçu un oscillateur multimode selon les spécifications retenues dans le chapitre 3. Cette source a été amplifiée jusqu'à 1000 W crête, puissance nécessaire à l'amplification Raman du signal jusqu'à 250 W crête. Au cours de son amplification, la pompe subit cependant un élargissement spectral par XPM et dû aux variations rapides de son intensité. L'élargissement est tel que la part utile à l'amplification Raman diminue de 5% en sortie du dernier étage d'amplification. Le profil temporel de la pompe présente par ailleurs des oscillations parasites dues au circuit électronique permettant d'ajouter un décalage de tension qui sert à atteindre plus facilement le seuil.

Cette source de pompe a permis d'amplifier le signal à 1645 nm jusqu'à 155 W crête, l'énergie étant de 11 μ J. Le profil temporel du signal présente cependant de fortes oscillations dues aux oscillations de l'impulsion pompe. L'énergie obtenue est par ailleurs plus faible que celle attendue théoriquement. Nous avons montré que cette saturation de l'amplification était due à l'élargissement spectral supplémentaire de la pompe qui est attribué à la diffusion Raman et au FWM/XPM dans la FHNL. Cet élargissement induit alors une diminution de la part utile à l'amplification Raman pouvant aller jusqu'à 50 %.

Nous avons ensuite établi une expression du facteur d'augmentation Brillouin d'une diode DBR dont la longueur d'onde est modulée en triangle. Le FAB est notamment limité par le FSR et la période de modulation. Nous avons mis en place une modulation pouvant aller jusqu'à 80 MHz et n'induisant qu'une faible variation d'intensité (de l'ordre de 1 %).

La diode DBR amplifiée atteint ainsi 1000 W crête sans induire d'élargissement spectral important par FWM/XPM dans les étages d'amplification et dans la FHNL. Le dernier étage d'amplification semble cependant convertir la modulation de longueur d'onde en modulation d'intensité.

Cette modulation n'est toutefois pas gênante car l'amplification Raman contra-propagative réduit le transfert de RIN de la pompe vers le signal. Le signal amplifié atteint alors 345 W crête, l'énergie étant de 27 μ J. La pompe n'étant pas élargie par FWM/XPM, la part utile de la pompe à l'amplification Raman est de 100 % et l'amplificateur ne sature pas. Nous avons également démontré expérimentalement que l'amplification Raman contra-propagative permettait d'amplifier un signal avec une source de pompe présentant des sauts de mode périodiques, sans que cela n'impacte fortement le profil du signal amplifié.

Nous avons enfin vérifié expérimentalement pour une puissance intermédiaire que la largeur spectrale du signal amplifié était inférieure à 50 MHz. Celle-ci est de 10 MHz, en accord avec l'expression théorique de la phase ajoutée par l'amplification Raman démontrée dans la partie 2.3.6. Grâce au profil temporel employé, l'amplification Raman n'induit donc qu'un faible élargissement spectral et on peut espérer que la source atteignant 345 W crête ait également une largeur spectrale environ égale à 10 MHz.

Hormis sa sensibilité à l'environnement due aux variations de polarisation, celles-ci pouvant être diminuées en retravaillant les soudures de l'étage 2.3, la source que nous avons conçue remplit l'intégralité des spécifications nécessaires à l'utilisation LIDAR DIAL Doppler pour la mesure du méthane à distance (cf. partie 1.1.3).

Conclusion générale

Résultats

Ces travaux de thèse portent sur la conception et la réalisation d'un amplificateur Raman fibré mono-fréquence à 1645 nm. L'amplification Raman étant limitée par la diffusion Brillouin du signal amplifié et de la pompe servant à l'amplification, nous avons donc étudié en détail la compétition entre les diffusions Raman et Brillouin. La source amplifiée est destinée à être utilisée dans un système LIDAR DIAL Doppler pour la mesure à distance du flux d'un panache de méthane. Ce travail s'inscrit dans le cadre du contrat de recherche NAOMI (New Advanced Observation Method Integration) issu d'une collaboration entre l'ONERA et Total E&P et ayant pour objectif d'adapter ou de développer de nouvelles technologies de télédétection appliquées à l'exploration d'hydrocarbures, à la sécurité des personnes et des installations et à la protection de l'environnement.

Nous avons dans un premier temps établi une expression analytique simplifiée de la réflectivité Brillouin dans le cas de l'amplification Raman mono-fréquence limitée par diffusion Brillouin et avec déplétion de la pompe. Contrairement à l'expression approchée apparaissant dans les travaux de Vergien *et al.* qui font référence dans le domaine [12], l'expression obtenue permet de choisir précisément les paramètres de notre amplificateur Raman. Nous avons notamment montré que l'amplification contra-propagative permettait de maximiser la puissance sur le signal amplifié lorsque la déplétion de la pompe n'est pas négligeable. Dans le même objectif, nous avons retrouvé qu'il était préférable d'utiliser une fibre hautement non linéaire (FHNL) courte et d'injecter une faible puissance de signal, ce qui nécessite alors une forte puissance de pompe. Un préamplificateur Raman a été conçu afin d'injecter suffisamment l'amplificateur Raman dans la configuration retenue.

Par ailleurs, les travaux précédents ne rendent compte que de l'évolution des puissances des signaux, les effets liés à la phase étant négligés. Nous nous sommes rendu compte qu'au cours de l'amplification le signal subissait un élargissement spectral néfaste pour l'application LIDAR DIAL Doppler souhaitée et a priori inexpliqué. Pour décrire cet élargissement, nous avons établi et démontré expérimentalement une expression simple reliant la phase non linéaire ajoutée par l'amplification Raman au gain vu par le signal. Cette phase est notamment dominée par la modulation de phase croisée induite par la pompe servant à l'amplification Raman. De façon remarquable, l'expression obtenue est similaire à celle décrite pour les diodes à semi-conducteurs [29] ou les amplificateurs à fibre dopée [35] mais n'a, à notre connaissance, jamais été démontrée pour les amplificateurs Raman. De plus, cette étude nous a permis de déterminer que le profil temporel de type "porte" pour le signal amplifié minimisait son élargissement spectral et permettait par ailleurs une amplification plus efficace.

Nous avons par ailleurs comparé les différentes sources de pompe utilisables pour l'amplification Raman mono-fréquence, qui doivent être larges spectralement pour éviter la diffusion Brillouin de la pompe dans la FHNL. Deux solutions ont été retenues : d'une part la source multimode dont le facteur d'augmentation Brillouin (FAB) est élevé (>100) avec une mise en œuvre simple, mais ayant un profil temporel intrinsèquement chahuté ; d'autre part la source à dérive de fréquence, dont le profil temporel est peu bruité mais ayant un FAB plus faible. Nous avons écarté les sources élargies par modulateur électro-optique car leur FAB est trop faible. En revanche, nous avons montré théoriquement qu'une source élargie par modulation de phase croisée (XPM) dans une FHNL avait un fort FAB et aucune modulation d'intensité. Cette solution proposée par Mussot *et al.* [59] est toutefois relativement chère et complexe à mettre en œuvre.

Nous avons montré qu'il était également nécessaire d'augmenter le seuil Brillouin pour le signal mono-fréquence amplifié dans la FHNL. Cette augmentation peut être obtenue : en modifiant les propriétés transverses de la fibre de façon à diminuer le recouvrement entre les modes optique et acoustiques ; ou bien en modifiant longitudinalement les propriétés de la fibre de façon à élargir le spectre de la composante Brillouin. La solution retenue est l'élongation de la fibre selon un profil de contrainte triangulaire, pour laquelle nous avons déterminé que le seuil Brillouin était augmenté d'un facteur 6, ce profil étant facile à mettre en œuvre grâce à une technique mise au point et brevetée par l'ONERA [75].

Nous avons alors conçu un premier amplificateur Raman utilisant une source de pompe multimode spectralement. Les variations d'intensités de la pompe, intrinsèques à sa nature multimode, induisent cependant un auto-élargissement spectral par FWM/XPM et diffusion Raman dans les fibres amplificatrices et dans la FHNL. Nous avons montré que cet élargissement est si important que la part spectrale de la pompe utile à l'amplification Raman diminue jusqu'à 50 %, ce qui entraîne une saturation de l'amplification. Le signal amplifié à 1645 nm atteint ainsi 155 W crête pour une énergie de 11 μ J.

Nous avons également montré que l'amplification Raman devait être contra-propagative car la réduction du transfert de RIN de la pompe vers le signal permet de diminuer les variations de gain du signal amplifié, et donc les variations de phase en accord avec la relation démontrée précédemment. Ce comportement avait été observé par Dajani *et al.* sans être expliqué [6].

Pour éviter la saturation due à l'élargissement, nous avons préféré concevoir un deuxième amplificateur Raman utilisant cette fois-ci une source de pompe à dérive de fréquence. La modulation de longueur d'onde appliquée est de forme triangulaire et est limitée par l'intervalle spectral libre de la diode DBR (Distributed Bragg Reflector) utilisée. Alors que la modulation d'intensité correspondante est faible en sortie de la diode DBR, la modulation en longueur d'onde semble être convertie en modulation d'intensité dans le dernier étage d'amplification de la pompe. Un travail supplémentaire est encore nécessaire pour trouver l'origine de cette conversion, mais nous avons compensé celle-ci en choisissant judicieusement la période de la modulation afin qu'elle soit lissée par l'amplification contra-propagative.

L'amplificateur Raman que nous avons conçu permet ainsi d'atteindre 345 W crête pour une énergie par impulsion de 27 μJ . L'amplification n'est pas saturée et l'énergie atteinte est en accord avec la valeur théorique attendue (31 μJ). Nous avons enfin mesuré la largeur spectrale du signal amplifié, pour une puissance intermédiaire, afin de vérifier si le critère spectral est respecté pour l'utilisation LIDAR. Celle-ci est de 10 MHz, en accord avec l'expression théorique que nous avons établie (10 MHz), et démontre que, grâce au profil temporel retenu, l'amplification Raman n'induit qu'un faible élargissement spectral. La largeur spectrale est alors suffisamment faible pour que l'objectif énergétique ne soit que de 20 μJ , cet objectif étant atteint (27 μJ).

La source conçue est à notre connaissance la source impulsionnelle de faible largeur spectrale (≤ 10 MHz) à 1645 nm la plus puissante, avec une puissance moyenne de 0,54 W. Elle remplit ainsi l'intégralité des spécifications établies pour l'utilisation dans le système LIDAR DIAL Doppler, à l'exception de la sensibilité à l'environnement. En effet, les fluctuations de polarisation de la pompe avec la température entraînent des variations de gain sur le signal amplifié. Ces fluctuations sont dues à la qualité des soudures des amplificateurs de la pompe qui nécessitent d'être retravaillées.

Le tableau suivant récapitule les caractéristiques de la source à concevoir, la source effectivement conçue et les autres sources existantes. Les paramètres incompatibles avec la source à concevoir sont surlignés en foncé et ceux qui doivent être améliorés en clair.

Source	A concevoir	Conçue	Mitchell [5]	Dajani [6]	Fix [2]	Tang [1]
Technologie	Raman	Raman	Raman	Raman	OPO	Er:YAG
λ	1645 nm	1645 nm	1651 nm	1178 nm	1,64 μm	1645 nm
Régime	imp.	imp.	cw	cw	imp.	imp.
E_{imp}	50 ou 20 μJ	27 μJ	X	X	10 mJ	1 mJ
Durée imp.	100 ns	100 ns	X	X	6 ns	185 ns
Cadence	20 kHz	20 kHz	X	X	100 Hz	1 kHz
P_{moy}	1 ou 0,4 W	0,54 W	1 W	22 W	1 W	1 W
Largeur	50 ou 10 MHz	10 MHz ³	3 GHz	< 2 MHz	60 MHz	< 10 GHz
Sens. envir.	non	oui	non	non	oui [3]	non

³ La largeur spectrale est extrapolée à partir de la largeur mesurée à 120 W crête (pour une énergie de 10 μJ).

Perspectives

Les résultats obtenus dans ces travaux de thèse ouvrent de nombreuses perspectives. La source réalisée respectant les objectifs spécifiés, celle-ci ouvre la voie à l'élaboration d'un système LIDAR DIAL Doppler pour la mesure de méthane. Ce travail est effectué par S. Le Méhauté dans le cadre d'une thèse à l'ONERA dont l'objectif à terme est de caractériser à distance des panaches de méthane, toujours dans le cadre du contrat de recherche NAOMI en partenariat avec Total E&P.

Les performances du système LIDAR étant liées à l'énergie en sortie de l'amplificateur Raman, il est également de s'intéresser aux pistes envisageables pour augmenter la puissance du signal amplifié. La première de ces pistes est selon moi l'utilisation simultanée de différentes techniques d'augmentation du seuil Brillouin pour le signal dans la FHNL. Une étude à ce sujet serait utile pour déterminer si ces différentes techniques peuvent se cumuler.

Une seconde piste possible est l'augmentation de la puissance de pompe, qui nécessite à la fois de concevoir un amplificateur à fibre dopée adéquat mais aussi d'augmenter le facteur d'augmentation Brillouin de la pompe. Pour y parvenir avec la diode DBR, nous avons montré théoriquement et expérimentalement que des sauts de mode pouvaient être induits volontairement de façon à élargir fortement le spectre de la diode. L'amplification Raman contra-propagative permet alors de lisser les variations d'intensité dus aux sauts de mode si ceux-ci sont répétables périodiquement. Il me paraît intéressant d'étudier de façon plus approfondie cette technique et plus particulièrement la conversion de la modulation de fréquence en modulation d'intensité observée après amplification de la pompe.

Toujours dans l'objectif d'augmenter le FAB de la pompe, nous avons montré que l'élargissement spectral par XPM dans une FHNL tel qu'il est suggéré par Mussot *et al.* [59] devrait permettre d'obtenir une forte augmentation. Cette piste n'a pas été explorée pendant la thèse par manque de temps mais me paraît tout à fait pertinente. De façon alternative, l'élargissement par XPM dans un amplificateur à semi-conducteur porte également de l'intérêt de par sa forte non linéarité [85] et sa simplicité de mise en œuvre.

Pour terminer, il me paraît intéressant de revenir sur la saturation de l'amplification Raman due à l'élargissement spectral de l'oscillateur multimode. Cette source étant très simple à mettre en œuvre, il serait dommage de ne pas l'étudier plus en détails notamment en modélisant son élargissement. Cela permettrait potentiellement de déterminer la largeur spectrale optimale de l'oscillateur ayant un FAB suffisant dans la FHNL et pour laquelle la part utile à l'amplification Raman reste importante. Cela permettrait également de comparer les différences entre la source multimode et la source d'émission spontanée amplifiée filtrée du point de vue de l'auto-élargissement spectral. Cette modélisation est a priori complexe à mettre en œuvre de par l'écart entre les temps typiques en jeu (durée d'impulsion : 100 ns ; temps de réponse Raman : 80 fs).

Les résultats obtenus au cours de cette thèse ont fait l'objet des communications et articles suivants.

Conférences internationales

- Poster présenté : P. Benoit, N. Cézard, A. Durécu, A. Mussot, A. Kudlinski et G. Canat, "Single-frequency Raman fiber amplifier emitting 11 μ J 150 W peak-power at 1645 nm for remote methane sensing applications", Proc. SPIE 9728, Fiber Lasers XIII (Photonics West 2016), fév. 2016.
- Oral présenté : P. Benoit, N. Cézard, A. Mussot, A. Kudlinski et G. Canat, "Nonlinear phase added by a Raman fiber amplifier to a single-frequency seed laser", Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO 2016), juin 2016.

Conférence nationale

- Poster présenté : P. Benoit, G. Canat, N. Cézard, A. Mussot et A. Kudlinski, "Laser Raman impulsif pour la mesure du méthane à 1645 nm", 34^{ème} Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG 2014), oct. 2014.
Prix de la meilleure présentation par affiche par un étudiant ou un post-doctorant

Articles

- P. Benoit, N. Cézard, A. Mussot et G. Canat, "Nonlinear spectral broadening in single-frequency Raman fiber amplifiers", Opt. Express, en cours de rédaction.
- P. Benoit, N. Cézard, A. Durécu, A. Mussot et G. Canat, "Single-frequency Raman fiber amplifier emitting 27 μ J 345 W peak-power at 1645 nm pumped by a fast frequency-swept source", Opt. Express, en cours de rédaction.

Annexes

A.1 Etablissement des polarisations non linéaires

A.1.1 Auto-modulation de phase

Le champ optique E monochromatique à ω polarisé linéairement est décrit par sa variable complexe \mathbf{E} :

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2}[\mathbf{E}e^{-i\omega t} + cc] \quad \text{Eq.A.1}$$

La polarisation non linéaire instantanée d'ordre 3 s'exprime alors :

$$\mathbf{p}_{Kerr} = \epsilon_0 \chi_K EEE \quad \text{Eq.A.2}$$

$$\mathbf{p}_{Kerr} = \frac{1}{8} \epsilon_0 \chi_K [\mathbf{E}^3 e^{-3i\omega t} + 3\mathbf{E}^2 \mathbf{E}^* e^{-i\omega t} + cc] \quad \text{Eq.A.3}$$

La polarisation complexe à ω peut ainsi s'écrire :

$$\mathbf{p}_{SPM} = \frac{3}{4} \epsilon_0 \chi_K |\mathbf{E}|^2 \mathbf{E} \quad \text{Eq.A.4}$$

$$\mathbf{p}_{SPM} = \frac{1}{2} [\mathbf{p}_{SPM} e^{-i\omega t} + cc] \quad \text{Eq.A.5}$$

A.1.2 Modulation de phase croisée

En présence de deux champs à ω_S et ω_P , le champ optique E polarisé linéairement est décrit par la relation suivante :

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_S + \mathbf{E}_P = \frac{1}{2} [\mathbf{E}_S e^{-i\omega_S t} + \mathbf{E}_P e^{-i\omega_P t} + cc] \quad \text{Eq.A.6}$$

La polarisation non linéaire instantanée d'ordre 3 s'exprime alors :

$$\mathbf{p}_{NL} = \epsilon_0 \chi_K EEE \quad \text{Eq.A.7}$$

$$\begin{aligned} \mathbf{p}_{NL} = \frac{1}{8} \epsilon_0 \chi_K [& \mathbf{E}_S^3 e^{-3i\omega_S t} + \mathbf{E}_P^3 e^{-3i\omega_P t} + 3\mathbf{E}_S^2 \mathbf{E}_S^* e^{-i\omega_S t} + 3\mathbf{E}_P^2 \mathbf{E}_P^* e^{-i\omega_P t} \\ & + 3\mathbf{E}_S^2 \mathbf{E}_P^* e^{-i(2\omega_S - \omega_P)t} + 3\mathbf{E}_S^2 \mathbf{E}_P e^{-i(2\omega_S + \omega_P)t} + 3\mathbf{E}_P^2 \mathbf{E}_S^* e^{-i(2\omega_P - \omega_S)t} \\ & + 3\mathbf{E}_S \mathbf{E}_P^2 e^{-i(\omega_S + 2\omega_P)t} + 6\mathbf{E}_S \mathbf{E}_P \mathbf{E}_S^* e^{-i\omega_P t} + 6\mathbf{E}_S \mathbf{E}_P \mathbf{E}_P^* e^{-i\omega_S t} + cc] \end{aligned} \quad \text{Eq.A.8}$$

La polarisation complexe à ω_S peut ainsi s'écrire :

$$\mathbf{p}_{Kerr} = \frac{3}{4} \epsilon_0 \chi_K (|\mathbf{E}_S|^2 + 2|\mathbf{E}_P|^2) \mathbf{E}_S = \mathbf{p}_{SPM} + \mathbf{p}_{XPM} \quad \text{Eq.A.9}$$

$$\mathbf{p}_{Kerr} = \frac{1}{2} [\mathbf{p}_{Kerr} e^{-i\omega t} + cc] \quad \text{Eq.A.10}$$

$$\mathbf{p}_{XPM} = \frac{1}{2} [\mathbf{p}_{XPM} e^{-i\omega t} + cc] \quad \text{Eq.A.11}$$

$$\mathbf{p}_{XPM} = 2 \times \frac{3}{4} \epsilon_0 \chi_K |\mathbf{E}_P|^2 \mathbf{E}_S \quad \text{Eq.A.12}$$

A.1.3 Contribution Raman

En présence de deux champs à ω_S et $\omega_P = \omega_S + \Delta\omega$, le champ optique E polarisé linéairement est décrit par la relation suivante :

$$E = E_S + E_P = \frac{1}{2}[\mathbf{E}_S e^{-i\omega_S t} + \mathbf{E}_P e^{-i\omega_P t} + cc] \quad \text{Eq.A.13}$$

Comparée à la contribution Kerr χ_K qui est instantanée, la contribution Raman χ_R est retardée et peut s'exprimer [10] :

$$\chi_R(t) = \chi_0 h_R(t) \quad \text{Eq.A.14}$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} h_R(t) dt = 1 \quad \text{Eq.A.15}$$

La polarisation non linéaire associée peut admettre une expression simplifiée liée à l'intensité [18] :

$$p_{Raman}(t) = \epsilon_0 E(t) \int_{-\infty}^t \chi_R(t-t') E(t') E(t') dt' \quad \text{Eq.A.16}$$

$$\begin{aligned} EE = \frac{1}{4} & (2|E_S|^2 + 2|E_P|^2 + 2\mathbf{E}_S \mathbf{E}_P^* e^{+i\Delta\omega t} + 2\mathbf{E}_P \mathbf{E}_S^* e^{-i\Delta\omega t} + \mathbf{E}_S^2 e^{-2i\omega_S t} \\ & + \mathbf{E}_S \mathbf{E}_P e^{-i(\omega_S + \omega_P)t} + \mathbf{E}_P \mathbf{E}_S e^{-i(\omega_P + \omega_S)t} + \mathbf{E}_P^2 e^{-2i\omega_P t} + \mathbf{E}_S^{*2} e^{+2i\omega_S t} \\ & + \mathbf{E}_S^* \mathbf{E}_P^* e^{+i(\omega_S + \omega_P)t} + \mathbf{E}_P^* \mathbf{E}_S^* e^{+i(\omega_S + \omega_P)t} + \mathbf{E}_P^{*2} e^{+2i\omega_P t}) \end{aligned} \quad \text{Eq.A.17}$$

Seuls les 4 premiers termes de l'Eq.A.17 sont conservés car les autres termes nécessitent un accord de phase [19] :

$$EE = \frac{2}{4} (|E_S|^2 + |E_P|^2 + [\mathbf{E}_S \mathbf{E}_P^* e^{+i\Delta\omega t} + cc]) \quad \text{Eq.A.18}$$

La polarisation Raman peut ainsi s'exprimer:

$$p_{Raman}(t) = \frac{2}{4} \epsilon_0 \chi_0 E(t) \int_{-\infty}^t h_R(t-t') (|E_S|^2 + |E_P|^2 + [\mathbf{E}_S \mathbf{E}_P^* e^{+i\Delta\omega t'} + cc]) dt' \quad \text{Eq.A.19}$$

En effectuant le changement de variable $T = t - t'$, on a :

$$p_{Raman}(t) = \frac{2}{4} \epsilon_0 \chi_0 E(t) \left(|E_S|^2 + |E_P|^2 + \int_0^{\infty} h_R(T) [\mathbf{E}_S \mathbf{E}_P^* e^{i\Delta\omega T} e^{-i\Delta\omega T} + cc] dT \right) \quad \text{Eq.A.20}$$

La réponse Raman h_R étant nulle pour $T < 0$, l'Eq.A.20 fait apparaître la transformée de Fourier de h_R dans la polarisation Raman.

$$p_{Raman}(t) = \frac{2}{4} \epsilon_0 \chi_0 E(t) (|E_S|^2 + |E_P|^2 + [e^{i\Delta\omega t} \mathbf{E}_S \mathbf{E}_P^* \tilde{h}_R(-\Delta\omega) + cc]) \quad \text{Eq.A.21}$$

Les termes à ω_S de cette polarisation ne nécessitant pas d'accord de phase peuvent alors s'écrire :

$$\begin{aligned} p_{Raman}(t) = \frac{1}{4} \epsilon_0 \chi_0 & (2E_S (|E_S|^2 + |E_P|^2) + \tilde{h}_R(-\Delta\omega) |E_P|^2 \mathbf{E}_S e^{-i\omega_S t} \\ & + \tilde{h}_R(\Delta\omega) |E_P|^2 e^{+i\omega_S t} \mathbf{E}_S^*) \end{aligned} \quad \text{Eq.A.22}$$

La réponse Raman étant causale et réelle, sa partie réelle est paire et sa partie imaginaire est impaire. On a donc $\tilde{h}_R(-\Delta\omega) = \tilde{h}_R^*(-\Delta\omega)$. L'Eq.A.22 se réécrit alors :

$$p_{Raman}(t) = \frac{1}{4} \epsilon_0 \chi_0 (2E_S(|E_S|^2 + |E_P|^2) + |E_P|^2 [\tilde{h}_R(-\Delta\omega) \mathbf{E}_S e^{-i\omega_S t} + cc]) \quad \text{Eq.A.23}$$

La polarisation complexe à ω_S peut ainsi s'écrire :

$$\mathbf{p}_{Raman} = \frac{2}{4} \epsilon_0 \chi_0 \left((|E_S|^2 + |E_P|^2) + |E_P|^2 \tilde{h}_R(-\Delta\omega) \right) \mathbf{E}_S \quad \text{Eq.A.24}$$

$$p_{Raman} = \frac{1}{2} [\mathbf{p}_{Raman} e^{-i\omega_S t} + cc] \quad \text{Eq.A.25}$$

La susceptibilité Raman contribue donc également à la réfraction non linéaire. A partir des Eq.A.10 et Eq.A.23 on déduit :

$$p_{refraction} = \frac{1}{4} \epsilon_0 E_S (3\chi'_K (|E_S|^2 + 2|E_P|^2) + 2\chi_0 (|E_S|^2 + |E_P|^2)) \quad \text{Eq.A.26}$$

Où χ'_K est la partie réelle de la susceptibilité Kerr. La partie imaginaire correspond à l'absorption à deux photons et est négligeable.

A.1.4 Evolution de l'amplitude

Dans le domaine fréquentiel, l'équation de propagation simplifiée à ω_S selon l'axe de la fibre z peut s'écrire [10] :

$$\frac{\partial \mathbf{E}_S}{\partial z} = i \frac{\omega}{2c\epsilon_0} \mathbf{p}_{NL} \quad \text{Eq.A.27}$$

$$\mathbf{p}_{NL} = \mathbf{p}_{Kerr} + \mathbf{p}_{Raman} \quad \text{Eq.A.28}$$

Où on a supposé que : la dispersion, les pertes et la diffusion Brillouin sont négligeables ; le mode optique transverse ne varie pas avec la longueur d'onde ; la durée d'impulsion est supérieure à la fs.

L'Eq.A.27 se réécrit alors :

$$\frac{\partial \mathbf{E}_S}{\partial z} = i \frac{\omega}{8c} \mathbf{E}_S \left(3\chi'_K (|E_S|^2 + 2|E_P|^2) + 2\chi_0 \left((|E_S|^2 + |E_P|^2) + |E_P|^2 \tilde{h}_R(-\Delta\omega) \right) \right) \quad \text{Eq.A.29}$$

L'Eq.A.29 peut être réécrite sur l'amplitude complexe $A = \sqrt{2nc\epsilon_0 A_{eff}} E$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_S}{\partial z} = i \frac{1}{8n} \frac{\omega_S}{c A_{eff}} \frac{1}{c\epsilon_0} A_S & \left(3\chi'_K (|A_S|^2 + 2|A_P|^2) \right. \\ & \left. + 2\chi_0 (|A_S|^2 + |A_P|^2 + |A_P|^2 \tilde{h}_R(-\Delta\omega)) \right) \end{aligned} \quad \text{Eq.A.30}$$

Où n est l'indice de réfraction et A_{eff} l'aire effective du mode optique.

On introduit alors le coefficient non linéaire n_2 et la fraction non linéaire f_R de la contribution Raman :

$$n_2 = \frac{1}{8n} (3\chi'_K + 2\chi_0) \quad \text{Eq.A.31}$$

$$f_R = \frac{2\chi_0}{3\chi'_K + 2\chi_0} \quad \text{Eq.A.32}$$

L'Eq.A.30 peut ainsi se réécrire :

$$\frac{\partial A_S}{\partial z} = in_2 \frac{\omega_S}{cA_{eff}} A_S \left(|A_S|^2 + |A_P|^2 (2 - f_R) + f_R |A_P|^2 \tilde{h}_R(-\Delta\omega) \right) \quad \text{Eq.A.33}$$

n_2 est ici exprimé en m^2/W pour des susceptibilités non linéaires exprimées en W/m^2
 $\left(n_2 \left(\frac{\text{m}^2}{\text{W}} \right) = n_2 \left(\frac{\text{m}^2}{\text{V}^2} \right) \times \frac{1}{c\epsilon_0} \right).$

A.2 Mesures du gain Raman, du gain Brillouin et du spectre de gain Brillouin dans la FHNL

A.2.1 Mesure du gain Raman dans la FHNL

Le gain Raman a été mesuré dans un morceau de 20 m de FHNL pour une pompe à 1540 nm et un signal à 1645 nm grâce au montage suivant (FIGURE A.1) (cette configuration correspond à l'étage R1).

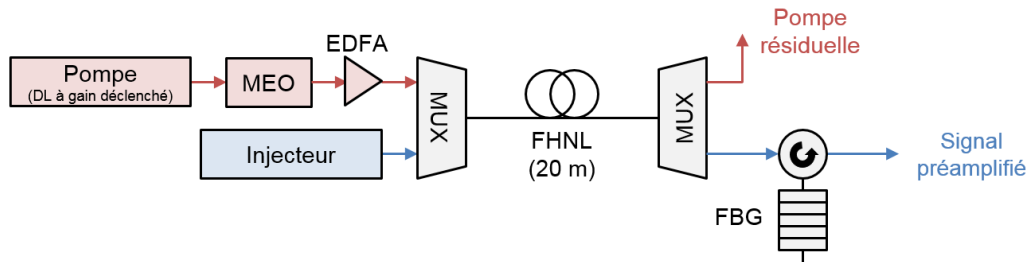


FIGURE A.1 – Montage expérimental du préamplificateur Raman (cf. partie 2.2.1).

La puissance de pompe et du signal injecté sont choisis de sorte que la pompe ne diminue pas par amplification Raman. On a alors :

$$\ln \mathcal{G}_R(t) = g_R \frac{L}{A_{eff}} P_P(t) \quad \text{Eq.A.34}$$

Le gain instantané $\mathcal{G}_R(t)$ vu par le signal amplifié à 1645 nm est mesuré facilement sur une photodiode. Il n'est pas nécessaire de mesurer les pertes en sortie (soudure + MUX) puisqu'elles n'affectent pas le gain instantané vu par le signal.

L'aire effective A_{eff} est donnée par le constructeur et est égale à $17 \mu\text{m}^2$ à $1,55 \mu\text{m}$. Celle-ci est supposée invariable entre 1540 et 1645 nm. Cette valeur affecte la mesure de g_R mais n'aura pas d'impact ultérieurement car la grandeur pertinente est $\frac{g_R}{A_{eff}}$ qui est ici mesurée directement.

La puissance de pompe instantanée $P_P(t)$ dans la FHNL est obtenue à partir de la puissance mesurée en sortie de l'étage 2.1. Cette puissance est ensuite multipliée par les pertes en entrée (soudure + MUX) qui ont été mesurées au préalable.

En traçant $\ln \mathcal{G}_R(t)$ en fonction de $\frac{L}{A_{eff}} P_P(t)$ (FIGURE A.2b), on s'attend à une relation linéaire dont la pente est directement g_R .

Le profil de pompe choisi est volontairement modifié et allongé par rapport au profil retenu dans la partie 2.2.1 de façon à s'approcher d'un triangle temporellement (FIGURE A.2a). Grâce à ce profil on accède à toutes les valeurs entre le gain nul et le gain maximal, ce qui permet d'obtenir plus de points différents pour la FIGURE A.2b.

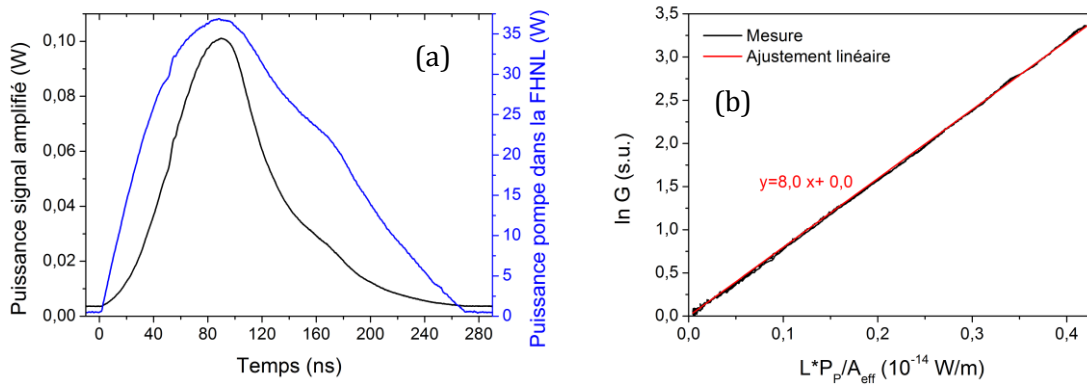


FIGURE A.2 – (a) Puissance instantanée du signal amplifié (en noir, échelle de gauche) et de la pompe dans la FHNL (en bleu, échelle de droite). (b) Logarithme du gain en fonction de $L \cdot P_p / A_{eff}$. (Mesure)

La [FIGURE A.2b](#) montre que le logarithme du gain est correctement ajusté par une fonction linéaire. Le gain Raman ainsi mesuré est de $g_R = 8,0 \pm 0,8 \text{ m/W}$. L'incertitude de mesure est dominée par l'incertitude sur les pertes subies par la pompe à la traversée des soudures et du MUX en entrée, estimée à 10 %.

A.2.2 Mesure du gain Brillouin dans la FHNL

Le gain Brillouin a été mesuré dans un morceau de 33 m de notre FHNL pour une source à $1,54 \mu\text{m}$ grâce au montage suivant.

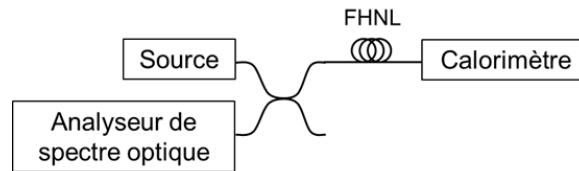


FIGURE A.3 – Montage expérimental de mesure du gain Brillouin.

Le Floch *et al.* ont établi la relation suivante pour la réflectivité Brillouin en fonction de la puissance de pompe, en supposant celle-ci ne diminue pas par diffusion Brillouin [86] :

$$R = \frac{P_S(0)}{P_p(0)} \propto G_B \left(I_0 \left(\frac{G_B}{2} \right) - I_1 \left(\frac{G_B}{2} \right) \right) e^{\frac{G_B}{2}} \quad \text{Eq.A.35}$$

$$G_B = \frac{g_B P_p L}{A_{eff}} \quad \text{Eq.A.36}$$

Où I_j est la fonction de Bessel modifiée d'ordre j .

En faisant varier la puissance de pompe P_p et en mesurant la puissance qui revient sur l'analyseur de spectre optique qui est décalée de 10 GHz, on peut alors tracer la réflectivité Brillouin en fonction de la puissance de pompe ([FIGURE A.4](#)).

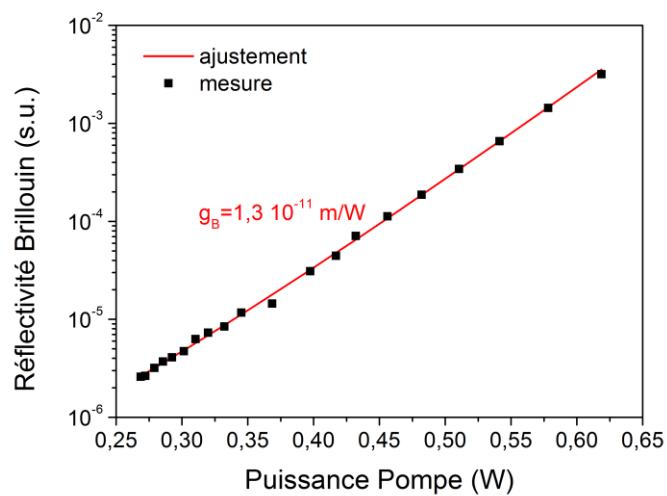


FIGURE A.4 – Réflectivité Brillouin en fonction de la puissance de pompe. (Mesure)

La [FIGURE A.4](#) montre que les mesures obtenues sont correctement ajustées par l'[Eq.A.35](#) pour une valeur de $g_B = 1,3 \pm 0,1 \cdot 10^{-11} \text{ m/W}$. Ici encore, l'incertitude de mesure est dominée par l'incertitude sur les pertes subies par la pompe à la traversée des soudures (il n'y a pas de MUX ici).

A.2.3 Mesure du spectre de gain Brillouin dans la FHNL

Le spectre du gain Brillouin a été mesuré dans notre FHNL pour une source à $1,54 \mu\text{m}$ grâce au montage hétérodyne suivant (FIGURE A.5).

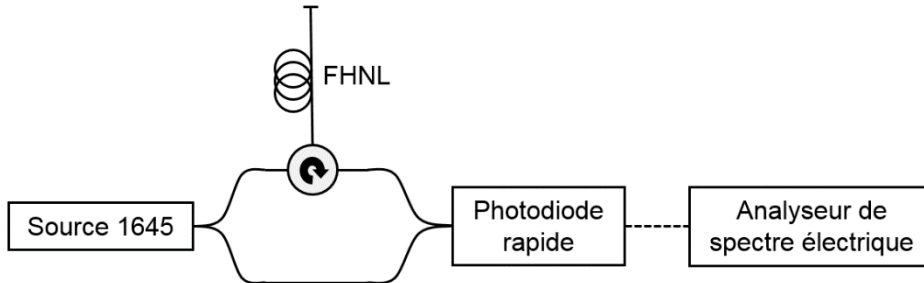


FIGURE A.5 – Montage expérimental de mesure du spectre de gain Brillouin.

La composante Stokes Brillouin est rétrodiffusée dans la FHNL avec un décalage d'environ 10 GHz. Une photodiode rapide permet ensuite de mesurer le battement entre la composante Brillouin et l'oscillateur local. En analysant le signal électrique à l'analyseur de spectre électrique, on peut alors mesurer le décalage et la largeur de la diffusion Brillouin (FIGURE A.6).

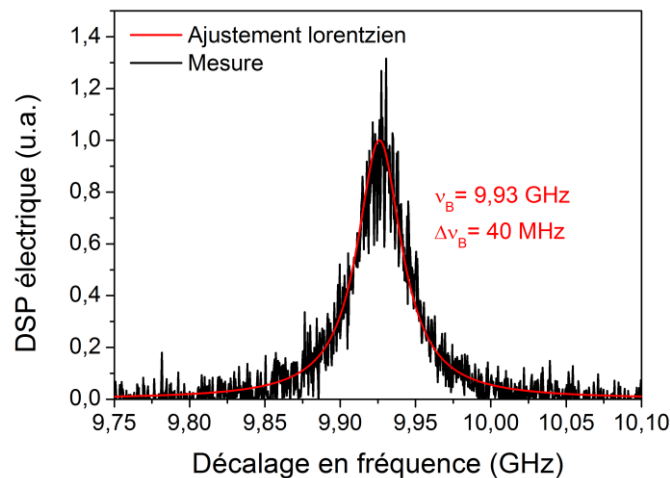


FIGURE A.6 – Spectre de la composante Brillouin rétrodiffusée dans la FHNL. (Mesure)

La FIGURE A.6 montre que le spectre de la diffusion Brillouin mesuré est correctement ajusté par une lorentzienne de largeur $\Delta\nu_B = 40 \pm 0,5 \text{ MHz}$ et centrée en $\nu_B = 9,93 \pm 0,002 \text{ GHz}$.

A.3 Extraction de la phase par transformée de Hilbert

Nous avons établi dans la partie 2.3.7 que le terme à ω de la figure d'interférence s'écrivait ainsi :

$$P_\omega(t) = P(t) - \langle P \rangle = 2|A_0|^2 \sqrt{\alpha g(t)} \cos(\omega t + \phi(t)) \quad \text{Eq.2.49}$$

La transformée de Hilbert permet d'extraire les termes $\sqrt{\alpha g(t)}$ et $\phi(t)$ à partir de $P_\omega(t)$, celle-ci est définie ainsi :

$$\dot{s}(t) = \mathcal{H}\{s\}(t) = \frac{1}{\pi} vp \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{s(\tau)}{t - \tau} d\tau \right\} \quad \text{Eq.A.37}$$

Où $s(t)$ est le signal temporel considéré et vp est la valeur principale de Cauchy.

En considérant un signal temporel de la forme $s(t) = s_m(t) \cos(\omega t + \phi(t))$ et à condition que $s_m(t)$ n'ait pas de composante fréquentielle supérieure à ω , la transformée de Hilbert de $s(t)$ s'exprime :

$$\dot{s}(t) = s_m(t) \sin(\omega t + \phi(t)) \quad \text{Eq.A.38}$$

Matlab est capable de déterminer numériquement la transformée de Hilbert d'un signal $s(t)$ supposé discret. La fonction associée détermine directement la représentation analytique du signal $s_a(t)$, définie de la façon suivante :

$$s_a(t) = s(t) + i\dot{s}(t) = s_m(t) e^{i(\omega t + \phi(t))} \quad \text{Eq.A.39}$$

La phase et l'amplitude de $s(t)$ peuvent alors être retrouvées grâce à la phase et l'amplitude :

$$\phi(t) = \arg(s_a(t)) - \omega t \quad \text{Eq.A.40}$$

$$s_m(t) = |s_a(t)| \quad \text{Eq.A.41}$$

A.4 Description des codes numériques utilisés

Plusieurs codes numériques ont été mis au point sous Matlab pendant cette étude. Certains ont été utilisés pour obtenir de nouveaux résultats, d'autres ont servi à confirmer les résultats analytiques, expérimentaux ou même numériques obtenus.

A.4.1 Code "Bande effective" : diffusion Brillouin monochromatique amorcée en début de fibre dans le cas de l'amplification Raman co et contra-propagative avec déplétion de pompe

Un premier code, dit "Bande effective", a ainsi servi à spécifier les paramètres de l'amplificateur Raman conçu. Le modèle retenu est celui décrit par Smith *et al.* dans lequel la diffusion Brillouin est amorcée en entrée de fibre dans une bande spectrale équivalente [20]. J'ai adapté ce modèle pour qu'il prenne en compte le gain Raman vu par la composante Stokes Brillouin et le profil longitudinal du signal amplifié avec déplétion de la pompe (partie 2.1.3).

$$\eta_{SBS, BRDco} = \frac{P_S(0)}{P_I(L)} = \frac{P_S(L)}{P_I(0)} e^{G_{BRDco}} \quad \text{Eq.2.24}$$

$$P_S(L) = h\nu_S(\eta + 1)B_{BRDco} \quad \text{Eq.2.22}$$

Dans le cas co-propagatif, l'[Eq.2.24](#) forme une équation transcendante lorsque la réflectivité est fixée. Sa résolution est aisée en recherchant numériquement le zéro de la fonction analytique associée.

Dans le cas contra-propagatif, l'expression obtenue en fixant la réflectivité fait intervenir deux équations transcendantes, une correspondant au profil longitudinal de la composante Stokes Brillouin ([Eq.2.24](#)) et une correspondant au profil longitudinal de la pompe avec déplétion contra-propagative ([Eq.1.58](#)). La résolution numérique ne peut alors se faire rapidement par recherche des zéros respectifs des deux expressions. J'ai donc décidé de discrétiser la puissance de pompe en entrée et la puissance du signal amplifié en sortie pour retenir le couple de valeurs minimisant le zéro de chaque expression. Cette méthode permet une résolution rapide dont la précision dépend du pas choisi. Cette discrétisation entraîne cependant des artefacts (ressemblant à des figures d'interférences) observés dans le cas contra-propagatif ([FIGURE 2.4](#) : efficacité, [FIGURE 2.5](#) : efficacité et [FIGURE 2.7](#) : puissance maximale).

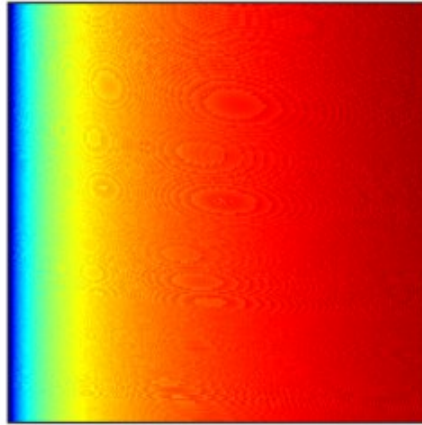


FIGURE 2.5 – (f) Efficacité de l'amplification Raman en fonction de la puissance injecteur en entrée et de la longueur de fibre (gain Brillouin équivalent diminué d'un facteur 6). (Simulation)

Ce code permet d'obtenir rapidement les performances théoriques d'un amplificateur Raman donné à partir des paramètres de la FHNL (g_B, g_R, L, A_{eff}) et des puissances injectées (pompe et signal). Il ne permet cependant pas de déterminer l'augmentation du seuil Brillouin obtenue avec le cylindre et ne prend pas en compte la phase du signal amplifié et les problèmes de saturation de l'amplification Raman liés à l'élargissement de la pompe.

A.4.2 Code "Source localisée" : diffusion Brillouin avec décalage longitudinal dans la FHNL dans le cas d'amplification Raman co et contra-propagative avec déplétion de pompe

Un deuxième code, dit "Source localisée", a permis de confirmer les différents résultats analytiques obtenus sur l'amplification Raman mono-fréquence (profil longitudinal du signal amplifié avec déplétion de la pompe, réflectivité Brillouin, influence du cylindre). Le modèle retenu est celui décrit par Vergien *et al.* permettant de prendre en compte l'amplification Raman et la diffusion Brillouin dans le cas où le décalage Brillouin est modifié longitudinalement (par température ou élongation) [12].

La FHNL est découpée en K segments selon un pas dL . Le temps est découpé selon le pas $dt = \frac{n}{c}dL$ correspondant à la propagation dans un segment. Le signal R et la pompe P sont supposés monochromatiques. La composante Stokes Brillouin S est découpée spectralement selon un pas $d\nu = \Delta\nu_B$ correspondant à la largeur du gain Brillouin. La diffusion Brillouin est ici amorcée dans chaque segment par un terme déterministe. Le décalage Brillouin dans chaque segment peut être choisi arbitrairement.

Chaque itération temporelle t_i est résolue en deux étapes : les équations de propagation de chaque composante (Eq.1.46, Eq.1.47, Eq.1.83, Eq.1.84) sont d'abord résolues par la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 pour toutes les cases z_k de la FHNL ; les nouvelles valeurs obtenues pour P , I et S_k sont ensuite déplacées aux cases suivantes ou précédentes selon leur direction de propagation respective (FIGURE A.7).

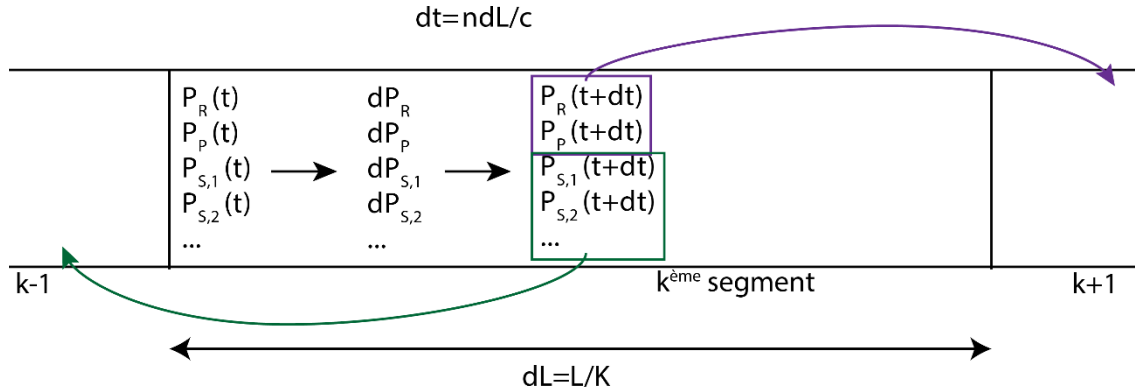


FIGURE A.7 – Résolution numérique de la propagation dans la FHNL.

Ce code permet donc de vérifier numériquement les résultats analytiques obtenus sur l'amplification Raman mono-fréquence avec déplétion de pompe et la valeur de l'augmentation du seuil Brillouin obtenue avec le cylindre.

A.4.3 Code "Stochastique" : diffusion Brillouin amorcée par la force de Langevin

Les deux codes précédents ne fonctionnent que sur l'intensité des différentes composantes, et ne peuvent ainsi pas rendre compte de l'évolution de leurs phases. Ils ne permettent donc pas de modéliser l'élargissement spectral du signal lors de l'amplification Raman ou l'influence de la largeur spectrale de la pompe sur son seuil Brillouin.

J'ai donc mis au point un troisième code, dit "Stochastique", décrivant l'évolution de l'amplitude complexe des composantes Pompe, Signal et Stokes Brillouin. Le modèle retenu est celui décrit par Boyd *et al.* permettant de prendre en compte la nature stochastique de la diffusion Brillouin [26].

La FHNL est à nouveau découpée en K segments selon un pas dL , le temps selon un pas $dt = \frac{n}{c}dL$. La diffusion Brillouin est amorcée par le terme de Langevin F dans l'Eq.1.90, assimilable à un bruit blanc gaussien respectant les propriétés suivantes :

$$\langle f(z, t) \rangle = 0 \quad \text{Eq.1.84}$$

$$\langle f(z, t) f^*(z', t') \rangle = K \delta(z - z') \delta(t - t') \quad \text{Eq.1.85}$$

$$\mathbf{F} = -i \frac{4nc\epsilon_0\Omega}{\gamma_e q^2} \mathbf{f} \quad \text{Eq.1.87}$$

L'onde acoustique Q est alors régie par l'équation suivante :

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \left(\frac{\Gamma_B}{2} - i\delta\omega\right) Q = \frac{1}{A_{eff}} A_P A_S^* + F \quad \text{Eq.1.88}$$

La résolution numérique de l'Eq.1.90 nécessite alors quelques précautions lors de la génération du terme aléatoire f . En discrétisant la fonction d'autocorrélation décrite dans l'Eq.1.87, il est en effet nécessaire de prendre en compte les pas longitudinal et temporel employés dans la simulation [87].

Une réalisation temporelle de la force de Langevin à $t' = t + dt$ dans une case de taille dL est alors correctement générée numériquement par la fonction suivante :

$$f = \sqrt{\frac{K}{dLdt}} \text{randn}() \quad \text{Eq.A.42}$$

Ce code permet ainsi de prendre en compte numériquement la largeur spectrale de la diffusion Brillouin (via le terme $\frac{\Gamma_B}{2} Q$ dans l'Eq.1.90). On peut alors tester l'influence de la largeur spectrale de la pompe sur l'augmentation du seuil Brillouin.

J'ai également modifié ce code de façon à modéliser la diffusion Raman (partie réelle et imaginaire) et la modulation de phase croisée, ce qui permet de vérifier l'élargissement spectral induit sur le signal amplifié et l'élargissement potentiel de la composante Stokes Brillouin par XPM.

Références

- [1] P. Tang, J. Liu, B. Huang, C. Xu, C. Zhao, et S. Wen, « Stable and wavelength-locked Q-switched narrow-linewidth Er:YAG laser at 1645 nm », *Opt. Express*, vol. 23, n° 9, p. 11037, mai 2015.
- [2] A. Fix *et al.*, « Optical parametric oscillators and amplifiers for airborne and spaceborne active remote sensing of CO₂ and CH₄ », in *Proc. SPIE 8182, 818206*, Prague, Czech Republic, 2011, vol. Lidar Technologies, Techniques, and Measurements for Atmospheric Remote Sensing VII, p. 818206.
- [3] M. J. Livrozet *et al.*, « Feasibility and performance study for a space-borne 1645nm OPO for French-German satellite mission MERLIN », in *Proc. SPIE, Volume 8959, id. 89590G 7*, 2014, vol. 8959.
- [4] H. Riris *et al.*, « Airborne measurements of atmospheric methane column abundance using a pulsed integrated-path differential absorption lidar », *Appl. Opt.*, vol. 51, n° 34, p. 8296-8305, déc. 2012.
- [5] D. Mitchell, K. Duffin, et W. Johnstone, « Remote methane sensor using Tunable Diode Laser Spectroscopy (TDLS) via a 1W Raman Source », in *Proc. SPIE 7503, 750350*, 2009, p. 750350-750350-4.
- [6] I. Dajani, C. Vergien, C. Robin, et B. Ward, « Investigations of single-frequency Raman fiber amplifiers operating at 1178 nm », *Opt. Express*, vol. 21, n° 10, p. 12038, mai 2013.
- [7] T. Iseki, H. Tai, et K. Kimura, « A portable remote methane sensor using a tunable diode laser », *Meas. Sci. Technol.*, vol. 11, n° 6, p. 594, 2000.
- [8] E. Desurvire et J. R. Simpson, « Amplification of spontaneous emission in erbium-doped single-mode fibers », *J. Light. Technol.*, vol. 7, n° 5, p. 835-845, mai 1989.
- [9] R. H. Stolen, W. J. Tomlinson, H. A. Haus, et J. P. Gordon, « Raman response function of silica-core fibers », *JOSA B*, vol. 6, n° 6, p. 1159-1166, 1989.
- [10] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*. .
- [11] D. A. Fishman, J. A. Nagel, et Y.-K. Park, « Reduction of stimulated brillouin scattering in a fiber optic transmission system », US5329396 A, 12-juill-1994.
- [12] C. Vergien, I. Dajani, et C. Zeringue, « Theoretical analysis of single-frequency Raman fiber amplifier system operating at 1178nm », *Opt. Express*, vol. 18, n° 25, p. 26214-26228, déc. 2010.
- [13] Y. R. Shen, *Principles Of Nonlinear Optics*. .
- [14] I. Gómez-Castellanos et R. M. Rodríguez-Dagnino, « Intensity distributions and cutoff frequencies of linearly polarized modes for a step-index elliptical optical fiber », *Opt. Eng.*, vol. 46, n° 4, p. 045003-045003-11, avr. 2007.
- [15] D. Marcuse, « Gaussian approximation of the fundamental modes of graded-index fibers », *JOSA*, vol. 68, n° 1, p. 103-109, 1978.
- [16] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics, Third Edition*. .
- [17] C. V. Raman et K. S. Krishnan, « The Optical Analogue of the Compton Effect », *Nature*, vol. 121, p. 711, mai 1928.
- [18] K. J. Blow et D. Wood, « Theoretical description of transient stimulated Raman scattering in optical fibers », *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 25, n° 12, p. 2665-2673, décembre 1989.
- [19] C. Headley et G. P. Agrawal, « Unified description of ultrafast stimulated Raman scattering in optical fibers », *JOSA B*, vol. 13, n° 10, p. 2170-2177, 1996.
- [20] R. G. Smith, « Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated Raman and Brillouin scattering », *Appl. Opt.*, vol. 11, n° 11, p. 2489-2494, 1972.
- [21] C. Headley et G. P. Agrawal, Éd., *Raman amplification in fiber optical communication systems*. Amsterdam ; Boston: Elsevier Academic Press, 2005.

-
- [22] C. R. S. Fludger, V. Handerek, et R. J. Mears, « Pump to signal RIN transfer in Raman fiber amplifiers », *J. Light. Technol.*, vol. 19, n° 8, p. 1140-1148, août 2001.
- [23] M. Nikles, L. Thevenaz, et P. A. Robert, « Brillouin gain spectrum characterization in single-mode optical fibers », *J. Light. Technol.*, vol. 15, n° 10, p. 1842-1851, 1997.
- [24] R. Y. Chiao, C. H. Townes, et B. P. Stoicheff, « Stimulated Brillouin scattering and coherent generation of intense hypersonic waves », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 12, n° 21, p. 592, 1964.
- [25] F. T. Arecchi, M. L. Stitch, C. Pellegrini, W. B. Colson, et A. Renieri, *Laser Handbook*. North-Holland Publishing Company, 1972.
- [26] R. W. Boyd, K. Rzaewski, et P. Narum, « Noise initiation of stimulated Brillouin scattering », *Phys. Rev. A*, vol. 42, n° 9, p. 5514, 1990.
- [27] G. L. Keaton, M. J. Leonardo, M. W. Byer, et D. J. Richard, « Stimulated Brillouin scattering of pulses in optical fibers », *Opt. Express*, vol. 22, n° 11, p. 13351, juin 2014.
- [28] T. Okoshi, K. Kikuchi, et A. Nakayama, « Novel method for high resolution measurement of laser output spectrum », *Electron. Lett.*, vol. 16, n° 16, p. 630-631, 1980.
- [29] C. Henry, « Theory of the linewidth of semiconductor lasers », *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 18, n° 2, p. 259-264, février 1982.
- [30] M. W. Fleming et A. Mooradian, « Fundamental line broadening of single-mode (GaAl)As diode lasers », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 38, n° 7, p. 511-513, avr. 1981.
- [31] D. C. Hutchings, M. Sheik-Bahae, D. J. Hagan, et E. W. Van Stryland, « Kramers-Krönig relations in nonlinear optics », *Opt. Quantum Electron.*, vol. 24, n° 1, p. 1-30, 1992.
- [32] Y. Yu, G. Giuliani, et S. Donati, « Measurement of the Linewidth Enhancement Factor of Semiconductor Lasers Based on the Optical Feedback Self-Mixing Effect », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 16, n° 4, p. 990-992, avr. 2004.
- [33] J. von Staden, T. Gensty, M. Peil, W. Elsässer, G. Giuliani, et C. Mann, « Measurement of the linewidth enhancement factor of quantum cascade lasers by the self-mixing technique », in *Photonics Europe*, 2006, p. 61841E-61841E.
- [34] L. Jumpertz *et al.*, « Measurements of the linewidth enhancement factor of mid-infrared quantum cascade lasers by different optical feedback techniques », *AIP Adv.*, vol. 6, n° 1, p. 015212, janv. 2016.
- [35] M. Montagna, S. Selleri, et M. Zoboli, « Nonlinear refractive index in erbium-doped optical amplifiers », *Opt. Quantum Electron.*, vol. 27, n° 10, p. 871-880, 1995.
- [36] J. W. Arkwright, P. Elango, G. R. Atkins, T. Whitbread, et M. J. Dignonnet, « Experimental and theoretical analysis of the resonant nonlinearity in ytterbium-doped fiber », *J. Light. Technol.*, vol. 16, n° 5, p. 798, 1998.
- [37] R. H. Stolen, C. Lee, et R. K. Jain, « Development of the stimulated Raman spectrum in single-mode silica fibers », *JOSA B*, vol. 1, n° 4, p. 652-657, 1984.
- [38] F. A. Oguama, H. Garcia, et A. M. Johnson, « Simultaneous measurement of the Raman gain coefficient and the nonlinear refractive index of optical fibers: theory and experiment », *JOSA B*, vol. 22, n° 2, p. 426-436, 2005.
- [39] D. L. Philen, D. W. Peckham, et I. Brener, « Measurement of the nonlinear index of refraction, n_2 , for various fiber types », in *Optical Fiber Communication Conference*, 2000, vol. 3, p. 184.
- [40] K. Rottwitt, J. Bromage, A. J. Stentz, Lufeng Leng, M. E. Lines, et H. Smith, « Scaling of the raman gain coefficient: applications to germanosilicate fibers », *J. Light. Technol.*, vol. 21, n° 7, p. 1652-1662, juill. 2003.
- [41] C. Fukai, K. Nakajima, J. Zhou, K. Tajima, K. Kurokawa, et I. Sankawa, « Effective Raman gain characteristics in germanium- and fluorine-doped optical fibers », *Opt. Lett.*, vol. 29, n° 6, p. 545-547, mars 2004.

- [42] T. Sylvestre, P. T. Dinda, H. Maillotte, E. Lantz, A. B. Moubissi, et S. Pitois, « Wavelength conversion from 1.3 μm to 1.5 μm in single-mode optical fibres using Raman-assisted three-wave mixing », *J. Opt. Pure Appl. Opt.*, vol. 2, n° 2, p. 132, 2000.
- [43] S. T. Davey, D. L. Williams, B. J. Ainslie, W. J. M. Rothwell, et B. Wakefield, « Optical gain spectrum of GeO₂-SiO₂ Raman fibre amplifiers », *IEE Proc. J-Optoelectron.*, vol. 136, n° 6, p. 301–306, 1989.
- [44] B. Barviau, O. Vanvincq, A. Mussot, Y. Quiquempois, G. Mélin, et A. Kudlinski, « Enhanced soliton self-frequency shift and CW supercontinuum generation in GeO₂-doped core photonic crystal fibers », *JOSA B*, vol. 28, n° 5, p. 1152–1160, 2011.
- [45] P. D. Dragic, « Simplified model for effect of Ge doping on silica fibre acoustic properties », *Electron. Lett.*, vol. 45, n° 5, p. 256–257, 2009.
- [46] W. Sellmeier, « Zur Erklärung der abnormen Farbenfolge im Spectrum einiger Substanzen », *Ann. Phys. Chem.*, vol. 219, n° 6, p. 272–282, 1871.
- [47] E. Lichtman, R. G. Waarts, et A. A. Friesem, « Stimulated Brillouin scattering excited by a modulated pump wave in single-mode fibers », *J. Light. Technol.*, vol. 7, n° 1, p. 171, 1989.
- [48] V. R. Supradeepa, « Stimulated Brillouin scattering thresholds in optical fibers for lasers linewidth broadened with noise », *Opt. Express*, vol. 21, n° 4, p. 4677–4687, 2013.
- [49] A. Jolly, F. S. Gokhan, R. Bello, et P. Dupriez, « SBS management in Yb-fiber-amplifiers using multimode seeds and pulse-shaping », *Opt. Express*, vol. 22, n° 17, p. 20326, août 2014.
- [50] A. Aspect, *Optique quantique 1 : Lasers, Tome 1* .
- [51] A. Aspect, *Optique quantique 1 : Lasers, Tome 2* .
- [52] Y. Ohki, N. Hayamizu, S. Irino, H. Shimizu, J. Yoshida, et N. Tsukiji, « Pump laser module for co-propagating Raman amplifier », *Furukawa Rev.*, vol. 24, p. 6–12, 2003.
- [53] F. Pockels, « Ueber den Einfluss des elektrostatischen Feldes auf das optische Verhalten piezoelektrischer Krystalle », *Abh. Ges. Wiss. Gött. Math.-Phys. Kl.*, vol. 39, p. 1–204, 1894.
- [54] Y. Aoki, K. Tajima, et I. Mito, « Input power limits of single-mode optical fibers due to stimulated Brillouin scattering in optical communication systems », *J. Light. Technol.*, vol. 6, n° 5, p. 710–719, mai 1988.
- [55] C. Zeringue, I. Dajani, S. Naderi, G. T. Moore, et C. Robin, « A theoretical study of transient stimulated Brillouin scattering in optical fibers seeded with phase-modulated light », *Opt. Express*, vol. 20, n° 19, p. 21196–21213, sept. 2012.
- [56] S. Hocquet, D. Penninckx, J.-F. Gleyze, C. Gouédard, et Y. Jaouën, « Nonsinusoidal phase modulations for high-power laser performance control: stimulated Brillouin scattering and FM-to-AM conversion », *Appl. Opt.*, vol. 49, n° 7, p. 1104–1115, 2010.
- [57] Y. Liu, Z. Lv, Y. Dong, et Q. Li, « Research on stimulated Brillouin scattering suppression based on multi-frequency phase modulation », *Chin. Opt. Lett.*, vol. 7, n° 1, p. 29–31, janv. 2009.
- [58] S. M. Kay, *Fundamentals of Statistical Signal Processing: Estimation Theory*. Upper Saddle River, NJ, USA: Prentice-Hall, Inc., 1993.
- [59] A. Mussot, M. L. Parquier, B. Berrier, M. Perard, et P. Szriftgiser, « All-optical SBS reduction in fiber optic parametric amplifiers », *Opt. Commun.*, vol. 282, n° 5, p. 988–991, mars 2009.
- [60] J. O. White *et al.*, « Suppression of stimulated Brillouin scattering in optical fibers using a linearly chirped diode laser », *Opt. Express*, vol. 20, n° 14, p. 15872–15881, juill. 2012.
- [61] C. E. Mungan, S. D. Rogers, N. Satyan, et J. O. White, « Time-Dependent Modeling of Brillouin Scattering in Optical Fibers Excited by a Chirped Diode Laser », *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 48, n° 12, p. 1542–1546, déc. 2012.
- [62] C. Braagaard, B. Mikkelsen, T. Durhuus, et K. Stubkjaer, « Modelling the dynamics of wavelength tuning in DBR-lasers », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 6, n° 6, p. 694, 1994.

- [63] N. Satyan, A. Vasilyev, G. Rakuljic, V. Leyva, et A. Yariv, « Precise control of broadband frequency chirps using optoelectronic feedback », *Opt. Express*, vol. 17, n° 18, p. 15991–15999, 2009.
- [64] C. del Río Campos et P. R. Horche, *Effects of Dispersion Fiber on CWDM Directly Modulated System Performance*, *Optical Fiber Communications and Devices*. InTech, 2012.
- [65] X. Chen, M.-J. Li, et A. Liu, « Ge-codoped laser fibers for mitigating Stimulated Brillouin Scattering in high power fiber amplifiers », in *Communications and Photonics Conference and Exhibition (ACP), 2010 Asia*, 2010, p. 587–592.
- [66] M. D. Mermelstein *et al.*, « 11.2 dB SBS gain suppression in a large mode area Yb-doped optical fiber », présenté à Lasers and Applications in Science and Engineering, 2008, p. 68730N-68730N-7.
- [67] T. Horiguchi, T. Kurashima, et M. Tateda, « Tensile strain dependence of Brillouin frequency shift in silica optical fibers », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 1, n° 5, p. 107-108, mai 1989.
- [68] D. Culverhouse, F. Farahi, C. N. Pannell, et D. A. Jackson, « Potential of stimulated Brillouin scattering as sensing mechanism for distributed temperature sensors », *Electron. Lett.*, vol. 25, n° 14, p. 913-915, juill. 1989.
- [69] K. Shiraki, M. Ohashi, et M. Tateda, « Suppression of stimulated Brillouin scattering in a fibre by changing the core radius », *Electron. Lett.*, vol. 31, n° 8, p. 668–669, 1995.
- [70] M. Tateda, M. Ohashi, et K. Shiraki, « Suppression of stimulated Brillouin scattering in a strain-free single-mode optical fiber with nonuniform dopant concentration along its length », in *Conference on Optical Fiber Communication/International Conference on Integrated Optics and Optical Fiber Communication (1993), paper ThJ4*, 1993, p. ThJ4.
- [71] Y. Sikali Mamdem, « Capteurs à fibres optiques répartis par effet Brillouin : séparation de la dépendance à température et à la déformation », Paris, ENST, 2012.
- [72] J. Hansryd, F. Dross, M. Westlund, P. A. Andrekson, et S. N. Knudsen, « Increase of the SBS threshold in a short highly nonlinear fiber by applying a temperature distribution », *J. Light. Technol.*, vol. 19, n° 11, p. 1691, 2001.
- [73] J. M. C. Boggio, J. D. Marconi, et H. L. Fragnito, « Experimental and numerical investigation of the SBS-threshold increase in an optical fiber by applying strain distributions », *J. Light. Technol.*, vol. 23, n° 11, p. 3808-3814, nov. 2005.
- [74] L. Zhang, J. Hu, J. Wang, et Y. Feng, « Stimulated-Brillouin-scattering-suppressed high-power single-frequency polarization-maintaining Raman fiber amplifier with longitudinally varied strain for laser guide star », *Opt. Lett.*, vol. 37, n° 22, p. 4796–4798, 2012.
- [75] G. Canat, L. Lombard, G. Le, et D. Fleury, « Optic Fiber Amplifier Having a High Brillouin Threshold and Method for Making Such an Amplifier », WO2014016083 (A1), 30-janv-2014.
- [76] N. K. Dutta et Q. Wang, *Semiconductor optical amplifiers*. Singapore ; Hackensack, NJ: World Scientific Pub, 2006.
- [77] T. Mukai, K. Inoue, et T. Saitoh, « Homogeneous gain saturation in 1.5 μm InGaAsP traveling-wave semiconductor laser amplifiers », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 51, n° 6, p. 381-383, août 1987.
- [78] S. Kim, J. Kwon, S. Kim, et B. Lee, « Multiplexed strain sensor using fiber grating-tuned fiber laser with a semiconductor optical amplifier », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 13, n° 4, p. 350–351, 2001.
- [79] H. C. Wong, G. B. Ren, et J. M. Rorison, « The Constraints on Quantum-Dot Semiconductor Optical Amplifiers for Multichannel Amplification », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 18, n° 20, p. 2075-2077, oct. 2006.
- [80] E. Desurvire, *Erbium-doped fiber amplifiers: principles and applications*. Wiley-Interscience, 2002.

- [81] D. N. Schimpf, C. Ruchert, D. Nodop, J. Limpert, A. Tünnermann, et F. Salin, « Compensation of pulse-shaping due to saturation in fiber amplifiers », 2009, p. 71951E-71951E-8.
- [82] C. Lin et R. H. Stolen, « New nanosecond continuum for excited-state spectroscopy », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 28, p. 216, février 1976.
- [83] J.-O. Wesström, S. Hammerfeldt, J. Buus, R. Siljan, R. Laroy, et H. De Vries, « Design of a widely tunable modulated grating Y-branch laser using the additive Vernier effect for improved super-mode selection », in *Semiconductor Laser Conference*, 2002, p. 99-100.
- [84] S. Murata, I. Mito, et K. Kobayashi, « Spectral characteristics for 1.5 μm DBR laser with frequency-tuning region », *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 23, n° 6, p. 835-838, juin 1987.
- [85] T. Durhuus, C. Joergensen, B. Mikkelsen, R. J. S. Pedersen, et K. Stubkjaer, « All optical wavelength conversion by SOA's in a Mach-Zehnder configuration », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 6, n° 1, p. 53-55, 1994.
- [86] S. Le Floch et P. Cambon, « Theoretical evaluation of the Brillouin threshold and the steady-state Brillouin equations in standard single-mode optical fibers », *JOSA A*, vol. 20, n° 6, p. 1132-1137, 2003.
- [87] D. Higham, « An Algorithmic Introduction to Numerical Simulation of Stochastic Differential Equations », *SIAM Rev.*, vol. 43, n° 3, p. 525-546, avr. 2001.

Glossaire

Acronymes

LIDAR	Détection et télémétrie par lumière
DIAL	LIDAR à absorption différentielle
DFB (diode)	(Diode) à rétroaction répartie
GIEC	Groupe d'experts intergouvernemental sur l'évolution du climat
OPA	Amplificateur paramétrique optique
OPO	Oscillateur paramétrique optique
EDFA	Amplificateur à fibre dopée Erbium
MOPA	Amplificateur de puissance à oscillateur principal
ASE	Emission spontanée amplifiée
MUX	Multiplexeur / Démultiplexeur
SPM	Auto-modulation de phase
XPM	Modulation de phase croisée
FWM	Mélange à 4 ondes
FHNL	Fibre hautement non linéaire
MEO	Modulateur électro-optique
OSA	Analyseur de spectre optique
TF	Transformée de Fourier
DSP	Densité spectrale de puissance
FAB	Facteur d'augmentation Brillouin
FSR	Intervalle spectral libre
FBG	Réseau de Bragg fibré
SOA	Amplificateur à semiconducteur
DBR (diode)	(Diode) à réflecteur de Bragg distribué

Notations

Notations générales

f'	Partie réelle de f	$f = \text{Re}[f]$
f''	Partie imaginaire de f	$f = \text{Im}[f]$
∇f	Opérateur nabla	$\nabla f = \overrightarrow{\text{grad}} f$
		$\nabla \cdot f = \text{div } \vec{f}$
		$\nabla \wedge f = \text{rot } \vec{f}$
\tilde{f}	Transformée de Fourier	$\tilde{f} = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \exp(i\omega t) dt$
f	Variable complexe associée à f	$f = \frac{1}{2} [f \exp(-i\omega t) + cc]$

Chapitre 1

λ_{ON}	Longueur d'onde absorbée par le gaz	m
λ_{OFF}	Longueur d'onde non absorbée par le gaz	m
$\Delta\nu_{Doppler}$	Décalage Doppler en fréquence	Hz
L	Longueur de fibre	m
A_{eff}	Aire effective du mode fondamental dans la fibre	m ²
g_B	Gain Brillouin	m.W ⁻¹
g_R	Gain Raman (en intensité)	m.W ⁻¹
$\Delta\nu_B$	Largeur spectrale du gain Brillouin	Hz
$\Delta\nu_P$	Largeur spectrale de la pompe	Hz
ν_B	Décalage Brillouin en fréquence	Hz
E	Champ électrique optique	N.C ⁻¹
F_L	Force de Lorentz	N
m_e	Masse d'un électron	kg
m_p	Masse d'un proton	kg
F_R	Force de rappel du nuage électronique	N
$-e$	Charge d'un électron	C
p_e	Dipôle électrique induit par le déplacement d'un électron	C.m
N_e	Densité d'électrons du milieu	m ⁻³
p	Polarisation induite	C.m ⁻²
t	Temps	s
p_L	Polarisation linéaire induite	C.m ⁻²
ϵ_0	Permittivité du vide	C ² .N ⁻¹ .m ⁻²
$\chi^{(1)}$	Susceptibilité linéaire	s ⁻¹
p_{NL}	Polarisation non linéaire induite	C.m ⁻²
$\chi^{(3)}$	Susceptibilité non linéaire d'ordre 3	C ² .N ⁻² .s ⁻³
c	Vitesse de la lumière	m.s ⁻¹
z	Axe de propagation dans la fibre	m
ω_0	Pulsation optique du champ quasi-monochromatique	rad.s ⁻¹
β	Constante de propagation	m ⁻¹
β_0	Ordre 0 du développement en série de Taylor de la constante de propagation	m ⁻¹
ϵ	Constante diélectrique du milieu	s.u.
$\epsilon^{(1)}$	Constante diélectrique d'ordre 1 du milieu	s.u.
n	Indice de réfraction	s.u.
α	Coefficient d'absorption	m ⁻¹
ω	Pulsation optique	rad.s ⁻¹
U	Partie du champ électrique variant avec la pulsation optique	N.C ⁻¹
\mathcal{F}	Distribution modale transverse du champ électrique	s.u.
x, y	Directions transverses à la propagation (orthogonales entre elles)	m
w	Largeur de la distribution gaussienne du mode fondamental	m
a	Rayon de cœur de la fibre	m
P	Puissance du mode optique	W
I	Intensité du mode optique	W.m ⁻²
A	Amplitude complexe normalisée	W ^{1/2}

p_{Kerr}	Partie instantanée de la polarisation non linéaire d'ordre 3	$C.m^{-2}$
p_{Raman}	Partie retardée de la polarisation non linéaire d'ordre 3	$C.m^{-2}$
χ_K	Susceptibilité Kerr	$C^2.N^{-2}$
χ_{Raman}	Susceptibilité Raman	$C^2.N^{-2}.s^{-3}$
p_{SPM}	Polarisation non linéaire liée à l'auto-modulation de phase	$C.m^{-2}$
n_2	Indice de réfraction non linéaire	m^2/W
γ	Coefficient non linéaire	$W^{-1}.m^{-1}$
T	Temps dans le référentiel de l'impulsion	s
ϕ_{SPM}	Phase non linéaire induite par l'auto-modulation de phase	rad
δf	Décalage de la fréquence optique instantanée	Hz
p_{XPM}	Polarisation non linéaire liée à la modulation de phase croisée	$C.m^{-2}$
$\Delta\beta_{FWM}$	Désaccord de phase du mélange à 4 ondes	m^{-1}
Ω_{FWM}	Décalage en fréquence du mélange à 4 ondes	$rad.s^{-1}$
χ_R	Susceptibilité Raman simplifiée	$C^2.N^{-2}.s^{-1}$
h_R	Réponse temporelle de la susceptibilité Raman simplifiée	s^{-1}
χ_0	Amplitude de la susceptibilité Raman simplifiée	$C^2.N^{-2}$
f_R	Fraction non linéaire de la contribution Raman	s.u.
\mathcal{G}_R	Gain Raman (en puissance)	$m^{-1}.W^{-1}$
C_{co}	Constante liée à la conservation du nombre de photons (Raman co-propagatif)	W
C_{contra}	Constante liée à la conservation du nombre de photons (Raman contra-propagatif)	W
Υ	Rapport pulsation optique pompe sur signal	s.u.
g_r	Spectre du gain Raman	$m.W^{-1}$
G_R	Gain Raman total dans la fibre (exponentiel)	s.u.
\mathcal{G}_R	Gain Raman total dans la fibre	s.u.
\mathcal{G}_{RDco}	Gain Raman total dans la fibre dans le cas de l'amplification Raman co-propagative avec déplétion de pompe	s.u.
$\mathcal{G}_{RDcontra}$	Gain Raman total dans la fibre dans le cas de l'amplification Raman contra-propagative avec déplétion de pompe	s.u.
T_K	Température du milieu	K
ρ	Densité du milieu	$kg.m^{-3}$
ρ_0	Densité moyenne du milieu	$kg.m^{-3}$
γ_e	Constante électrostrictive du milieu	s.u.
$\delta\rho$	Onde acoustique	$kg.m^{-3}$
v	Vitesse de l'onde acoustique	$m.s^{-1}$
Ω_B	Pulsation de l'onde acoustique	$rad.s^{-1}$
q	Vecteur d'onde de l'onde acoustique	m^{-1}
Γ_B	Coefficient d'amortissement de l'onde acoustique	s^{-1}
τ_B	Temps de vie des phonons acoustiques	s
p_{st}	Pression électrostrictive	$N.m^{-2}$
Q	Onde acoustique réduite	$J.m^{-2}$
g_b	Spectre du gain Brillouin	$m.W^{-1}$
f	Source de bruit de Langevin	$kg.m^{-3}.s^{-1}$
K	Amplitude des variations de la source de bruit de Langevin	$J.kg.m^{-7}.s$
k_B	Constante de Boltzmann	$J.K^{-1}$

Glossaire

F	Source de bruit de Langevin réduite	$\text{K.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$
G_B	Gain Brillouin total dans la fibre (exponentiel)	s.u.
η	Taux d'occupation de phonons acoustiques	s.u.
h	Constante de Planck	$\text{m}^2.\text{kg}.\text{s}^{-1}$
B_{eff}	Bande spectrale effective du gain Brillouin	Hz
η_{SBS}	Réfectivité Brillouin	s.u.
Chapitre 2		
λ_I	Longueur d'onde de l'injecteur à 1645 nm	m
P_P	Puissance de pompe	W
P_I	Puissance de l'injecteur	W
P_S	Puissance de la composante Stokes Brillouin	W
G_{BR}	Gain Brillouin total dans la fibre (exponentiel) dans le cas de l'amplification Raman sans déplétion de pompe	s.u.
B_{BR}	Bande effective équivalente de la composante Stokes Brillouin en début de fibre dans le cas de l'amplification Raman sans déplétion de pompe	Hz
η_{eff}	Efficacité de l'amplificateur Raman	s.u.
G_{BRDCo}	Gain Brillouin total dans la fibre (exponentiel) dans le cas de l'amplification Raman co-propagative avec déplétion de pompe	s.u.
B_{BRDCo}	Bande effective équivalente de la composante Stokes Brillouin en début de fibre dans le cas de l'amplification Raman co-propagative avec déplétion de pompe	Hz
$G_{BRDContra}$	Gain Brillouin total dans la fibre (exponentiel) dans le cas de l'amplification Raman contra-propagative avec déplétion de pompe	s.u.
$B_{BRDContra}$	Bande effective équivalente de la composante Stokes Brillouin en début de fibre dans le cas de l'amplification Raman contra-propagative avec déplétion de pompe	Hz
κ	Facteur de Henry	s.u.
κ_R	Facteur de Henry dû à la diffusion Raman stimulée	s.u.
κ_X	Facteur de Henry dû à la modulation de phase croisée	s.u.
Chapitre 3		
\hat{P}_P	DSP de la puissance de pompe	W/Hz
\hat{S}_P	DSP normalisée de la puissance de pompe	1/Hz
FAB	Facteur d'augmentation Brillouin	s.u.
$\sigma()$	Quantification de la largeur spectrale	Hz
L_{cav}	Longueur de la cavité de l'oscillateur multimode spectral	m
$\Delta\nu_{cav}$	Largeur des modes de la cavité de l'oscillateur multimode	Hz
F	Finesse de la cavité de l'oscillateur multimode	s.u.
FSR	Intervalle spectral libre de l'oscillateur multimode	Hz
N	Nombre de mode de l'oscillateur multimode	s.u.
$\Delta\nu_{Bragg}$	Largeur spectrale du réseau de Bragg	Hz
ϕ_{mod}	Modulation de phase externe	rad
$\Delta\phi_{sin}$	Amplitude de la modulation de phase sinusoïdale	rad

ω_{mod}	Pulsation de la modulation de phase sinusoïdale	rad.s ⁻¹
J_n	Fonction de Bessel du premier ordre	s.u.
δ	Symbole de Kronecker	s.u.
L_B	Longueur d'interaction Brillouin	m
β_{chirp}	Dérive de fréquence (d'une source laser)	Hz/s
T_L	Temps de propagation dans la fibre	s
T_{imp}	Durée de l'impulsion	s
L_{imp}	Longueur de l'impulsion dans la fibre	m
κ	Coefficient adiabatique d'une diode DBR	W ⁻¹ .s ⁻¹
I_u^{ao}	Recouvrement normalisé entre le mode optique et le mode acoustique	s.u.
μ_b	Gain Brillouin linéique	m ⁻¹
Chapitre 4		
E_{sat}	Energie de saturation de l'EDFA	J
T_{mod}	Période de modulation de la longueur d'onde	s
$\Delta\nu_{eff}$	Amplitude de modulation effective en fréquence	Hz
f_{mod}	Fréquence de répétition de la modulation en longueur d'onde	Hz