



HAL
open science

Conception et réalisation d'une source impulsionnelle à fibre dopée Erbium-Ytterbium millijoule de grande brillance spectrale

Guillaume Canat

► **To cite this version:**

Guillaume Canat. Conception et réalisation d'une source impulsionnelle à fibre dopée Erbium-Ytterbium millijoule de grande brillance spectrale. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Ecole nationale supérieure de l'aéronautique et de l'espace, 2006. Français. NNT : . tel-00150684

HAL Id: tel-00150684

<https://theses.hal.science/tel-00150684>

Submitted on 31 May 2007

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

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

THÈSE

Présentée en vue de
l'obtention du grade de

DOCTEUR

de

**L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE
DE L'AÉRONAUTIQUE ET DE L'ESPACE**

ÉCOLE DOCTORALE : Génie électrique, électronique, télécommunications : du
microsystème au système

Spécialité : Lasers et optoélectronique

Par

Guillaume CANAT

Conception et réalisation d'une source impulsionnelle à fibre dopée Erbium-Ytterbium millijoule de grande brillance spectrale

Soutenance le 18 décembre 2006 devant le jury :

M. Emmanuel ROSENCHER

M. Yves JAOUEN

M. Jean-Claude MOLLIER

M. Alain BARTHELEMY

M. Patrick GEORGES

M. Hans-Rainer MÜLLER

M. Glenn M. WILLIAMS

Président

Directeur de thèse

Directeur de thèse

Rapporteur

Rapporteur

Examineur

Invité

Thèse préparée au sein de l'Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales (ONERA).

A mes parents,
A H el ene,
A mes professeurs.

Remerciements

Ce travail a été effectué au sein du Département d'Optique Théorique et Appliquée (DOTA) à l'Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales (ONERA). Je tiens donc à remercier Jean-Pierre Cariou et Claudine Besson de m'avoir accueilli dans leur unité ainsi que René Jalin, directeur du DOTA. J'ai pu travailler pendant deux ans sous la responsabilité de Jean-Pierre Bouzinac que je tiens à remercier pour sa disponibilité, sa gentillesse et les collaborations dont il m'a fait bénéficier. Je suis profondément reconnaissant envers Yvan Aubry pour tout ce qu'il m'a appris avec grande patience et gentillesse et grâce à qui j'ai découvert à quel point « c'est beau l'optique ! ». Je remercie chaleureusement mes directeurs de thèses Yves Jaouën et Jean-Claude Mollier de m'avoir accompagné au cours de ces quatre années de thèse jalonnées de succès et de difficultés.

Cette thèse n'aurait pas eu la même dimension (voire le même poids) sans les collaborations qui ont été nouées grâce notamment à Emmanuel Rosencher et Yves Jaouën que je remercie. Je suis donc très reconnaissant à Goulch'en Loas, Gabor Kulcsar, Marc Leflohic, Bruno Lefèvre, Glen Williams, Lew Goldberg et Jean-Marc Delavaux de Keopsys ; Bernard Dussardier et Fabrice Ubaldi du Laboratoire de Physique de la Matière Condensée de l'Université de Nice ; Hans-Reiner Müller, Sylvia Jetschke, Sonia Unger de l'Institut für Physikalische Hochtechnologie à Jena.

Je remercie chaleureusement mes collègues permanents Geneviève Corrège, Bruno Duchenne, Yolande Louvet, Xavier Orlik, Michel Fracès, Jacques Isbert ; l'équipe des coureurs le long du canal Xavier Briottet et François Lemaître ; puis Béatrice Augère, Pierre Bourdon, Olivier Vasseur, Didier Fleury, Christophe Planchat, Didier Goulard, Thierry Gaudo ; mes collègues doctorants : Sandrine Palotta, Nicolas Rivière, Hervé Chanal, Matthieu Valla. Je remercie tout particulièrement mes collègues Anne Durécu et Laurent Lombard qui m'ont rejoint au sein de l'unité et ont participé aux travaux expérimentaux du chapitre 4 au cours du projet FIDELIO Merci aussi à mon stagiaire Guillaume Lesueur qui a participé aux travaux du chapitre 3.

Merci à Alain Barthélémy et Patrick Georges d'avoir accepté la lourde tâche (environ 1 kg) d'être les rapporteurs de cette thèse.

Je remercie ma famille et ma fiancée Hélène qui m'ont encouragé tout au long de ce travail et à qui je dois de pouvoir aujourd'hui faire de la recherche ce que j'ai toujours souhaité.

Merci enfin à Maxwell pour ses équations... et son café. Si l'un ou l'autre avaient manqué, vous n'auriez jamais pu lire ce travail !



ONERA

TELECOM
PARIS
école nationale
supérieure des
télécommunications

Conception et réalisation d'une source impulsionnelle à fibre dopée Erbium-Ytterbium millijoule de grande brillance spectrale

Résumé :

L'objectif de cette thèse est de développer un ensemble de modèles pour comprendre la physique des sources lasers à fibres de grande luminance spectrale. En les utilisant, des sources laser impulsionnelles à fibres dopées Erbium-Ytterbium ont été réalisées pour les applications lidar à détection cohérente.

La dynamique des sources impulsionnelles générant des impulsions nanosecondes à microsecondes a été analysée dans la première partie de cette étude. L'influence des réflexions parasites aux faibles taux de répétition (quelques kilohertz) a notamment été mise en évidence. Les effets thermiques dans les lasers Erbium-Ytterbium à forte puissance de pompe ont également été étudiés. Lorsque l'intensité transportée devient suffisamment importante, l'effet non-linéaire dominant, la Diffusion Brillouin Stimulée (DBS) limite la puissance extractible des amplificateurs. Nous avons donc développé dans un deuxième temps un modèle original qui rend compte de la dynamique de la DBS dans les amplificateurs dopés. Le caractère guidé des ondes acoustiques qui interviennent a été pris en compte. Un modèle satisfaisant des modes longitudinaux acoustiques a été introduit. Afin d'élever le seuil de la DBS, des fibres amplificatrices faiblement multimodes peuvent être utilisées. Un compromis entre qualité spatiale et puissance crête transportable doit alors être trouvé. Grâce à nos modèles, nous avons conçu une source impulsionnelle multi-étages qui a permis d'atteindre 650 μJ pour des impulsions de l'ordre de la microseconde avec une qualité de faisceau caractérisée par un $M^2 \sim 2$.

Mots clés : Sources laser impulsionnelles, Erbium, Ytterbium, fibres dopées, effets non-linéaires, diffusion Brillouin, effets thermiques, fibres multimodes.

Summary:

The goal of this PhD work is to provide a set of models helping to understand the physics of pulsed fiber lasers with high spectral brightness. Using these models, pulsed Erbium-Ytterbium fiber sources have been designed for coherent lidar applications.

Pulsed source dynamics with pulse duration ranging from nanosecond to microsecond has been analyzed in the first part of this study. The influence of parasitic reflections at low repetition rate (a few kilohertz) has been demonstrated. Thermal effects in strongly pumped Erbium-Ytterbium fiber lasers have also been studied. When the signal intensity is large enough, the main non linear effect, Stimulated Brillouin Scattering (SBS) limits the extractable energy. We have developed in the second part of this work an original model which takes into account the SBS dynamics in a fiber amplifier. The guided propagation of the acoustic waves was included. A proper modeling of longitudinal acoustic waves was proposed. In order to increase the SBS threshold, fibers with a larger core can be used. These fibers guide a few modes. A trade off between spatial beam quality and peak power has to be found. Using our modeling, we have designed a pulsed fiber sources based on several stages to reach 650 μJ for microsecond pulses with a beam quality factor $M^2 \sim 2$.

Keywords: Pulsed laser, Erbium, Ytterbium, doped fiber, non-linear effects, Brillouin scattering, thermal effects, multimode fibers.

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE	1
CHAPITRE 1 : FIBRES OPTIQUES DOPEES ET APPLICATIONS	5
1.1. APPLICATIONS ET MOTIVATIONS	7
1.1.1. <i>Anémomètres LIDAR.....</i>	7
1.1.2. <i>Pompage de cristaux non linéaires pour la spectroscopie.....</i>	10
1.1.3. <i>Applications moins contraignantes</i>	11
1.2. BRILLANCE ET SOURCES LASER	12
1.3. AUTRES SOURCES LASERS A 1,5 μM	14
1.3.1. <i>Autres lasers solides monomodes.....</i>	15
1.3.2. <i>Les lasers à fibres phosphates.....</i>	16
1.3.3. <i>Laser et amplificateurs à guides planaires</i>	17
1.4. LES FIBRES OPTIQUES DOPEES AUX TERRES RARES	17
1.4.1. <i>Les terres rares</i>	17
1.4.2. <i>Les matrices vitreuses</i>	19
1.4.3. <i>Description de l'amplification dans les fibres optiques.....</i>	20
1.4.4. <i>Spécificité des fibres.....</i>	22
1.5. HISTORIQUE ET TECHNOLOGIE	25
1.5.1. <i>1964-1998 : Des fibres optiques dopées aux télécoms à fibres optiques</i>	25
1.5.2. <i>1998-2005 : Montée en puissance et diversification.....</i>	26
1.5.3. <i>Etat de l'art des sources à fibres optiques dopées pour les impulsions longues à 1,5 μm</i>	33
1.5.4. <i>Nouvelles approches pour la montée en puissance des sources fibrées.....</i>	34
1.6. CONCLUSION DU CHAPITRE 1.....	35
1.7. REFERENCES DU CHAPITRE 1.....	36
CHAPITRE 2 : AMPLIFICATEURS ET LASERS A FIBRES DOPEES ERBIUM – YTTERBIUM	43
2.1. LES FIBRES DOPEES ERBIUM-YTTERBIUM.....	45
2.1.1. <i>Éléments spectroscopiques.....</i>	46
2.1.2. <i>Fabrication.....</i>	50
2.1.3. <i>Caractérisation des fibres optiques dopées.....</i>	55
2.1.4. <i>Mesure des temps de vie.....</i>	60
2.2. MODELES DES MILIEUX AMPLIFICATEURS A FIBRE DOUBLE GAIN DOPEE ERBIUM-YTTERBIUM	63
2.2.1. <i>Classification des modèles d'amplificateurs à fibre double gaine dopée Erbium-Ytterbium.....</i>	63
2.2.2. <i>Hypothèses communes à tous les modèles de ce travail.....</i>	68
2.2.3. <i>Le modèle à dépendance radiale M1</i>	74
2.2.4. <i>Le modèle simplifié à intégrales de recouvrement M2.....</i>	79
2.2.5. <i>Les modèles M3 et M4 incluant la Diffusion Brillouin Stimulée.....</i>	80
2.3. COMPARAISON DU MODELE STANDARD A SAUT D'INDICE CONFINE (M2) ET DU MODELE RESOLU RADIALEMENT (M1)	80
2.4. RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR LES AMPLIFICATEURS.....	82
2.4.1. <i>Modélisation d'un amplificateur +30 dBm commercial en régime microseconde.....</i>	83
2.4.2. <i>Modélisation d'un amplificateur en régime impulsionnel nanoseconde</i>	91
2.5. MODELE SEMI-ANALYTIQUE A PARTIR DU MODELE FRANTZ ET NODVIK	101
2.6. MODELISATION DES EFFETS THERMIQUES DANS LES LASER ERBIUM- YTTERBIUM DE FORTE PUISSANCE	107
2.6.1. <i>Résultats expérimentaux de l'équipe de l'ORC.....</i>	107
2.6.2. <i>Effets thermiques dans les lasers et amplificateurs de forte puissance</i>	109
2.6.3. <i>Modélisation du transfert thermique.....</i>	110
2.6.4. <i>Modélisation de l'effet sur les sections efficaces.....</i>	114
2.6.5. <i>Détermination approximative de la position des sous-niveaux Stark dans l'Ytterbium.....</i>	116

2.6.6.	<i>Le modèle M5 de lasers incluant les effets thermiques</i>	120
2.7.	CONCLUSION DU CHAPITRE 2	122
2.8.	REFERENCES DU CHAPITRE 2	123

CHAPITRE 3 : DIFFUSION BRILLOUIN STIMULEE DANS LES AMPLIFICATEURS À FIBRES OPTIQUES DOPEES		127
3.1.	GENERALITES SUR LES EFFETS NON-LINEAIRES DANS LA SILICE	130
3.1.1.	<i>Principaux effets non-linéaires dans la silice</i>	130
3.1.2.	<i>L'équation de propagation paraxiale</i>	132
3.2.	ONDES DE DENSITE DANS LES FIBRES OPTIQUES	135
3.2.1.	<i>Fluctuations de densité</i>	135
3.2.2.	<i>Ondes de densité</i>	137
3.3.	MODELE DE LA DIFFUSION BRILLOUIN	141
3.3.1.	<i>Polarisation non-linéaire</i>	141
3.3.2.	<i>Rétrodiffusion Brillouin en régime stationnaire</i>	148
3.3.3.	<i>Modèle stochastique à source distribuée</i>	147
3.3.4.	<i>Modèle dynamique de la rétrodiffusion Brillouin en régime dynamique avec source de bruit</i>	150
3.4.	MESURES DES SPECTRES STOKES SPONTANES	152
3.4.1.	<i>Techniques de mesures du spectre de gain Brillouin</i>	152
3.4.2.	<i>Mesure du spectre Stokes d'une fibre monomode standard</i>	154
3.4.3.	<i>Mesure du spectre Brillouin d'une fibre dopée Erbium-Ytterbium de 7 µm de Coeur</i>	156
3.4.4.	<i>Mesure sur une fibre de 18 µm de coeur non pompée</i>	157
3.4.5.	<i>Mesure sur une fibre de 20 µm de coeur pompée</i>	158
3.4.6.	<i>Conclusion sur les résultats expérimentaux</i>	159
3.5.	MODELISATION DES SPECTRES STOKES SPONTANES	161
3.5.1.	<i>Equation de Helmholtz pour les ondes acoustiques</i>	161
3.5.2.	<i>Détermination du profil de vitesse longitudinale</i>	162
3.5.3.	<i>Application une fibre monomode standard</i>	164
3.5.4.	<i>Application à la fibre de 7 µm de coeur</i>	165
3.5.5.	<i>Application à la fibre de 18 µm de coeur</i>	167
3.5.6.	<i>Application à la fibre de 20 µm de coeur</i>	168
3.5.7.	<i>Conclusion sur la modélisation des spectres</i>	168
3.6.	MODELE DYNAMIQUE DE LA DIFFUSION BRILLOUIN STIMULEE DANS LES AMPLIFICATEURS	170
3.6.1.	<i>Amplificateur en pompage copropagatif</i>	170
3.6.2.	<i>Amplificateur en configuration contrapropagative</i>	179
3.6.3.	<i>Evaluation approchée du seuil Brillouin</i>	182
3.7.	CONCLUSION DU CHAPITRE 3	184
3.8.	RÉFÉRENCES DU CHAPITRE 3	186

CHAPITRE 4 SOURCE MILLIJOULE A FIBRE FAIBLEMENT MULTIMODE		189
4.1.	FIBRES FAIBLEMENT MULTIMODES	191
4.1.1.	<i>Filtrage par courbure</i>	194
4.1.2.	<i>Excitation sélective du mode fondamental</i>	196
4.1.3.	<i>Utilisation d'adaptateurs de mode</i>	202
4.1.4.	<i>Inhomogénéité du profil d'indice</i>	202
4.1.5.	<i>Structure à piédestal</i>	204
4.2.	ARCHITECTURE GENERALE DE LA SOURCE	204
4.2.1.	<i>Cascade d'amplificateurs</i>	204
4.2.2.	<i>Banc de test de l'étage de puissance</i>	206
4.2.3.	<i>Mesure de la puissance moyenne</i>	207
4.2.4.	<i>Mesure de l'énergie</i>	207
4.2.5.	<i>Mesure du M²</i>	208
4.3.	PREAMPLIFICATEUR A MAINTIEN DE POLARISATION	209
4.3.1.	<i>Performances du 1^{er} étage</i>	210
4.3.2.	<i>Performances du deuxième étage</i>	211
4.3.3.	<i>Performances du troisième étage</i>	214

4.4.	RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR L'ETAGE DE PUISSANCE	218
4.4.1.	<i>Test de la fibre 503sK0A.....</i>	219
4.4.2.	<i>Energie extraite du 4^{eme} étage</i>	220
4.4.3.	<i>Qualité spatiale</i>	225
4.4.4.	<i>Etat de polarisation.....</i>	226
4.5.	CONCLUSION DU CHAPITRE 4.....	226
4.6.	REFERENCES DU CHAPITRE 4.....	226

	CONCLUSION GENERALE.....	229
--	---------------------------------	------------

ANNEXES

Annexe A	Paramètre de propagation de faisceau	233
Annexe B	Listes de modèles développés au cours de ce travail	239
Annexe C	Etablissement du modèle M2	241
Annexe D	Etude de l'amplificateur à l'aide de la transformée de Laplace	249
Annexe E	Etablissement des équations de la Diffusion Brillouin Stimulée	253
Annexe F	Calculs des modes d'une fibre optique à profil d'indice de révolution	259
Annexe G	Préamplificateur à fibres à faible biréfringence	263
Annexe H	Communications et publications de l'auteur	273

INTRODUCTION GENERALE

Du premier laser à fibre optique dopée mis au point en 1964 par Koestler et Snitzer [0.1] aux records actuels (2 kW quasimonomode continu [0.2] ou 2,4 MW en régime impulsionnel [0.3]), les sources fibrées ont connu un développement spectaculaire. Leur développement a été initialement initié par le secteur des télécommunications optiques. En effet, la coïncidence entre le minimum d'atténuation des fibres en silice et une raie d'émission de l'Erbium près de 1550 nm a permis l'emploi des amplificateurs à fibres dopées à l'Erbium dans ce domaine. Aujourd'hui les secteurs industriel et de la défense ont pris le relais avec, en particulier, un fort développement des lasers à fibres dopées Ytterbium autour de 1060 nm.

Pour mesurer l'ampleur des possibilités offertes par les fibres, il faut réaliser que les sources laser sont par définition caractérisées par leur grande cohérence spatiale et spectrale. Cette propriété permet de concentrer l'énergie spatialement (sur une toute petite tache) / angulairement (avec une très faible divergence) et temporellement (avec des impulsions très courtes) ou spectralement (des spectres très étroits). La luminance spectrale d'une lampe à incandescence est par exemple de $250 \text{ W/m}^2/\text{sr}/\text{nm}$, celle d'un laser YAG de 4 kW utilisé pour la soudure (TRUMP) est de $216 \text{ GW/m}^2/\text{sr}/\text{nm}$. Celle d'un laser à fibre dopée Ytterbium monomode de 1 kW à $1 \mu\text{m}$ est de $33300 \text{ GW/m}^2/\text{sr}/\text{nm}$ pour une fiabilité supérieure et une consommation inférieure. En combinant de manière cohérente plusieurs sources monomodes, il devient même envisageable d'avoir plusieurs centaines de kilowatts avec une qualité spatiale quasi-parfaite.

Ces progrès ont été rendus possibles par deux ruptures technologiques significatives. Premièrement, les fibres à double gaine ont permis de coupler des sources de pompe de forte puissance et de qualité spatiale modeste. Dans ces fibres, le signal à amplifier se propage dans le cœur tandis que la pompe se propage dans un guide plus large. Grâce au bon confinement du signal dans le cœur, l'intensité optique est élevée. La longueur effective d'interaction et les intensités étant très élevées, les amplificateurs à fibres dopées sont très efficaces.

Les seuils d'apparition des effets non linéaires sont pour les mêmes raisons beaucoup plus faibles que dans la plupart des autres milieux. Afin d'augmenter ces seuils, le diamètre du cœur de la fibre doit être augmenté et les longueurs de fibres minimisées. Les fibres utilisées deviennent ainsi multimodes, ce qui dégrade la qualité spatiale du faisceau laser. Des structures plus ou moins complexes connues sous le nom de fibres à large mode ont alors été introduites dans le cas de dopages Ytterbium afin de réduire le nombre de modes effectivement guidés. Elles constituent la deuxième rupture technologique.

Le but de ce travail est d'étudier la faisabilité de sources laser impulsionnelles à base de fibres optiques dopées pour des applications Lidar à détection cohérente à 1,55 μm . Dans ces lidar, la source doit émettre des impulsions longues (plusieurs centaines de nanosecondes), de forte puissance crête (plusieurs centaines de Watts) et de largeur spectrale limitée par transformée de Fourier. La lumière laser, rétrodiffusée par des aérosols ou par une cible, est ensuite collectée par un système optique et mélangée avec une onde optique de référence. Plusieurs travaux visent à associer des sources à fibres dopées Erbium à ce type de Lidar [0.4][0.5]. Le projet européen FIDELIO [0.6] vise ainsi à détecter des tourbillons de sillage derrière des gros porteurs à 2 km de distance. Pour cela, une énergie de 1 mJ pour des durées d'impulsions de 1 μs est nécessaire. Le choix de la longueur d'onde permet de garantir une source à sécurité oculaire. Il suppose d'utiliser des fibres dopées à l'Erbium qui permettent d'amplifier les longueurs d'onde de 1530 nm à 1600 nm environ. Une architecture de type oscillateur maître amplifié (MOPA) est bien adaptée à ce type d'application car elle permet d'obtenir des puissances élevées en sortie de plusieurs étages d'amplification tout en préservant les qualités spectrales et dans une moindre mesure les qualités spatiales de l'injecteur. En outre, des formes d'impulsions arbitraires peuvent être générées. Comme l'absorption de l'Erbium est relativement faible, la réalisation de sources de plusieurs Watts de puissance moyenne nécessite d'utiliser des fibres codopées à l'Erbium et à l'Ytterbium. La fabrication de telles fibres à gros cœurs dégradant le moins possible la qualité spatiale du faisceau est cependant très difficile. Un compromis doit donc être trouvé entre le seuil d'apparition des effets non linéaires et le coefficient qui décrit la qualité spatiale du faisceau à travers sa propagation " M^2 ".

Un amplificateur monomode optimisé pour les télécommunications optiques permettait en 2002 de délivrer sur 200 ns des impulsions de l'ordre de 2 μJ soit environ 10 μJ sur 1 μs [0.4]. Le premier phénomène limitant est la diffusion Brillouin stimulée (DBS). A cause de sa grande cohérence, le signal à amplifier excite un réseau d'ondes acoustiques ; ce réseau diffracte le signal en sens contraire de son sens de propagation. La diffusion Brillouin peut également générer des impulsions géantes capables de détruire les composants passifs.

Ce mémoire est composé de quatre parties.

La première partie introduit les applications des sources laser de grande luminance spectrale. Après avoir présenté en détail leurs principales caractéristiques, nous étudierons l'évolution des performances d'un lidar à détection cohérente en fonction de la qualité spatiale du faisceau. Finalement, nous tentons de retracer l'histoire déjà riche des technologies de sources lasers à fibres.

La deuxième partie présente de manière détaillée la spectroscopie du système Erbium-Ytterbium dans la silice. Des mesures effectuées sur des fibres préparées au Laboratoire de Physique de la Matière Condensée (LPMC, Nice) sont également décrites. Les modèles d'amplificateurs en régime dynamique sans effets non-linéaires sont ensuite présentés. Ces modèles supposent une propagation monomode du signal. Des résultats expérimentaux sur des amplificateurs commerciaux sont ensuite utilisés pour valider ces modèles. L'effet des réflexions parasites est notamment mis en évidence. Un modèle semi-analytique construit à partir du modèle de Frantz et Nodvik est ensuite présenté. Il permet d'effectuer un dimensionnement rapide des amplificateurs en vue d'obtenir des impulsions

millijoules. Enfin, les effets thermiques dans les lasers Erbium-Ytterbium de forte puissance sont mis pour la première fois en évidence et modélisés.

La troisième partie présente le modèle cohérent de la Diffusion Brillouin Stimulée (DBS) dans les amplificateurs à fibres dopées. Ce modèle nécessite comme paramètres d'entrée la largeur de la courbe de gain Brillouin spontané et sa valeur maximale. Nous présentons des résultats expérimentaux et théoriques relatifs aux spectres Brillouin dans des fibres passives et dopées. Nous introduisons ensuite un modèle original de la dynamique de la DBS dans les amplificateurs que nous appliquons à quelques situations expérimentales dont une source délivrant 100 μ J par impulsion pour 180 W crêtes.

Dans **la quatrième partie** nous exposons les résultats obtenus au cours de la réalisation d'une source impulsionnelle de forte énergie que nous avons conçue et construite sur une architecture de type oscillateur maître amplifié (MOPA). La structure et les performances des différents étages de la source sont présentées. Des fibres fournies par l'Institut für Physikalische Hochtechnologie de Jena (IPHT, Allemagne) ont été utilisées. Les performances liées à la qualité spatiale des derniers étages faiblement multimodes y sont en particulier analysées.

Références bibliographiques

- [0.1] C.J. Koestler, E. Snitzer, "Amplification in a fiber laser", *Appl. Opt.*, Vol. 3, pp. 1182-1186 (1964)
- [0.2] V.P. Gapontsev, D.V. Gapontsev, N.S. Platonov, et al., "2 kW CW ytterbium fiber laser with record diffraction limited brightness", *CLEO Europe'05*, paper CJ1-1-THU (2005)
- [0.3] M.-Y. Chen, Y.-C. Chang, A. Galvanauskas, P. Mamidipudi, R. changkakoti, P. Gatchell, "27-mJ nanosecond pulses in $M^2=6.5$ beam from a coiled highly multimode Yb-doped fiber amplifier", communication CTuS4, Conference on Lasers and Electro-Optics, San Francisco (2004)
- [0.4] M. Valla, "Etude d'un lidar doppler impulsionnel à laser Erbium fibré pour des mesures de champ de vent dans la couche limite de l'atmosphère", Thèse de doctorat soutenue le 28 juin 2005, EDITE, (2005)
- [0.5] M. Harris, G.N. Pearson, K.D. Ridley, C.J. Karlsson, F. A. Olsson, D. Letalick, Single-particle laser Doppler anemometry at 1.55 μ m, *Applied Optics*, 40, No.6, (2001)
- [0.6] Projet Européen FIDELIO n°12008 (AST4-CT-2004-012008) – 6^{ème} PCRD site internet <http://www.fidelio-fp6.org/>

CHAPITRE 1 : FIBRES OPTIQUES DOPEES ET APPLICATIONS

1.1.	APPLICATIONS ET MOTIVATIONS	7
1.1.1.	<i>Anémomètres LIDAR.....</i>	7
1.1.2.	<i>Pompage de cristaux non linéaires pour la spectroscopie.....</i>	10
1.1.3.	<i>Applications moins contraignantes</i>	11
1.2.	BRILLANCE ET SOURCES LASER	12
1.3.	AUTRES SOURCES LASERS A 1,5 μM	14
1.3.1.	<i>Autres lasers solides monomodes.....</i>	15
1.3.2.	<i>Les lasers à fibres phosphates.....</i>	16
1.3.3.	<i>Laser et amplificateurs à guides planaires</i>	17
1.4.	LES FIBRES OPTIQUES DOPEES AUX TERRES RARES	17
1.4.1.	<i>Les terres rares</i>	17
1.4.2.	<i>Les matrices vitreuses</i>	19
1.4.3.	<i>Description de l'amplification dans les fibres optiques.....</i>	20
1.4.4.	<i>Spécificité des fibres.....</i>	21
1.5.	HISTORIQUE ET TECHNOLOGIE	24
1.5.1.	<i>1964-1998 : Des fibres optiques dopées aux télécoms à fibres optiques</i>	24
1.5.2.	<i>1998-2005 : Montée en puissance et diversification.....</i>	26
1.5.3.	<i>Etat de l'art des sources à fibres optiques dopées pour les impulsions longues à 1,5 μm</i>	32
1.5.4.	<i>Nouvelles approches pour la montée en puissance des sources fibrées.....</i>	34
1.6.	CONCLUSION DU CHAPITRE 1.....	35
1.7.	REFERENCES DU CHAPITRE 1.....	36



*Tourbillon de sillage visible à des gaz colorés disséminé derrière l'avion.
NASA Langley Research Center (NASA-LaRC)*

CHAPITRE 1 :**FIBRES OPTIQUES DOPEES ET PPLICATIONS**

Le but de ce travail est d'étudier la faisabilité de sources laser à base de fibres optiques dopées qui émettent des impulsions longues (plusieurs centaines de nanosecondes), de forte puissance (plusieurs centaines de Watts), de largeur spectrale limitée par transformée de Fourier. Ces spécifications sont dictées par les systèmes LIDAR à détection cohérente. Un amplificateur standard optimisé pour les télécommunications optiques permettait en 2002 de délivrer sur 200 ns des impulsions de 2 μ J environ. Au cours de ce travail, le développement des sources à fibres optiques dopées a permis d'atteindre le niveau de puissance et de brillance suffisant pour de nombreuses applications exigeantes : LIDAR, communications en espace libre intersatellites, pompage d'oscillateurs paramétriques optiques pour la spectroscopie...

Ce chapitre introduit les applications des sources laser de grande luminance spectrale. Après avoir présenté les principales familles de sources lasers qui peuvent concurrencer les sources à fibres dopées nous présenterons en détail leurs principales caractéristiques, et nous tenterons de retracer l'histoire déjà riche de leur technologie.

1.1. Applications et motivations

Les sources laser à fibres optiques dopées sont intrinsèquement compactes, efficaces et agiles. Par agiles, on entend qu'elles peuvent intégrer plusieurs fonctions comme l'accordabilité en longueur d'onde, la modulation de phase ou d'amplitude, l'amplification... Les technologies fibrées issues du domaine des télécommunications optiques ont donc naturellement essaimé vers les domaines de la mesure laser.

1.1.1. Anémomètres LIDAR

Un LIDAR (pour LIght Detection And Ranging) ou LADAR (Laser Detection And Ranging) est un système laser qui permet d'effectuer des mesures distantes sur la position, la vitesse et la composition d'une cible. Il est composé d'une source laser, d'une tête d'émission, d'une tête de réception, d'un détecteur et d'une unité de traitement du signal (fig. 1.1). Les têtes d'émission et

de réception peuvent être confondues (Lidar monostatique). Si la détection est directe, on parle de Lidar à détection directe. Si la détection se fait après mélange hétérodyne avec un oscillateur local, on parle de Lidar à détection cohérente. Plus complexe à mettre en œuvre, ce dernier permet d'accéder par décalage Doppler à la vitesse de l'objet : si l'objet est animé d'une vitesse v dans la direction du faisceau, une petite fraction du faisceau incident est rétrodiffusée et décalée en fréquence de $\Delta\nu = -2v/\lambda$. Dans les deux cas, la mesure du temps de vol permet d'accéder à la distance de la cible. La puissance reçue permet de remonter à certaines propriétés de la cible (coefficient de diffusion, atténuation...).

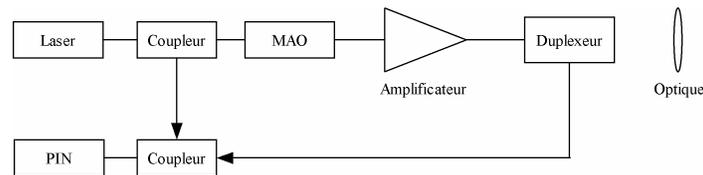


Figure 1.1 - Architecture d'un LIDAR monostatique à fibre optique. La plus grosse partie de la puissance émise par le laser est modulée en amplitude par le modulateur acousto-optique (MAO) puis amplifiée. Après traversée du duplexeur, elle est envoyée dans l'atmosphère. La lumière rétrodiffusée est mélangée à une référence après traversée en sens inverse du duplexeur. Le battement est détecté sur une photodiode faible bruit (PIN).

La cible diffusante peut être localisée (on parle de cible dure) ou distribuée (on parle de cible diffuse). L'atmosphère est considérée comme une cible diffuse (fig. 1.2). Dans les LIDAR à rétrodiffusion, l'impulsion laser émise est diffusée soit par diffusion moléculaire Rayleigh soit par diffusion particulaire Mie. Les premiers utilisent des sources UV alors que les seconds peuvent fonctionner dans l'infrarouge. Dans le cadre de cette thèse, nous étudions la faisabilité d'une source laser fibrée pour un LIDAR hétérodyne impulsionnel à diffusion Mie. Il peut être utilisé pour mesurer la vitesse du vent à travers celle des aérosols. On parle alors d'anémomètre laser. Deux domaines d'applications sont particulièrement intéressants. Le premier concerne la mesure des cartes de vents au voisinage des aéroports et le deuxième les turbulences de cisaillement en vol : les LIDAR à détection cohérente permettent de construire ces cartes de vent à partir des informations en distance et en vitesse récoltées. Les mesures en environnement aéroportuaire bénéficient d'une densité élevée de particules. Les portées obtenues s'étendent de quelques dizaines à quelques centaines de mètres [1.1].

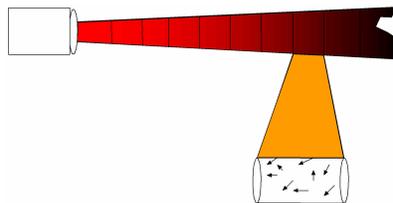


Figure 1.2 - Principe d'un Lidar anémométrique

Des anémomètres embarqués monoparticules au contraire sont utilisés en altitude où la densité d'aérosols est beaucoup plus faible. Leur portée n'est alors que de quelques mètres à quelques dizaines de mètres [1.2]. Un anémomètre laser construit à partir d'une source à fibre optique dopée a été embarquée à bord d'un hélicoptère [1.3].

De telles mesures sont un enjeu important de sécurité aérienne. Plusieurs projets européens sont liés à cette thématique (projets FLYSAFE et IWAKE). Ces systèmes doivent fonctionner dans des bandes de longueurs d'onde à sécurité oculaire : $\lambda > 1,5 \mu\text{m}$. Cette contrainte a poussé le développement de sources laser monofréquences en bande I (1,5 à 2,5 μm) en particulier autour de 1,5 μm et de 2 μm .

Pour obtenir une fidélité et une répétabilité suffisante sur le décalage Doppler Δv , il convient donc d'avoir les mêmes exigences sur la stabilité de la porteuse optique. Par exemple, pour obtenir une fidélité à 1 m/s près, il faut contrôler v à 1 MHz près pour un signal à la longueur d'onde de 1,55 μm . En outre, pour accéder à une localisation en distance de l'objet, la source doit produire des impulsions de durée T_p . La mesure du temps d'aller-retour T_r permet de les localiser dans un volume de largeur cT_p . Pour obtenir une bonne résolution sur la localisation, T_p doit être assez court. Par ailleurs, par transformation de Fourier, le spectre des impulsions émises occupe une largeur $\Delta v = 2\pi/T_p$ qui limite la résolution en vitesse. Nous nous intéresserons donc à l'amplification d'impulsions où T_p est compris entre 500 ns et 1 μs . Sur cible dure, la portée est proportionnelle à la puissance crête. Sur cible diffuse, la portée du système est proportionnelle à l'énergie contenue dans l'impulsion.

Le spectre des signaux détectés est le produit de convolution du spectre des signaux émis par une gaussienne décrivant la statistique de la vitesse des diffuseurs. Pour maximiser la résolution en vitesse, la largeur du spectre d'émission doit être minimisée. Il est de plus souhaitable que la forme temporelle de l'impulsion émise s'approche le plus possible d'une gaussienne. L'oscillateur doit en outre être le plus pur possible. Les systèmes construits sur une configuration d'amplificateur injecté (appelée en anglais « MOPA ») permettent de séparer les fonctions injecteur et amplificateur. L'injecteur est choisi pour posséder un bruit minimal en intensité comme en phase. Les deux oscillateurs envisageables sont les diodes laser DFB et les lasers à fibres DFB. Les lasers à fibres DFB possèdent un bruit de phase très inférieur aux diodes grâce à la faiblesse du couplage phase/amplitude et à la longueur de la cavité laser relativement aux diodes. Typiquement, les lasers à fibres dopées Erbium possèdent des profils de raie fortement gaussiens (élargissement principalement homogène) de largeur comprise entre 2 kHz et 15 kHz [1.4 - 1.6]. Le bruit d'intensité (RIN) des lasers à fibres est caractérisé par un pic à la fréquence de relaxation proche de 1 MHz (contre quelques GHz pour les diodes laser DFB). Le spectre de bruit décroît ensuite rapidement pour descendre au-dessous de -145 dB/Hz après quelques MHz. Par exemple, un laser à fibre codopée Erbium/Ytterbium construit par Koheras/IDIL pour des applications nécessitant une stabilisation sur une raie du Rubidium possède un très faible RIN au-delà de 10 MHz (<160dB/Hz). Dans un montage LIDAR hétérodyne, une fraction de la radiation laser émise par l'injecteur est prélevée afin de servir d'oscillateur local lors de la détection. Le reste est découpé par un modulateur externe puis amplifié dans une chaîne d'amplificateurs. Ce concept permet de générer des impulsions de largeurs et de formes arbitraires. En outre, d'autres fonctions peuvent être intégrées dans cette architecture totalement fibrée : décalage en fréquence ou modulation de phase... Les fonctions de modulation

d'amplitude et de décalage en fréquence peuvent être confondues dans un modulateur acousto-optique (MAO). Le spectre détecté est ainsi décalé à une fréquence non nulle ce qui permet d'accéder à la mesure de vitesses positives ou négatives.

En utilisant comme injecteur un laser à fibre et un amplificateur commercial de 1 W à fibre optique dopée initialement développé pour les applications télécoms, il est possible d'extraire environ 2 μ J [1.1] sur des impulsions de 200 ns avant que la Diffusion Brillouin Stimulée (DBS) ne module l'impulsion tout en risquant d'endommager la source.

1.1.2. Pompage de cristaux non linéaires pour la spectroscopie

Les oscillateurs et amplificateurs paramétriques optiques (OPO et OPA respectivement) utilisent des cristaux non-linéaires pour convertir un faisceau incident appelé pompe à la longueur d'onde λ_p en un faisceau signal à la longueur d'onde λ_s et un faisceau complémentaire à la longueur d'onde λ_c . Les trois longueurs d'ondes vérifient à la fois la condition d'accord de phase et la conservation de l'énergie. Les OPO et OPA permettent de construire des sources largement accordables (jusque sur plusieurs microns) ou d'effectuer des conversions en longueurs d'onde. Ces sources ont des applications nombreuses en spectroscopie, contre-mesures optiques dans le domaine de la défense et mesures physique. La puissance crête de la pompe doit être élevée pour obtenir des efficacités de conversion correctes (10-20 %). Les impulsions sont donc généralement relativement brèves (2 à 200 ns) et environ 10 % plus courtes que l'impulsion de pompe. En particulier, il est possible d'utiliser des sources près de 1 μ m très efficaces comme pompes pour générer des longueurs d'onde voisines de 1,5 μ m (bande I) ou accéder à des longueurs d'ondes en bande II (2-3 μ m) et III (5-10 μ m). Classiquement, les pompes à 1 μ m étaient des Nd:YAG pompés par flash qui fonctionnent à basse cadence (quelques 10 Hz à 100 Hz). Les sources Nd:YAG (1.064 μ m) et Yb:YAG (1,03 μ m), Nd:YLF (1,04 μ m) pompées par diodes lasers permettent d'atteindre des énergies moyennes assez simplement : un Nd:YAG délivrant 10 mJ par impulsion monomode longitudinal et transverse est courant. Les OPO délivrent ainsi maintenant jusqu'à plusieurs centaines de millijoules par impulsions sur quelques nanosecondes. Cependant il est très difficile d'avoir à la fois des OPO de grande énergie, présentant une efficacité élevée et une bonne qualité de faisceaux [1.7]. Les sources Nd:YAG délivrant 1 J par impulsion sont généralement multimodes. Pour obtenir des énergies élevées sans détruire le matériau non-linéaire, le diamètre du faisceau est augmenté. Par ailleurs, pour conserver une bonne efficacité en réduisant le temps de montée de l'impulsion générée, l'OPO reste court. Le nombre de Fresnel du résonateur est donc élevé et l'OPO tend à être multimode transverse. Des résonateurs instables ont ensuite été utilisés : il n'existe pas alors de mode stable sur un tour de cavité. Le profil des ondes signal et complémentaire est donné par la compétition entre la diffraction et le guidage par le gain. Dans un OPO, le pompage s'effectue de manière cohérente. Contrairement aux lasers, les ondes générées sont directement couplées à la pompe. De ce fait, la qualité spatiale du faisceau émis dépend fortement de la pompe. Il est donc important d'utiliser une pompe de bonne qualité spatiale. Typiquement les OPO permettent de délivrer quelques millijoules avec $M^2 < 2$ ou 100 mJ avec $M^2 < 20-30$. L'utilisation de sources fibrées de forte brillance est donc intéressante pour le pompage des OPO.

Le cristal non-linéaire peut-être également utilisé comme un simple amplificateur. On parle alors d'amplification paramétrique (OPA). Hirano and al. ont construit un LIDAR anémométrique construit autour d'un injecteur à fibre optique dopée délivrant 10 W crête sur 400 ns (soit 0.4 μ J) amplifié dans un cristal de MgO:PPLN pompé par un laser Yb:YAG modulé par commutation de pertes [1.8]. La pompe doit être affinée par un étalon intracavité pour ne pas transférer le bruit de phase de la pompe sur le signal.

Par ailleurs, de nombreuses applications utilisent l'accordabilité du signal produit par l'OPO. Celle-ci est obtenue par variation de la température du cristal ou utilisation de réseaux de pas différents. L'accordabilité est alors cependant lente et sujette à des sauts de modes plus ou moins complexes selon la configuration (OPO simplement résonnant SRO ou doublement résonnant DRO). L'utilisation d'une diode laser comme pompe de faible largeur spectrale elle-même accordable sur une courte plage a permis de réaliser des sources à base d'OPO simplement résonnantes largement accordables de manière continue [1.9]. Cependant les SRO ont des seuils élevés de plusieurs watts comparables aux puissances maximales délivrées par les diodes lasers de largeur spectrale appropriée. Par ailleurs, les lasers solides massifs plus puissants ne sont pas accordables.

Les sources fibrées peuvent par contre allier accordabilité continue sur plus de 50 nm et forte puissance. Un laser Erbium-Ytterbium de 43 W continu accordable de 1532 nm à 1567 nm a été démontré [1.10]. Un laser à fibre en configuration MOPA fibré délivre 264 W en régime continu monomode polarisé linéairement à 1060 nm [1.11]. Une telle configuration est potentiellement accordable sur large plage en remplaçant l'injecteur par une diode laser DFB. Des lasers à fibres dopées Ytterbium ont donc été utilisés pour réaliser des sources spectroscopiques largement accordables continues (entre 3057 nm et 3574 nm pour le complémentaire et entre 1515 nm avec une puissance maximale de 1.9 W et 1633 nm pour le signal) [1.12], ou impulsives pour des durées d'impulsion de 1,9 μ s (560 mW de puissance moyenne pour le signal entre 1518 nm et 1634 nm) [1.13].

1.1.3. Applications moins contraignantes

D'autres applications ne requièrent pas une source de faible largeur spectrale ou une énergie élevée. Leur importance justifie que nous les mentionnons.

L'avènement des sources de puissance à fibre dopées Ytterbium a permis l'émergence d'un très gros marché dans l'industrie du marquage et de la découpe [1.14-1.16]. Ces sources requièrent une forte brillance mais ne nécessitent pas une largeur spectrale particulièrement faible.

Les communications intersatellites ou terre-satellite sont aussi un domaine potentiellement intéressant. Ces systèmes de communications fonctionnent avec une détection cohérente afin de s'affranchir du bruit d'éclairement de fond et du bruit hors de la bande de détection. Ils exigent donc des sources de faible largeur spectrale et de brillance élevée afin de pouvoir collimater le faisceau sur des milliers de kilomètres. Par contre les puissances en jeu sont plus modestes : quelques watts suffisent. La source est donc composée d'une diode laser DFB, d'un modulateur et

d'un amplificateur à fibre optique dopée. La longueur d'onde privilégiée est $1 \mu\text{m}$ du fait du plus grand rendement quantique des systèmes à cette longueur d'onde pompés à 975 nm [1.17-1.18]. Une des difficultés supplémentaires des fibres dopées Erbium-Ytterbium est la présence de phosphore utilisé comme codopant. Il les rend plus sensibles aux irradiations par les rayons cosmiques.

1.2. Brillance et sources laser

L'intérêt des sources laser réside par définition dans la cohérence des radiations qu'elles émettent. Cette cohérence peut être interprétée comme la capacité à concentrer l'énergie :

- dans le temps (impulsions brèves de durée Δt) ou en fréquence (laser monofréquence de largeur Δf)
- dans une petite région de l'espace (focalisation sur une surface S) ou avec une faible divergence (collimation dans un cône d'angle solide Ω)

Chacune de ces deux paires de grandeurs est conjuguée par transformée de Fourier de sorte qu'il n'est pas possible de concentrer indéfiniment l'énergie dans le temps et en fréquence ou dans l'espace et angulairement.

Le produit de chaque paire de grandeurs conjuguées va donc être limitée par une borne fondamentale. Considérons un faisceau gaussien s'appuyant sur un contour délimité par une surface S et délimitant un cône d'angle solide Ω (fig. 1.3). On appelle étendue géométrique le produit $G = S\Omega$. Dans les applications, un dispositif optique plus ou moins complexe va transformer le faisceau produit par la source laser afin de focaliser le faisceau ou au contraire de le collimer. La relation d'Abbe indique que l'étendue géométrique du faisceau se conserve. Par ailleurs $G \geq \lambda^2$. Cette relation traduit la limite de diffraction du faisceau.

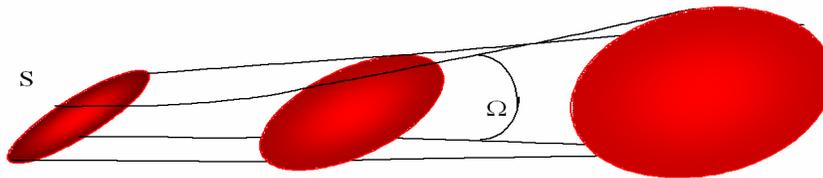


Figure 1.3 Propagation d'un faisceau

Si la source génère des impulsions, le produit de la durée des impulsions Δt par la largeur spectrale du spectre Δf est appelé produit temps-bande passante $Q = \Delta t \Delta f$. Un compresseur temporel ou spectral préservera ce produit. Il est minimal lorsque l'impulsion est une gaussienne non-chirpée pour laquelle il vaut $Q = 0.441$.

Une source produisant des impulsions gaussiennes dans l'espace et dans le temps sera donc en un certain sens idéale puisqu'elle permettra d'obtenir la meilleure concentration énergétique possible dans chacune des deux paires de grandeurs conjuguées. L'écart à cette situation constitue un facteur de non-idéalité.

Dans le domaine spatial, Siegmann [1.19] a introduit un paramètre pour caractériser les qualités de propagation d'un faisceau de rayon au col w et de divergence θ :

$$M^2 = \left(\frac{\pi}{\lambda} \right)^2 w^2 \theta^2 \quad (1.1)$$

qui mesure l'écart à la situation optimale de la gaussienne. En utilisant la petitesse de θ , on peut montrer que $G \sim \pi^2 \theta^2 w^2$. Par suite,

$$M^2 = \frac{G}{\lambda^2} \geq 1$$

Le M^2 permet ainsi de caractériser la propagation d'un faisceau qui s'écarte d'un faisceau gaussien parfait. Pour un faisceau gaussien d'ordre 0, dont la répartition transverse du champ est gaussienne, $M^2=1$, le seul paramètre libre est le rayon du col w , sa divergence étant fixée par w . Avec $M^2 > 1$, on introduit un degré de liberté supplémentaire.

Pour l'ensemble des applications décrites à la section 1.1, les sources nécessaires pour être "utiles" doivent se caractériser par $M^2 \sim 1$. Pour les besoins LIDAR anémométriques, on doit avoir $M^2 \sim 1$ et $Q \sim 1$. Ces contraintes ne sont pas simples à conserver lorsque la puissance des sources augmente comme nous allons le voir. Lorsque la puissance augmente, la taille du milieu amplificateur doit être augmentée pour réduire l'intensité lumineuse source d'effets non-linéaires, dégradation du matériau et aberrations thermiques. Cela conduit à l'apparition de nouveaux modes qui dégradent le paramètre M^2 .

Le cas d'un lidar monostatique en régime impulsionnel est détaillé dans l'annexe A. Pour une impulsion infiniment brève, l'évolution du rapport Signal sur Bruit avec le M^2 donné par :

$$RSB = C \left(\frac{1}{1+r^2} + \frac{g^2 r^2}{r^2 + (M^2)^2} \right) \quad (1.2)$$

Le paramètre g décrit en annexe A représente le degré de focalisation du faisceau. Nous noterons $M^4 = (M^2)^2$.

Si $g \gg M^2$, RSB est une fonction croissante de r maximale pour $r = +\infty$ qui vaut alors $C(1+g^2/M^4)$.

Si $g \ll M^2$, RSB est une fonction décroissante de r maximale pour $r=0$ qui vaut alors C .

On travaille en général en régime focalisé et le rapport signal sur bruit varie alors comme $C(1+g^2/M^4)$ indiquant une dépendance en M^2 élevée (fig. 1.4).

Des sources ayant de bonnes performances LIDAR ne seront donc pas uniquement caractérisées par une grande énergie mais aussi par M^2 faible.

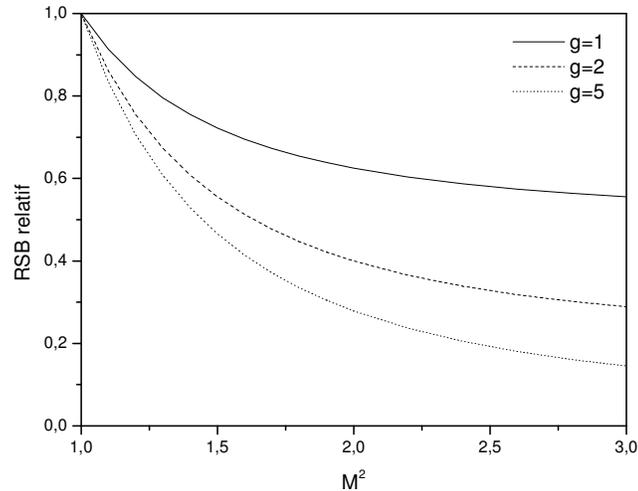


Figure 1.4 – Evolution du rapport signal sur bruit par rapport au cas idéal en fonction du M^2 du faisceau signal.

1.3. Autres sources lasers à 1,5 μm

Si les sources fibrées sont un sujet très actuel, il convient cependant de comparer celles-ci à d'autres types de sources susceptibles de produire des impulsions avec les performances définies à la section 1.1.

La spécificité principale des sources fibrées par rapport aux autres sources à l'état solide plus traditionnelles est la simplicité relative (nous verrons que lorsque le diamètre des fibres augmente des difficultés surgissent) à intégrer des fonctions oscillateur maître, modulation et amplification. Toute la propagation est guidée dans des fibres optiques sans miroir à ajuster ou à entretenir minimisant également les perturbations dues à la turbulence dans l'air. Dans les fonctions amplificatrices, le couplage des diodes de puissance s'effectue au moyen de composants susceptibles d'être produits en grande série ce qui en diminue le coût. Aux puissances moyennes nécessaires pour les applications LIDAR considérées dans ce travail, c'est l'avantage principal des sources fibrées. Ces contraintes ainsi que celle d'obtenir une bonne qualité spatiale sont à garder à l'esprit dans la discussion qui va suivre.

1.3.1. Autres lasers solides monomodes

Le développement de diodes lasers de pompe fiables a permis de pomper efficacement des lasers solides miniatures par l'extrémité. Les microchips sont susceptibles d'être produits à faible coût et en série. Ils sont fabriqués à partir d'un substrat de milieu à gain de faible épaisseur dont les faces sont polies puis recouvertes d'un revêtement diélectrique de haute qualité [1.20]. Le substrat est ensuite découpé en petits carrés qui ont typiquement 1 mm de côté. Les laser microchips peuvent être assez facilement rendus monofréquences en choisissant l'épaisseur du substrat suffisamment petite pour que l'espacement entre les modes longitudinaux soit du même ordre de grandeur que la bande passante de gain. En pratique, la longueur de la cavité ne peut cependant pas être plus petite que la longueur effective d'absorption de la pompe. Par ailleurs, le phénomène de saturation localisée du gain (« spatial hole burning ») [1.21] causé par la structure d'onde stationnaire du champ dans la cavité peut permettre à un mode secondaire d'osciller sur les nœuds d'intensité du mode fondamental.

Dans un microchip pompé longitudinalement l'échauffement local créé par l'absorption de la pompe brise l'uniformité transverse de la cavité. Si le matériau possède des propriétés thermiques convenables ($dn/dT > 0$), un guide d'indice se forme qui définit la taille transverse du mode. Ce diamètre est grand devant les dimensions typiques d'un faisceau de pompe issu d'une diode à petit ruban (20 μm). Il est donc facile de rendre un microchip monomode transverse. Ce guidage thermique est cependant très faible. La tolérance angulaire des miroirs pour obtenir une bonne qualité de faisceau est très donc faible (quelques 10^{-5} rad).

Il est également possible de polariser ces sources linéairement en introduisant des contraintes mécaniques si le milieu à gain est trop symétrique (comme Nd:YAG ou Er:Verre). Une des deux polarisations voit alors un seuil légèrement plus faible que l'autre et déplete le gain ce qui rend le laser linéairement polarisé. Les largeurs spectrales typiques mesurées par hétérodynages de deux lasers identiques en Nd:YAG sont inférieures à 10 kHz.

Les microchips peuvent être utilisés en mode impulsif par commutation de gain (en modulant la pompe) ou par commutation de perte (le miroir de sortie est remplacé par un étalon de Fabry-Perrot constitué d'une des faces du substrat partiellement réfléchissante et d'un micro-miroir partiellement réfléchissant monté sur un actuateur piézo-électrique). Dans une configuration impulsif par commutation de pertes, le CEA LETI a obtenu une énergie de 5 à 13 μJ pour une durée 3 ns et une puissance crête 1-4 kW (la puissance moyenne est de 10-65 mW à un taux de répétition 1-20 kHz). Une équipe japonaise a obtenu 130 μJ pour une durée de 14 ns [1.22]. Le milieu amplificateur est un verre phosphate Er,Yb: Verre, de dimensions de 100 μm x 1 mm de côté, fabriqué par la société américaine Kigre pompé par une puissance de 1 W à une longueur d'onde de 973 nm. L'absorbant saturable est composé de Co^{2+} :LMA (500 μm).

La limite principale de ce type de source est la puissance moyenne donnée par la puissance de pompe. Celle-ci est limitée par la dimension transverse du faisceau pour rester monomode et la longueur de la cavité. En outre, la mauvaise conductivité thermique du matériau Er:Verre rend problématique le fonctionnement à forte puissance. La sortie peut être fibrée. Ce type de laser possède les bonnes caractéristiques pour être un injecteur. Allier dans un laser la brillance, le

caractère monomode et une puissance moyenne qui dépasse quelques watts n'est en général pas simple. Pour des puissances importantes, il faut en général se tourner vers les configurations de type oscillateur amplifié (MOPA). Dans ce cas cependant, les sources ne sont plus alors monolithiques et intègrent de nombreux éléments à aligner.

Outre les lasers Er:Verre ou Er:Yb:Verre, le cristal Co:MgF₂ peut d'émettre à des longueurs d'onde un peu plus élevées dans la bande 1.6-2.5 µm. Il doit être pompé à 1318 nm par un laser Nd:YAG. Ces lasers peuvent fonctionner à température ambiante. Des énergies de 100 mJ ont été démontrées en pompant avec une énergie de 1.4 J dans la bande 1800-2450nm (efficacité 7%). La longueur d'onde doit être sélectionnée par un filtre intracavité [1.23]. Les largeurs spectrales ne sont pas mentionnées mais doivent être de l'ordre du nanomètre.

Dans les oscillateurs miniatures en anneau non planaires (NPRO), on utilise l'effet de rotation Faraday dans le matériau lui-même pour rendre le laser unidirectionnel [1.24]. Le pompage par diode accroît la compacité et l'efficacité de ces oscillateurs. Leur puissance de sortie est limitée à quelques centaines de milliwatts à une longueur d'onde de 1 µm. Ce type d'oscillateur a été utilisé dans plusieurs expériences de MOPA fibrés. [1.25]

1.3.2. Les lasers à fibres phosphates

La société américaine Kigre a développé une technologie de fibre optique dopée composée d'une matrice phosphate appelée verre QX et non d'une matrice silice. Ce matériau présente plusieurs avantages sur la silice [1.26]. La table (1.1) compare quelques matrices disponibles.

Hôte	Solubilité des terres rares	Taux de conversion d'état excité	Concentration de Dopant possible	Gain par unité de longueur
Silice	Faible	Haute	<1000 ppm	1 dB/m
Fluoré	Moyen	Très élevé	Moyen	0.13 dB/m
Phosphate	Très élevée	Faible	Très élevé	2 dB/cm

Table 1.1 – Comparaison de quelques matrices vitreuses

Les très fortes concentrations en Erbium qui peuvent être utilisées permettent d'obtenir des gains importants sur quelques centimètres de fibres seulement. Une longueur de 30 cm d'une fibre double gaine QX/Er:Yb:phosphate de 25 µm de cœur ouverture numérique 0.11 dont la gaine interne est carrée de taille 400µm x 400 µm (ouverture numérique 0.62) a été utilisée en configuration laser [1.27]. La fibre est pompée par 10 W à 943 nm. La fibre émet 3 W soit une efficacité de 30 % environ. La très faible longueur de fibre nécessaire permet d'augmenter le seuil des effets non-linéaires et d'accroître la compacité des dispositifs à base de verres phosphates. Cependant ces fibres ne peuvent pas être soudées efficacement sur des fibres silice ce qui limite les capacités d'intégration de diodes de pompe fibrées par exemple. En outre pour des dispositifs de très forte puissance de pompe, la charge thermique à dissiper dans de si petites longueurs de fibre est très importante. L'échauffement qui en résulte peut occasionner divers problèmes (réduction de l'efficacité, destruction de la gaine polymère...). L'intérêt de la géométrie des fibres est donc réduit.

Pour des raisons essentiellement de disponibilité technologique, d'intégrabilité et de maturité technologique, l'ensemble de notre travail ne concerne que les fibres silices.

1.3.3. Laser et amplificateurs à guides planaires

Les barrettes de diodes laser de puissance à grande étendue et de plusieurs watts de puissance sont caractérisées par un diagramme de rayonnement fortement astigmatique et multimode. Elles ne peuvent être couplées dans les fibres qu'après circularisation du faisceau. Au contraire la forme d'un guide planaire à une dimension est parfaitement adaptée au diagramme de rayonnement de la diode : dans la direction guidante, le couplage de l'axe rapide à faible M^2 est facile. En outre, en limitant l'épaisseur de la gaine à quelques centaines de microns, l'évacuation de la chaleur est très efficace par le dessus du guide rendant ces lasers peu sensibles aux effets thermiques.

Pour obtenir une qualité spatiale du faisceau laser satisfaisante, une structure double gaine spéciale est introduite dans la dimension du guide [1.28]. Dans les fibres dopées, la gaine interne peut être de grand diamètre (jusqu'à 400 μm) réduisant ainsi l'absorption effective. La longueur de fibre doit alors être grande afin d'absorber la pompe. Pour les guides ce n'est pas possible car la longueur du guide est limitée par les pertes passives et la technologie. La gaine interne est seulement 2 ou 3 fois plus large que le cœur. En outre, afin de réduire le nombre de modes amplifiés, le cœur n'est pas dopé sur toute sa largeur. En dopant 60% de largeur du cœur en GGG (Gadolinium Galium Grenat) avec du Néodyme par exemple, on obtient à la fois un faible guidage par l'indice (ON 0.03) et une sélection par le gain. Il s'agit de l'équivalent monodimensionnel d'une structure double gaine à large mode.

Dans la dimension non guidée, plusieurs stratégies sont possibles [1.28] : utilisation d'un adaptateur de mode, focalisation suffisante de la pompe et distance de Rayleigh comparable à la longueur d'absorption, utilisation de guides auto-imageant fonctionnant avec l'effet Talbot [1.29]. Ces résultats ont été obtenus avec des guides en YAG/Saphir ou YGG/Saphir dopés aux Neodyme ou à l'Ytterbium.

Les amplificateurs à guides en verres phosphates fabriqués par exemple par la société Teem Photonics avec une technologie du LETI sont créés par échange d'ions [1.30]. Aucune structure double gaine n'a toutefois été réalisée avec cette technologie. Leur puissance maximale théorique de sortie est donc limitée au watt environ. Les pertes passives dans ces substrats y sont élevées (plusieurs dB/cm).

1.4. Les fibres optiques dopées aux terres rares

1.4.1. Les terres rares

Les terres rares sont aussi appelés Lanthanides. Il s'agit des éléments dont le numéro atomique va de 57 à 71. Leurs propriétés viennent de leur structure électronique anormale : les couches externes 5s 5p et 6s sont déjà complètes alors que la couche 4f se remplit progressivement de 0

pour le Lanthane à 14 pour le Lutécium. Les couches externes génèrent un potentiel d'écran qui isole relativement la couche 4f de l'environnement électrique externe à l'atome. La protection offerte par les couches externes diminue l'effet de l'environnement. En particulier, les transitions optiques conservent une forme de raie relativement étroite lorsque les ions sont disséminés dans un hôte au lieu d'adopter une forme de bandes large si les électrons étaient délocalisés. L'autre conséquence est que les atomes de terres rares au sein d'un hôte solide se couplent peu aux vibrations du cristal. La durée de vie non-radiative de leurs niveaux excités est donc relativement longue. Cela contribue au caractère efficace de ces milieux.

Pour désigner les niveaux d'énergie des terres rares de la couche 4f, on utilise la notation de Russel-Saunders ou notation des spectroscopistes. $^{2S+1}L_J$. La couche f offre 14 états électroniques. L'ajout de leurs moments angulaires individuels l_i donne le moment total L. De même, l'ajout des spins individuels s_i donne le spin total s . Enfin le couplage entre les deux moments cinétiques donne le moment angulaire total : $J=L+S$.

Nous considérerons dans la suite deux terres rares, l'Erbium et l'Ytterbium, récapitulées dans le tableau 1.2. On trouvera un résumé de la spectroscopie de l'Ytterbium dans [1.31]. L'article [1.32] est plus détaillé. Pour l'Erbium, Miniscalco donne une synthèse très développée des propriétés de l'Erbium dans divers hôtes [1.33].

Elément	Numéro Atomique	Symbole	Configuration de l'ion trivalent	L	S	J
Erbium	68	Er	[Xe] (4f11 6s2)	6 (I)	3/2	$9/2 \leq J \leq 15/2$
Ytterbium	70	Yb	[Xe] (4f13 6s2)	3 (F)	1/2	$5/2 \leq J \leq 7/2$

Tableau 1.2 - Structure électronique de l'Erbium et de l'Ytterbium.

On trouve ainsi les états de plus basse énergie de l'Erbium : $^4I_{15/2}$ est le fondamental suivi de $^4I_{13/2}$, $^4I_{11/2}$ et $^4I_{9/2}$. Pour l'Ytterbium ce calcul ne donne que deux états $^3F_{5/2}$ et $^3F_{7/2}$. Les autres états de l'Ytterbium sont situés à des énergies beaucoup plus élevées.

Le champ électrique créé par l'environnement local de chaque ion lève la dégénérescence des niveaux correspondant à un triplet (L,S,J) d'énergie qui se séparent en sous niveaux Stark. Dans la silice, les sous-niveaux Stark qui composent les niveaux $^4I_{15/2}$ et $^4I_{13/2}$ de l'Erbium sont au nombre respectivement de 8 et 7 espacés d'environ 60 cm^{-1} . Les sous-niveaux des niveaux $^3F_{5/2}$ et $^3F_{7/2}$ de l'Ytterbium sont au nombre respectivement de 4 et 3 séparés de 200 cm^{-1} environ.

L'absorption par un ion de terre rare d'un photon le transfère vers un état d'énergie excité dans lequel il va rester pendant un temps moyen τ . La désexcitation a lieu par deux processus parallèles indépendants :

- la désexcitation radiative : l'ion émet un photon par émission spontanée ou stimulée dont la rapidité dépend de la force d'interaction avec le rayonnement (les photons spontanés du vide dans le cas de l'émission spontanée)
- la désexcitation non-radiative : l'ion se désexcite par couplage avec le réservoir énergétique que constitue le milieu solide qui l'accueille en émettant un phonon. Cette

désexcitation est d'autant plus rapide que le nombre de phonons à émettre est faible i.e. que leur énergie est grande.

1.4.2. Les matrices vitreuses

Les terres rares s'incorporent relativement facilement dans leur milieu hôte sous la forme d'ions trivalents. Sous cette forme, ils possèdent de nombreuses transitions dans le proche infrarouge. Par rapport aux matrices cristallines comme le YAG ou YVO₄, utilisées pour fabriquer des lasers massifs, les matrices vitreuses ont des structures désordonnées qui exposent les ions à un environnement électronique aléatoire. Cette distribution élargit considérablement les transitions des terres rares sur plusieurs dizaines de nanomètres. Les sources lasers à base de verres dopés sont donc large bande et accordables. Les transitions optiques qui ont lieu au sein de la couche 4f sont relativement indépendantes de leur hôte.

Les fibres optiques sont actuellement fabriquées à partir de matrices vitreuses même si des recherches sont menées pour la fabrication de fibres cristallines [1.34, 1.35]. Un verre est, par définition, un solide surfondu solidifié grâce à l'accroissement brutal de la viscosité obtenu par un refroidissement rapide en phase liquide [1.36]. Les oxydes qui le composent ont été classés en trois groupes :

- les formateurs de réseaux (SiO₂, B₂O₃, P₂O₅, GeO₂, Al₂O₃...) capables de former le verre à eux seuls. Dans le cas de la silice, la brique de base est un tétraèdre de SiO₄. Ces tétraèdres se lient en longs réseaux complexes qui forment la matrice. Elle possède de nombreux interstices dans lesquels peuvent être introduits les modificateurs.
- les modificateurs sont introduits en faible quantité dans la matrice. Ils fixent de nombreuses propriétés en particulier optiques du verre. Il s'agit principalement d'oxydes alcalins (Ca₂O, K₂O), alcalino-terreux et terres rares (Er₂O₃, Yb₂O₃).
- les intermédiaires qui selon la composition du verre sont soit formateurs, soit modificateurs (B₂O₃, P₂O₃, GeO₂, Al₂O₃)

Les formateurs et intermédiaires en fixant la structure du verre sont responsables :

- de la plus ou moins grande facilité d'incorporation des modificateurs.
- du niveau d'énergie maximale des phonons qui se propagent dans le verre. Cette valeur influe fortement sur les temps de vie non-radiatifs. Cette énergie passe de $E_{\text{phonon}}=900 \text{ cm}^{-1}$ dans une matrice silice codopée Germanium à $E_{\text{phonon}}=1300 \text{ cm}^{-1}$ dans une matrice silice codopée Phosphore. Pour la silice pure, $E_{\text{phonon}}=1100 \text{ cm}^{-1}$.

En outre, les intermédiaires modifient l'environnement électronique des sites offerts aux modificateurs et influent donc sur les sections efficaces d'interaction.

Le tableau 1.3 récapitule les principales propriétés de quelques modificateurs et intermédiaires.

Germanium	Il augmente l'indice du milieu (+0,056 % / % poids) et donc l'ouverture numérique. Il rend le milieu photosensible ce qui permet la photoinscription de réseaux de Bragg. Il accroît la sensibilité aux irradiations ce qui est préjudiciable aux applications spatiales.
Aluminium	Il augmente en général l'indice et donc l'ouverture numérique. Il favorise la solubilité des terres rares dans la silice. En particulier il réduit la formation d'agrégats d'Erbium. Il élargit considérablement les spectres d'émission et d'absorption en augmentant la proportion d'élargissement inhomogène.
Le Fluor	Il diminue considérablement l'indice du milieu (-0,31 % / % poids).
Le Phosphore	Il augmente l'énergie maximale de vibration du réseau. Il conduit donc à la diminution de la durée de vie non-radiative des niveaux les plus rapprochés. Il augmente considérablement l'indice. Il agit aussi comme un adaptateur de la maille cristalline locale permettant la liaison avec la matrice. Il modifie notablement les spectres d'émission et d'absorption [1.37].

Tableau 1.3 - Propriétés des principaux modificateurs et intermédiaires pour la silice.

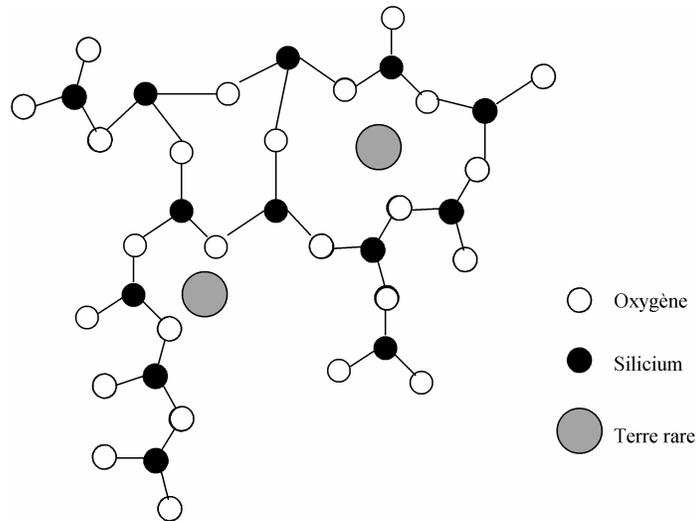


Figure 1.5 - Réseau de silice

1.4.3. Description de l'amplification dans les fibres optiques

Les interactions entre les ions de terres rares piégés dans une fibre optique et les faisceaux qui s'y propagent sont décrites par un formalisme initialement étudié par Desurvire et Giles [1.38-1.40] pour l'Erbium et Morkel [1.41] et Nilsson [1.42] pour l'Erbium-Ytterbium. Les terres rares utilisées forment en général des systèmes quasi-3 niveaux (Erbium, Ytterbium à courtes longueurs d'onde vers 978nm-1100nm) ou à 4 niveaux (Ytterbium aux grandes longueurs d'onde au-delà de 1030nm) (fig. 1.6).

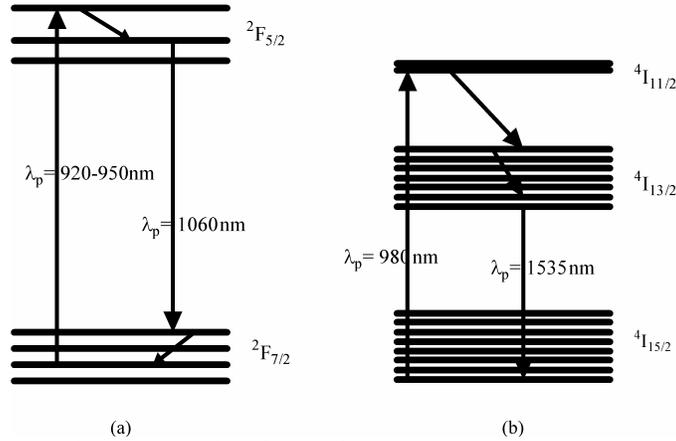


Figure 1.6 - L'Ytterbium (a) et l'Erbium (b) vus comme des systèmes à 4 et à 3 niveaux respectivement.

Considérons deux états 1 et 2 d'un ion d'énergies respectives E_1 et E_2 avec $E_2 > E_1$. La durée de vie non-radiative du niveau 2 est τ_2 . La probabilité d'absorption d'un photon d'énergie $E_2 - E_1$ est proportionnelle à la section efficace d'absorption σ_{12} alors que la probabilité d'émission d'un photon stimulé est proportionnelle à la section efficace d'émission σ_{21} . La puissance absorbée à la longueur d'onde λ par un milieu traversé par une intensité uniforme $I(\lambda)$ est donnée par $P_{abs} = \sigma_{12}(\lambda)I(\lambda)$.

1.4.4. Spécificité des fibres

Les lasers à fibres présentent trois différences majeures par rapport à aux lasers massifs :

- a) la petite taille des faisceaux dans la fibre ω_s et ω_p qui ne mesurent que quelques microns à quelques dizaines de microns conduit à des intensités très élevées
- b) le guidage du faisceau conduit à une longueur effective d'interaction qui n'est plus limitée par la diffraction. Dans un laser massif, la pompe et le signal se propagent selon des modes gaussiens.

Plus précisément, considérons un milieu amplificateur où les ions actifs participent à la transition laser depuis le niveau excité de durée de vie spontanée τ_2 .

Soit N_2 la population du niveau 2 dans un petit élément de volume autour du point de coordonnées (r, θ, z) . La fibre étant supposée à symétrie de révolution, les champs dans la fibre ne dépendent que de r et z . Il en est donc de même pour N_2 dont l'évolution est donnée par :

$$\frac{\partial N_2(r, \theta, z, t)}{\partial t} = -\frac{N_2}{\tau_2} - W_{21}N_2 + W_{12}N_2 \tag{1.3}$$

en désignant par W_{ij} le taux de transitions du niveau i au niveau j soit :

$$W_{ij} = \int_0^\infty \sigma_{ij}(\lambda) \int_0^\infty \frac{I^+(\lambda, r, z, t) + I^-(\lambda, r, z, t)}{hc/\lambda} \rho(r) 2\pi r dr d\lambda \quad (1.4)$$

avec σ_{ij} la section efficace de la transition $i \rightarrow j$, $I^\pm(\lambda, r, z, t)$ l'intensité à la longueur d'onde λ se propageant vers $\pm z$, ρ la densité en ions dopants.

Les puissances de pompe et de signal sont respectivement notées P_p et P_s . l'évolution de la population N_2 s'écrit :

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = -\frac{N_2}{\tau_2} - \frac{\sigma_s P_s}{\pi \omega_s^2 h \nu_s} + \frac{\sigma_p P_p}{\pi \omega_p^2 h \nu_p} \quad (1.5)$$

avec σ_s la section efficace d'émission, σ_p la section efficace d'absorption de la pompe, ω_s la rayon du faisceau signal, ω_p la rayon du faisceau pompe.

On a :

$$\omega^{s,p}(z) = \omega_o^{s,p} \left(1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2 \right)^{1/2} \quad (1.6)$$

Soit L la longueur du milieu, la longueur effective d'interaction est obtenue par intégration sur z de (1.6) et vaut $z_R \tan^{-1} L/z_R$. Le facteur de mérite de la configuration peut être défini comme :

$$IL_{eff} = \frac{P_p L_{eff}}{\pi \omega_0^2} = P_p \frac{\tan^{-1} \frac{L}{z_R}}{\lambda} < P_p \frac{\pi}{2\lambda} \quad (1.7)$$

Dans une fibre optique, les effets de diffraction sont compensés par le guidage et la longueur d'interaction s'identifie à la longueur du milieu.

$$IL_{eff} = \frac{P_p L_{eff}}{\pi \omega_0^2} = \frac{P_p L}{\pi \omega_0^2} \quad (1.8)$$

En général, $L\lambda \gg \omega_0^2$, la pompe et le signal interagissent donc beaucoup plus efficacement avec le milieu actif (fig. 1.7).

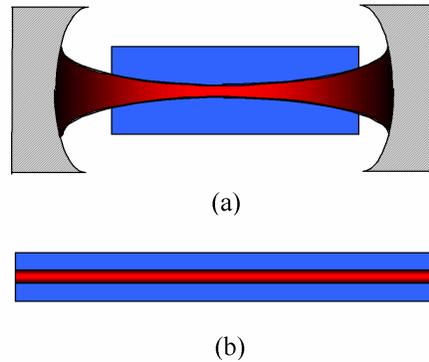


Figure 1.7 - Laser à base de cristaux (a) ou de fibre (b)

La force de l'interaction matière-rayonnement qui est un avantage lorsqu'il s'agit de l'interaction avec les terres rares est problématique pour la construction de sources de puissance de forte cohérence dans la mesure où elle conduit à des seuils d'effets non-linéaires très bas. C'est ainsi que rapidement les fibres optiques sont apparues comme des milieux idéaux pour l'étude des effets non-linéaires dans les milieux isotropes c'est-à-dire les effets non-linéaires liés à la susceptibilité d'ordre 3 : effet Kerr optique, diffusion Raman, diffusion Brillouin [1.43].

- c) Enfin, les fibres ont une géométrie bien plus favorable que les lasers solides traditionnels pour résister aux aberrations d'origine thermique.

Dans un laser, l'absorption des photons de pompe de puissance P_p et l'émission de photons signal de puissance P_s engendre une génération de chaleur égale à $P_{diss}=P_p-P_s$. La chaleur libérée dans les matériaux vitreux qui sont de mauvais conducteurs de la chaleur engendre une élévation de température qui peut atteindre plusieurs centaines de degrés. Cette élévation de température peut avoir trois conséquences néfastes classées par valeur croissante de température :

- a) Les populations des niveaux atomiques suivent la loi de Boltzman, l'élévation de la température va donc modifier les sections efficaces vues par le rayonnement qui traverse le milieu. D'autre part, l'augmentation de la température du milieu augmente la densité de phonons qui entraînent la désexcitation par émission spontanée. La durée de vie du niveau excité va donc diminuer. Ces deux phénomènes peuvent donc être préjudiciables à l'efficacité du laser ou de l'amplificateur en particulier pour les systèmes 3 niveaux comme Yb:YAG. Comme le niveau inférieur de la transition laser y est situé seulement à 612 cm^{-1} du niveau fondamental, l'élévation de température aboutit à son peuplement rapide. [1.44]
- b) Du fait de la dépendance en température de l'indice optique du matériau, l'indice optique noté n suit lui même une dépendance quadratique du type $n(r)=n_0+\Delta n(1-(r/a)^2)$. Le matériau agit donc comme un matériau à gradient d'indice équivalent à une lentille. Cette lentille thermique, va créer des distorsions de front d'onde qui sont préjudiciables à la qualité spatiale du faisceau. [1.45]
- c) Les contraintes thermiques engendrent des contraintes mécaniques qui peuvent atteindre le seuil de rupture du matériau conduisant à sa destruction. [1.46]

En supposant pour simplifier que le flux de chaleur est uniforme dans le milieu amplificateur, le flux minimum de chaleur généré dans un milieu de conductivité k où le faisceau de pompe à un rayon w_p et de longueur L est

$$Q = \frac{P_{diss}}{L \cdot \pi w_p^2} = \varepsilon \frac{I_p}{L} \quad (1.9)$$

En supposant que les échanges de chaleur avec l'extérieur sont principalement convectifs et en supposant une géométrie cylindrique, on peut calculer la distribution de température dans le barreau grâce à la loi de Newton pour le transfert de chaleur :

$$T(r) = T_{air} + \frac{Q w_p^2}{2k} \left(\ln \frac{b}{w_p} + \frac{k}{bh} \right) + \frac{Q w_p^2}{4k} \left(1 - \left(\frac{r}{w_p} \right)^2 \right) \quad (1.10)$$

où b est le rayon du barreau et h décrit la force du refroidissement convectif.

Pour des milieux usuels $k \sim 1$, $h > 10$, $b < 0.1$ m, par suite b et w_p sont du même ordre de grandeur. Le barreau s'échauffe donc de :

$$\Delta T \approx \varepsilon I_p \left(\frac{w_p^2}{bL} + \frac{1}{2} \right) \approx \varepsilon I_p \left(\frac{1}{2} + \frac{b}{L} \right) \quad (1.11)$$

A forte puissance, on a donc intérêt à utiliser des milieux lasers dont le facteur de forme L/b qui traduit l'allongement de la forme est grand. Dans ce cas le rapport entre la surface d'échange et le volume qui génère de la chaleur est élevé. De nombreuses recherches ont été menées afin d'optimiser les configurations de pompage des laser solides et ainsi en repousser les limites thermiques. Ces recherches ont notamment débouché sur les configurations des lasers à tranches à propagation en zig-zag [1.47], des lasers à barreaux pompés latéralement avec réflecteurs de pompe, des lasers à disque mince "thin disk" [1.44]. Les fibres sont l'exemple le plus extrême de cette situation et sont donc de bons candidats pour servir de milieux amplificateurs à forte puissance sans les effets de lentilles thermiques des lasers massifs.

1.5. Historique et technologie

1.5.1. 1964-1998 : Des fibres optiques dopées aux télécoms à fibres optiques

La première oscillation laser dans une fibre optique dopée a été obtenue en 1964 par Koestler et Snitzer qui ont observé un gain de 37 dB en régime impulsionnel dans une fibre de silice

multimode dopée au néodyme et pompée transversalement par lampe flash [1.48]. Le premier pompage longitudinal a été réalisé par Stone et Burrus en 1973 à l'aide d'une diode GaAs [1.49]. Cependant les fibres multimodes avaient des seuils d'oscillation laser élevés et nécessitaient donc d'être pompées avec des sources de pompe peu aisées à utiliser. La première fibre amplificatrice monomode transverse a été utilisée en 1985 par Poole et Payne à l'université de Southampton grâce aux progrès effectués dans les processus de fabrication avec l'apparition de la MCVD (Modified Chemical Vapor Deposit) [1.50]. Les fibres monomodes permirent d'obtenir de très bonnes efficacités laser et de très forts gains grâce au fort confinement du champ. Le premier amplificateur à fibre optique dopée Erbium fut construit en 1987 par Mears et Payne. D'autres terres rares ont ensuite été utilisées Néodyme [1.51], Ytterbium, Praseodyme et Thulium pour les principales.

La coïncidence entre la bande de gain de l'Erbium autour de 1,5 μm et le minimum de perte des fibres monomodes en silice a permis aux amplificateurs Erbium de jouer un rôle primordial dans le développement des réseaux de télécommunications. Les amplificateurs à fibres dopées Erbium ont peu à peu remplacé les régénérateurs opto-électroniques avec une bande de gain bien supérieure de l'ordre de 32 nm en bande C et autant en bande L. Ils offrent un gain élevé (30 à 40 dB), peu de bruit et sont indépendants de la polarisation. Cette technologie aujourd'hui mature a permis le développement de composants à la fois fiables et bas coûts. Grâce à eux on peut trouver des amplificateurs EDFA aussi bien dans les réseaux optiques transocéaniques que dans les réseaux métropolitains. Ces développements concernent à la fois les composants passifs (coupleurs, isolateurs, multiplexeurs..) et les diodes de pompes à 980 nm et à 1480 nm qui sont les deux bandes de pompe les plus efficaces pour l'Erbium.

La structure des fibres monomodes qui permettait un gain élevé et une bonne efficacité était aussi un frein au développement de sources de plus forte puissance : seuls des lasers de pompe monomodes (diode laser, Nd:YAG,...) pouvaient être couplées avec la fibre. La puissance de pompe disponible était donc limitée. L'apparition des fibres à double gaine a permis de coupler des diodes de pompe multimodes à large ruban ($>100\mu\text{m}$) dans des fibres dopées qui guident le signal dans un guide monomode. Ces fibres furent aussi inventées en 1988 par Snitzer et al [1.52]. Dans ces fibres le signal se propage dans un guide formé du cœur dopé aux terres rares et d'une gaine appelée gaine interne en silice tandis que la pompe se propage dans un guide multimode formé de la gaine interne et d'une seconde gaine plus large, la gaine externe en polymère de bas indice ou plus rarement en silice dopée au fluor (fig. 1.8). Le cœur peut être monomode. Comme il se trouve dans la gaine interne, le faisceau de pompe le traverse librement et interagit avec les terres rares qu'il contient. Les fibres double gaine ont ainsi ouvert la voie à des milieux amplificateurs alliant à la fois forte puissance de pompe et grande efficacité.

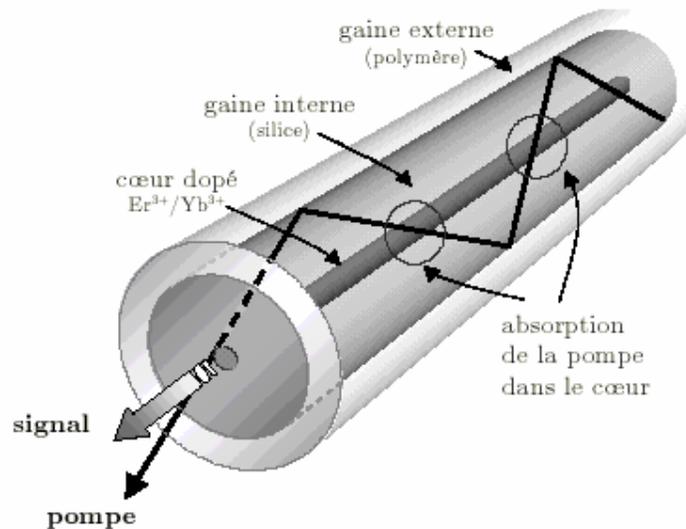


Figure 1.8 - Structure d'une fibre double gaine (d'après [1.55]).

1.5.2. 1998-2005 : Montée en puissance et diversification

Depuis les années 80, les diodes de pompe ont connu un développement impressionnant en terme de puissance continue et de fiabilité : en 1990 apparaissent des diodes de 20 W et de durée de vie supérieure à 10000h [1.53]. Aujourd'hui on trouve couramment des barres de diodes multiplexées qui permettent de disposer de plusieurs kilowatts de pompe à 975 nm sur des fibres de 600 μm de cœur pour une ouverture de 0.22.[1.54]. La fabrication de fibres à double gaine avec une gaine de quelques centaines de microns ne pose pas de problème particulier et permet donc de coupler des puissances de pompe de plusieurs kilowatts. Plusieurs systèmes de couplage pour coupler les diodes de pompe et les fibres double gaine ont été proposés. Le couplage par l'extrémité est principalement utilisé en laboratoire. Le champ en sortie de la diode de pompe ou de sa fibre de sortie est simplement imagé sur une des faces de la fibre double gaine. Les systèmes commerciaux utilisent des systèmes plus robustes et plus compacts [1.55]. Les quatre principaux sont représentés sur la figure 1.9.

- Le couplage (a) par coupleur multibrin utilisé par les produits OFS, ITF, SIFAM [1.58].
- Le couplage (b) par encoche ou V-groove utilisé par la société Keopsys [1.56].
- Le couplage (c) par couplage latéral utilisé par les société Highwave et IPG [1.59].
- Le couplage (d) par onde évanescence utilisé par le société SPI dans ses produits GT Wave™ [1.57].

Une fois la puissance convenablement couplée à la fibre, les terres rares doivent la convertir en signal. Les terres rares les plus efficaces sont l'Ytterbium et le Neodyme. Après avoir motivé la recherche pendant plus de 10 ans avec les applications télécoms, l'Erbium a cédé la place à l'Ytterbium comme terre rare de choix en vue de concurrencer les sources Nd:YAG.

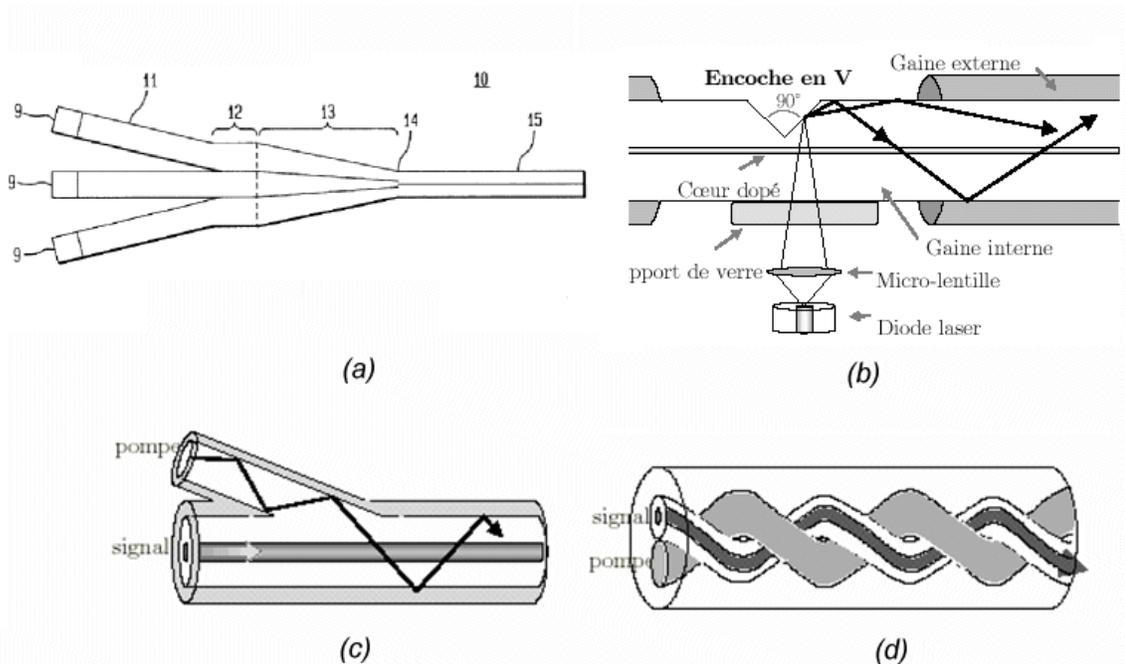


Figure 1.9 - Différents dispositifs de couplage (a, d'après [1.58] b,c,d d'après [1.55])

Le Neodyme est pompé autour de 808 nm et l'Ytterbium est pompé entre 910, 940 nm ou 980 nm. Un photon de pompe donne au maximum un photon signal. L'efficacité de conversion maximale est égale au rapport entre l'énergie d'un photon de signal et celle d'un photon de pompe. Elle est donc égale à $\eta_{Nd} = 808/1060 = 76\%$ pour le Néodyme et $\eta_{Yb} = 975/1060 = 92\%$ pour l'Ytterbium. Dans les lasers Ytterbium, 80% d'efficacité sont couramment atteints. Le Neodyme est un système à 4 niveaux. Les lasers aux Neodyme ont donc des seuils qui peuvent être très faibles et ne nécessitent pas des pompes de grande brillance. La concentration en Neodyme est par ailleurs limitée par les mécanismes de recristallisation. De gros volumes actifs sont donc nécessaires pour absorber la pompe. Le longueur de fibre ne pouvant pas trop être augmentée à cause des pertes. L'accroissement de la taille du cœur qui devient multimode rend difficile l'obtention de sources de grande brillance. L'Ytterbium est au contraire un système à 1060 nm quasi-4 niveaux qui présente de la réabsorption. Des pompes de brillance suffisantes doivent donc être utilisées pour conserver une inversion de population suffisante à obtenir un gain net. Par ailleurs la limite de concentration est plus élevée. Ainsi ce sont les sources à base de fibres dopées Ytterbium qui permettent d'obtenir les plus grandes brillances. Récemment 1.4 kW ont été obtenus dans une fibre monomode Ytterbium (fig. 1.10) [1.60].

De telles puissances génèrent des intensités très importantes : un laser à fibre déclenché générant des impulsions de 2,3 mJ et 10 kW de puissance crête présenté dans [1.61] génère une densité de puissance de 6.5 W/m^2 soit 650 MW/cm^2 . Ce n'est pas loin du seuil de dommage de la silice massive estimé à $20 \text{ W}/\mu\text{m}^2$ en continu soit 2 GW/cm^2 .

Le mécanisme principal d'endommagement des diélectriques est l'échauffement des électrons du réseau [1.62]. Il est contrôlé par deux constantes de temps : la thermalisation des électrons T_e qui cèdent leur énergie cinétique aux ions du réseau en quelques ps et la diffusion de la chaleur hors de la zone éclairée T_d (quelques centaines de ns). Soit T_p la durée des impulsions. Le seuil de dommage vaut 2 J/cm^2 pour des impulsions de 10 ns à 1064 nm et il varie comme $T_p^{1/2}$ jusqu'à une dizaine de microsecondes (fig. 1.11). Au-delà de T_d , la zone d'échauffement a le temps de se thermaliser, le seuil se stabilise à environ 20 GW/cm^2 à 1064 nm et la puissance moyenne devient le paramètre pertinent. Ces seuils varient comme $1/\lambda$. Par ailleurs, une fibre en silice dopée présente des variations d'indice qui abaisseront sans doute le seuil de dommage de la fibre sous cette valeur limite.

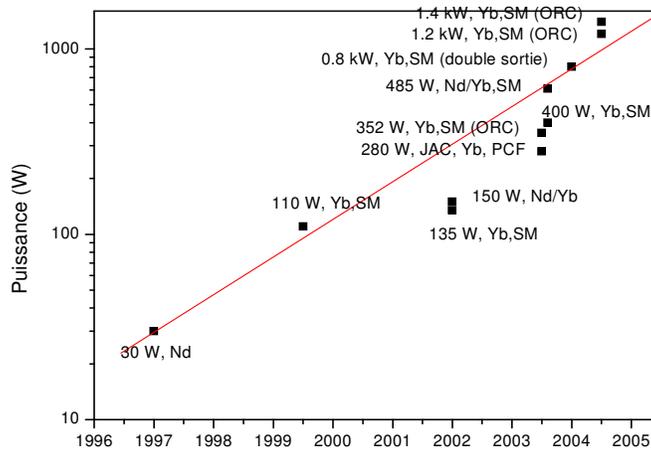


Figure 1.10 - Progression de la puissance des lasers Ytterbium au cours des dernières années

L'autre limite en puissance cette fois est donnée par le seuil d'autofocalisation dans la fibre. Au-delà d'une certaine intensité, l'effet Kerr qui tend à concentrer l'énergie dans les zones de fort champ devient plus fort que la diffraction dans le cœur. Il y a autofocalisation. Ce seuil peut être estimé en écrivant que les termes de l'équation de Helmholtz correspondant à l'effet Kerr et au laplacien sont du même ordre de grandeur [1.63]. On en déduit un seuil indépendant de la taille du faisceau puisque la force de la diffraction croît elle aussi comme l'inverse de la section transverse du faisceau :

$$P_{th} = \frac{\lambda^2}{4\pi n_o n_2} \tag{1.12}$$

où $n_0=1,445$ est l'indice de la silice et $n_2 = 3.2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2\text{W}^{-1}$ l'indice non-linéaire de la silice. On obtient alors $P_{th}=4 \text{ MW}$.

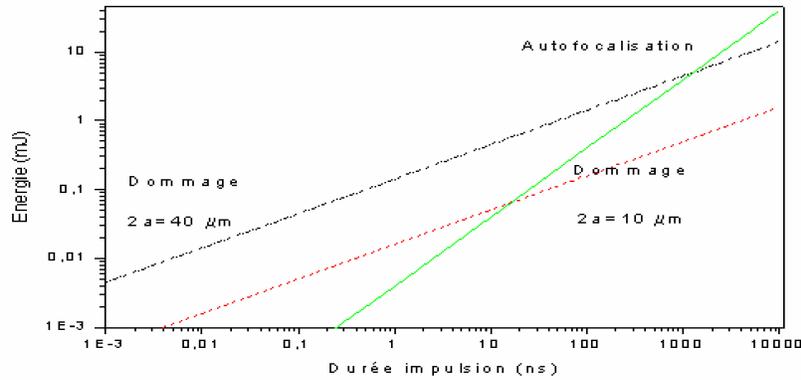


Figure 1.11 - Limites due à l'autofocalisation (vert) et aux dommages à la face de sortie pour une fibre de diamètre $2a=10 \mu\text{m}$ (rouge) et une fibre de diamètre $2a=40 \mu\text{m}$ (noir).

Avant même d'atteindre ce seuil de dommage, les intensités élevées sont au-dessus des seuils des effets non-linéaires dans les fibres [1.43]. L'élargissement spectral qu'ils engendrent est le plus souvent préjudiciable aux applications. La première solution est donc d'augmenter la taille du cœur qui guide le signal afin de diminuer l'intensité dans la fibre. Cet accroissement du cœur doit cependant préserver la qualité spatiale du faisceau. Il faut donc rendre la fibre la moins multimode possible. Si le diamètre de cœur augmente, l'ouverture numérique doit donc être diminuée. Des structures plus ou moins complexes destinées à obtenir des gros cœurs d'ouverture numérique faible, peu sensibles aux pertes par courbure ont été mis au point principalement à l'université de Southampton sous le nom de fibre LMA pour "Large Mode Area" (fig. 1.12) [1.64]. Cette voie de montée en puissance des sources à fibres optiques dopées a fait l'objet d'intenses recherches depuis leur première introduction en 1998 y compris tout au long de la période de ce travail de thèse.

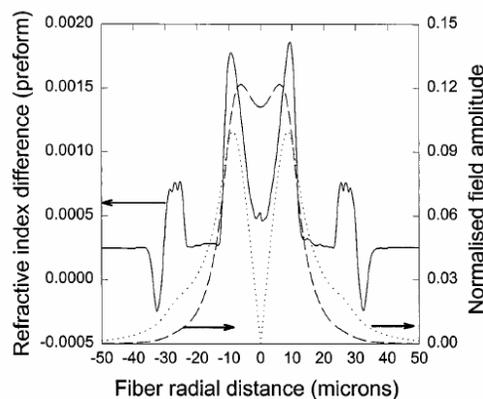


Figure 1.12 - Profil d'indice d'une fibre LMA et premiers modes

C'est ainsi qu'actuellement des fibres amplificatrices de 30 à 40 μm de diamètre de cœur sont utilisées. Par exemple des fibres LMA de 30 μm de cœur avec une ouverture numérique de 0.06

dopées à l'Ytterbium ont été fabriquées [1.65]. De la même façon, une fibre dopée Erbium de 20 μm de taille de cœur et d'ouverture numérique 0.066 a pu être fabriquée [1.66]. C'est en fait la différence d'indice la plus faible qui permette d'obtenir un profil d'indice contrôlé avec suffisamment de précision par la technique classique de fabrication des fibres : la MCVD. Aux ouvertures numériques plus faibles, les pertes par courbure deviennent importantes en particulier aux longueurs d'onde élevées où le mode est moins confiné. En outre, le profil d'indice est difficile à garder constant le long de la fibre. Des techniques permettent dans certains cas d'obtenir une propagation quasi-monomode dans une fibre qui guide quelques modes (cf. chapitre 4). Un filtrage spatial distribué le long de la fibre peut être mis en place en courbant la fibre de façon à introduire des pertes sur les modes d'ordre supérieur [1.67]. Le dopage peut être réparti de manière sélective pour donner plus de gain au mode fondamental [1.68]. Des adaptateurs de modes peuvent être utilisés lors de l'injection [1.69]. Toutes ces techniques permettent d'améliorer la qualité du faisceau mais ne permettent pas un fonctionnement robuste et indépendant des conditions environnementales de l'amplificateur. Elles seront étudiées au chapitre 4.

L'équipe de l'université du Michigan a ainsi obtenu des records récents de puissance crêtes (2,4 MW crête sur 4 ns) et d'énergie par impulsion (27 mJ sur 50 ns, 82 mJ sur 500 ns) à une longueur d'onde de 1064 nm dans des fibres dopées Ytterbium [1.70]. La source est composée d'une diode laser monomode longitudinalement utilisée en commutation de gain sur des impulsions à faible taux de répétition (10Hz-1 kHz). Les impulsions sont amplifiées par un préamplificateur monomode jusqu'à 38 μJ . Un deuxième étage les amplifie jusqu'à 2,7 mJ. Enfin l'étage de puissance construit avec une fibre de 200 μm de diamètre d'ouverture numérique 0.06 enroulée sur un tambour d'une dizaine de centimètres de diamètre et pompée par une diode laser de 200 W à 915 nm, délivre les impulsions haute énergie avec un facteur $M^2 \sim 6.5$. Certaines applications comme l'amplification d'impulsions femtosecondes nécessitent pourtant de maintenir des pertes faibles sur une très large plage de longueur d'onde ce qui dans les fibres à gros cœur et faible ouverture numérique est problématique. L'introduction d'un type de fibre révolutionnaire a rendu cette amplification possible. Les fibres à cristaux photoniques à guidage par l'indice font l'objet de recherches très intenses [1.71, 1.72]. Ces fibres sont constituées d'un cœur en silice et d'une gaine formée d'un réseau triangulaire de pas Λ de trous d'air de diamètre d (fig. 1.13). Ces trous sont obtenus lors de l'étirage d'un faisceau de tubes de silice creux, le tube central étant remplacé par un ou plusieurs barreaux en silice pleins qui formeront le cœur. En introduisant un degré de liberté supplémentaire, le facteur de remplissage de la gaine et le type de défaut dans le réseau qui forme le cœur (un ou plusieurs trous manquant), elles permettent d'introduire de nouvelles propriétés contrôlables. Une anisotropie dans le réseau de trous peut permettre d'obtenir une fibre à maintien de polarisation. Grâce à la dispersion de guide, le zéro de dispersion peut être décalé vers le visible [1.73]. La dispersion peut être rendue plate sur des plages de longueur d'onde de l'ordre d'une centaine de nanomètres [1.73]. Ces propriétés sont particulièrement importantes pour la génération d'impulsions solitoniques et de supercontinuum [1.74], [1.75]. La propagation peut être monomode pour une plage de longueurs d'ondes tout en maintenant des pertes par courbures faibles sur cette plage [1.76]. Alternativement, à une longueur d'onde donnée, la taille du cœur peut être rendue très grande tout en préservant une propagation monomode. Notons cependant que ces propagations monomodes ne sont possible

que si l'indice du cœur est égal à mieux que $\sim 10^{-5}$ à celui des barreaux qui composent la gaine microstructurée. On peut en effet définir par analogie avec les fibres conventionnelles à saut d'indice une fréquence normalisée V [1.77] Dans une fibre à cristal photonique, la fréquence normalisée est donnée par :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{n_{\text{cœur}}^2(\lambda) - n_{\text{gaine}}^2(\lambda)}$$

Par rapport à une fibre à saut d'indice classique, les indices effectifs du cœur et de la gaine varient beaucoup avec la longueur d'onde, surtout pour l'indice de la gaine. Considérons une maille élémentaire du réseau. Lorsque la longueur d'onde est petite devant le pas du réseau Λ , le champ électromagnétique pénètre peu dans les trous et l'indice effectif vu par le mode est proche de celui de la silice donc du cœur. Aux grandes longueurs d'onde, le champ pénètre plus dans les trous et l'indice tend vers l'indice moyen de la gaine qui est fonction de d/Λ . La fréquence normalisée n'a donc pas un comportement en $1/\lambda$ comme les fibres classiques qui rendrait la fibre d'autant plus multimode que λ est petit. Le terme sous la racine peut décroître suffisamment vite pour rendre la fibre monomode pour tout λ . La condition de coupure du mode d'ordre supérieur est donnée par $V < \pi$ [1.77]. Pour un réseau triangulaire et un seul tube retiré, la condition pour avoir un guidage monomode pour tout λ est donnée par $d/\Lambda \leq 0.45$ environ. En pratique la taille maximale du cœur est limitée par les pertes de propagation : si V est inférieur à 1, le mode pénètre beaucoup dans la gaine dont les impuretés engendrent des pertes. Si λ/Λ devient trop petit (< 0.1), des pertes par diffusion causées par la non-uniformité longitudinale de la fibre interviennent. En pratique la taille du cœur est limité à 25-30 μm pour un réseau dont un trou a été remplacé [1.78] par le cœur et 35-40 μm pour un réseau dont 7 trous ont été remplacés par le cœur [1.79]. Dans une situation où le gain par unité de longueur dans l'amplificateur est significativement plus important que les pertes par courbure, il a même été fabriqué une fibre monomode dont le diamètre de mode dépasse 45 μm [1.80]. A l'opposé, des fibres dont la gaine est microstructurée avec un petit cœur et un rapport d/Λ important peuvent présenter des modes aussi petit que 1 μm [1.73]. Grâce à leur très faible aire effective, les effets non-linéaires sont exacerbés. Il est alors facile de générer de l'amplification paramétrique avec une source continue en pompant au voisinage du zéro de dispersion de la fibre [1.81]. Le processus est d'autant plus efficace que la dispersion est plate.

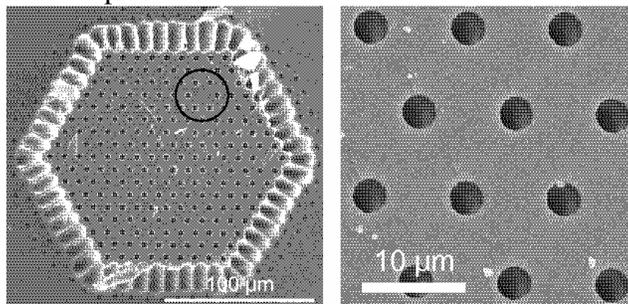


Figure 1.13 - Coupe d'une fibre à cristal photonique et à gaine d'air

Pour réaliser des amplificateurs, le cœur en silice est dopé avec des terres rares. Ce dopage élève l'indice du cœur, les fibres dopées Ytterbium sont donc généralement également codopées au Fluor qui fait chuter l'indice du cœur pour compenser l'influence de l'Ytterbium et de l'Aluminium. Ces amplificateurs à fibres dopées Ytterbium microstructurées permettent l'amplification jusqu'à des puissances crêtes record d'impulsions picosecondes et femtosecondes. L'équipe de Limpert a ainsi obtenu 60 kW crêtes sur des impulsions de 10 ps [1.82] et 1.7 MW pour des impulsions de 80 fs en utilisant un système d'amplification d'impulsions chirpées [1.83]. Pour des applications à bande étroite comme les Lidar cohérents, l'utilisation de fibres à cristaux photoniques n'est pas pertinente [1.74]. Ceci est d'autant plus vrai pour des amplificateurs à fibres dopées Erbium-Ytterbium car l'ajout de phosphore, d'aluminium et des terres rares limite l'ouverture numérique minimale du cœur à environ 0,1. L'ajout du fluor ne semble pas suffisant pour faire chuter l'indice jusqu'à celui de la silice pure. L'équipe de Shirakawa a fait réaliser une fibre à cristaux photoniques dopée Erbium-Ytterbium pour l'amplification d'impulsions femtosecondes par Crystal Fibers [1.84]. Pour diminuer l'indice du cœur et donc rendre cette fibre monomode, le cœur a été réalisé en étirant un ensemble de barreaux dopés et non dopés. Cette technique de contrôle de l'indice du cœur par microstructuration a cependant l'inconvénient de diminuer d'autant l'absorption de la fibre. En outre, la fibre obtenue n'est pas tout à fait monomode et elle a du être courbée pour être rendue "effectivement" monomode.

Les fibres doubles gaines à gaines d'air "air-clad" constitue une autre innovation qui permet de guider la pompe dans un cœur de silice entouré d'une gaine microstructurée formée de gros trous d'air [1.85] (fig. 1.13). Comme la proportion d'air dans la gaine est élevée, son indice effectif est proche de celui de l'air. L'ouverture numérique du guide ainsi obtenu est proche de 0,6 et peut même atteindre 0,8 [1.86] ce qui permet de coupler directement des barrettes de pompe de faible brillance. La présence de veines d'air ne réduit que très peu les propriétés de dissipation thermique [1.87]. En outre, la pompe pénètre très peu dans le polymère de protection de la fibre contrairement aux fibres à double gaine à polymère traditionnel. De telles fibres pourraient donc potentiellement accepter plusieurs kilowatts de puissance de pompe. L'accroissement continu de la brillance des barres de diodes de pompe réduit toutefois l'intérêt de cette technologie complexe et dont la compatibilité avec les technologies intégrées de couplage de la pompe décrites ci-dessus est à démontrer. Des fibres classiques à triples gaines ont en effet montré une efficacité et des performances thermiques accrues [1.88]. Enfin les fibres microstructurées à cœur d'air "hollow core" guident la lumière dans un antiguide d'air. Ces fibres sont utilisées comme compresseurs d'impulsions dans les sources femtosecondes à base de d'amplification chirpée (ou « CPA ») grâce à leur plus faible non-linéarité que la silice [1.89]. Elles peuvent aussi servir à transporter de l'énergie dans l'air à des longueurs d'onde supérieures à 2 μm contrairement à la silice [1.90]. Ces fibres offrent aussi la possibilité d'intégrer des fonctions non-linéaires : le cœur peut être rempli de gaz ou de liquide pour réaliser par exemple une conversion Raman [1.91].

1.5.3. Etat de l'art des sources à fibres optiques dopées pour les impulsions longues à 1,5 μm

La montée en puissance des sources laser fibrées a subi une accélération exponentielle ces dernières années tirant parti de l'accroissement de la brillance des diodes de pompe et des progrès technologiques des structures de fibres optiques.

Après le déclin du secteur des télécommunications optiques en 2002, l'essentiel des efforts s'est focalisé sur les sources à fibres dopées Ytterbium susceptibles de concurrencer les Nd:YAG. Les états de l'art dans ce domaine ont du être remis à jour plusieurs fois par an.

Les sources à 1,5 μm ont connu un développement relativement lent au regard du développement des sources à fibres dopées Ytterbium. Cela est principalement dû à la complexité relative de la technologie de fabrication de ces sources. L'Erbium permet d'amplifier une plage de longueurs d'onde d'environ 100 nm autour de 1,5 μm ce qui donne accès à des longueurs d'onde à sécurité oculaire. La faible absorption de l'Erbium ne permet cependant pas d'accéder à des puissances moyennes élevées. Les fortes énergies (à partir du millijoule) ou les taux de répétitions supérieurs à 1 kHz nécessitent d'absorber des puissances de pompe élevées. Les fibres codopées Erbium-Ytterbium dont le principe est étudié au chapitre 2 permettent ainsi d'accéder à des puissances de plusieurs watts. C'est en utilisant des sources à fibres Erbium-Ytterbium que plusieurs équipes (cf. table 1.4) ont atteint des énergies de plusieurs centaines de microjoules puis 1 mJ au cours de cette thèse.

Dopage	λ (nm)	Energie (mJ)	Durée d'impulsion (ns)	Oscillator laser	M ²	Fréquence de répétition	Equipe	Année
Er		0.5			?	2.5 kHz	ORC [1.99]	1993
Er		0.158			1	1 kHz	ORC [1.66]	1997
Er	1534	0.5	500	FRL	MM	200 Hz	ORC [1.65]	1998
Er	1555	0.45	80	DFB – LD		1 kHz	Coractive [1.100]	2004
Er/Yb	1536	0.29	100	DFB – LD	2.1	4 kHz	ORC [1.101]	2004
Er/Yb	1552	0.1	400	DFB – LD	1.4	15 kHz	ONERA/ Keopsys [1.102]	2005
Er/Yb	1535	1	88	DFB – LD	~5	1 kHz	ORC [1.103]	2004
Er/Yb	1562	0.3	2	DFB – LD	1.7	2 kHz	Aculight [1.104]	2004

Table 1.4 – Performances des sources impulsionnelles à sécurité oculaire

1.5.4. Nouvelles approches pour la montée en puissance des sources fibrées

Afin de terminer ce tour d'horizon des technologies fibrées, nous décrivons dans ce chapitre deux autres voies très différentes et complémentaires à l'accroissement à la taille du cœur en diminuant l'ouverture numérique. Les recherches sur ces deux voies en sont encore à leur début.

1.5.4.1. Mise en phase d'émetteurs monomodes transverse

Nous avons identifié les principales limites des sources construites à partir d'un seul émetteur. Une autre possibilité est de partir de N émetteurs fibrés mutuellement cohérents et de les combiner de manière cohérente. Pour ce faire deux types d'approches sont envisagés :

- la constitution de réseaux de lasers auto-organisés
- la mise en phase active

Dans un réseau de lasers auto-organisé, on crée un couplage entre les différents oscillateurs de sorte qu'il y a verrouillage de la phase et émergence d'un supermode. Le couplage peut être introduit par ondes évanescentes (par exemple dans une fibre multicœurs [1.92]) ou en plaçant les différents lasers dans une cavité commune [1.93, 1.94]. Cette technique a été beaucoup étudiée pour la mise en phase de diodes lasers mais souffre généralement d'instabilités qui croissent avec N et d'une mauvaise qualité de faisceaux. [1.95]

Dans le cas d'un phasage actif, on utilise un laser maître qui sert de référence pour injecter après ajout d'une phase φ_i N amplificateurs dont les sorties sont collectées par une optique ou un coupleur multibrin [1.96]. Après combinaison, un signal d'erreur est calculé, puis utilisé pour corriger les phases φ_i . Ce type de montage produit en général un champ lointain formé d'un pic principal et de pics satellites contenant une fraction importante de l'énergie. Des optiques diffractives permettent de reformer un faisceau gaussien à partir de ces motifs. Cette voie peut a priori être utilisée pour N grand mais reste complexe.

1.5.4.2. Correction de phase d'émetteurs multimodes

Enfin, on peut aussi envisager de travailler sur le rayonnement issu d'un seul émetteur très multimode et donc de mauvaise qualité spatiale. Des processus non-linéaires comme l'effet photoréfractif ou la conjugaison de phase sont utilisés pour améliorer la qualité spatiale du rayonnement obtenu.

Le mélange à deux ondes dans un matériau photoréfractif permet de transférer de l'énergie d'une pompe multimode très intense vers un faisceau sonde monomode de très bonne qualité spatiale mais peu intense sans transférer sa phase. Ainsi, le faisceau de meilleure qualité peut être amplifié. La sortie d'une fibre dopée Ytterbium de diamètre $55 \mu\text{m}$ et d'ouverture numérique 0,19 délivrant 18 W de signal à $1.06 \mu\text{m}$ très multimode ($M^2 \sim 10$) a permis d'obtenir après mélange dans un cristal de Rh:BaTiO_3 une puissance continue de 11.6 W avec $M^2 \sim 1.2$ [1.97]. Par contre cette technique est sensible à la polarisation et le temps d'apparition du réseau dans un cristal photoréfractif est long ce qui limite son utilisation à la correction spatiale de signaux dont les variations temporelles sont lentes.

Les miroirs à conjugaison de phase ont la propriété de réfléchir une onde dont la phase porte une courbure donnée en une onde conjuguée de vecteur d'onde opposé avec une courbure opposée. Ainsi, une onde qui a subi des aberrations sera réfléchi de sorte qu'elle repasse par les mêmes aberrations et soit corrigée. Un amplificateur qui produit un faisceau multimode aberrant pourra donc fonctionner en double passage et produire un faisceau parfait grâce à un miroir à conjugaison de phase. Un tel miroir réalisé dans une fibre optique multimode a été utilisé pour faire fonctionner un amplificateur à fibre optique dopée Ytterbium en double passage [1.9]. Une réflectivité de 86 % a été obtenue sur des impulsions de 2,23 mJ. Lorsque l'onde incidente arrive sur la fibre multimode, elle se décompose sur les modes propres de la fibre. Dans le cas de la conjugaison de phase, les réseaux d'onde acoustiques de la diffusion Brillouin réfléchissent chaque mode en une onde conjuguée.

Une configuration encore plus intéressante est la configuration de nettoyage de faisceau. Dans cette configuration, le faisceau amplifié très aberrant traverse un circulateur en espace libre puis il est envoyé sur une fibre multimode. Lorsque les conditions sont remplies, les réseaux d'onde acoustiques Brillouin peuvent préférentiellement réfléchir l'énergie sur le mode fondamental de sorte que l'onde qui retransverse le circulateur en sens inverse est spatialement propre ! Un faisceau de $M^2 \sim 6,5$ a ainsi été converti en un faisceau de $M^2 \sim 1,3$ avec une efficacité de 31 % [1.98].

1.6. Conclusion du chapitre 1

Dans ce chapitre, nous avons présenté les principales contraintes sur les sources laser destinées aux applications Lidar impulsions à détection cohérente. Ces dernières doivent posséder :

- Une énergie par impulsion moyenne (100 μ J à 1 mJ) pour des impulsions de quelques centaines de nanosecondes à une microseconde.
- Le rayonnement émis par ces sources doit être de grande luminance spectrale. Son spectre doit être proche de la transformée de Fourier de la forme temporelle. Les impulsions doivent donc avoir une forme proche d'une gaussienne.
- Dans le domaine spatial, le faisceau de sortie doit s'approcher d'un faisceau gaussien fondamental de façon à pouvoir être collimaté sur de grandes distances. Nous avons étudié l'évolution du rapport signal sur bruit qui varie comme le carré du paramètre M^2 . Ce dernier doit donc être proche de 1.
- Enfin les contraintes d'embarquabilité imposent des sources compactes, efficaces et intégrables.

Les sources à fibres dopées Erbium issues du domaine des télécommunications présentent ces caractéristiques pour des puissances moyennes de quelques centaines de milliwatts et des puissances crêtes de quelques watts. Au-delà, les fibres codopées Erbium-Ytterbium permettent de générer de quelques watts à quelques dizaines de watts de puissance moyenne pour quelques kilowatts de puissance crête. Pour les puissances crêtes élevées, des fibres à large cœur et faible ouverture numérique doivent être utilisées. Les limites principales sont fixées par les effets non-linéaires et la qualité spatiale du faisceau émis lorsque la fibre devient multimode.

1.7. Références du chapitre 1

- [1.1] M. Valla, "Etude d'un lidar doppler impulsif à laser Erbium fibré pour des mesures de champ de vent dans la couche limite de l'atmosphère", Thèse de doctorat soutenue le 28 juin 2005, EDITE
- [1.2] M. Harris, G.N. Pearson, K.D. Ridley, C.J. Karlsson, F. A. Olsson, D. Letalick, « Single- particle laser Doppler anemometry at 1.55 μm », *Applied Optics*, 40, No.6, (2001)
- [1.3] J.-P. Cariou, B. Augere, D. Goular, J.-P. Schlotterbeck, et X. Lacondamine, « All-fiber 1.5 μm CW coherent laser anemometer DALHEC. Helicopter flight test analysis », 13th Coherent Laser Radar conference (CLRC), Kamakura (2005)
- [1.4] C.V. Poulsen et al., "Applications of Single Frequency Fiber lasers", CL4-1-THU, *CLEO Europe*, (2003)
- [1.5] S. Alam, K. Yla-Jarkko, A.B. Grudinin, "High power, single frequency DFB fibre laser with low relative intensity noise", CL4-2-THU, *CLEO Europe* (2003)
- [1.6] G.A. Ball, et al., 60 mW 1,5 μm "Single-frequency Low Noise Fiber laser MOPA", *IEEE Photon. Techn. Lett.*, Vol. 6, No 2, 192, (1994)
- [1.7] B. Scherrer, "Développement d'un oscillateur paramétrique optique monomode pour des mesures de température et de vitesse par DRASC temporellement résolue", Thèse de doctorat Paris XIII Villetaneuse, (1998)
- [1.8] Y. Hirano, "High-performance 1.5 μm coherent Doppler LIDAR for wind-field measurement", paper CMDD4, San Francisco, CLEO (2004)
- [1.9] M.E. Klein, C.K. Lee, J.-P. Meyn, K.-J. Boller, and R. Wallenstein, *Opt. Lett.* 24, pp. 1142-1144 (1999).
- [1.10] Y. Jeong, C. Allegria, J.K. Sahu, L. Fu, M. Ibsen, C. Codemard, M.R. Mokhtar, and J. Nilsson, "A 43 W C-band Tunable Narrow-Lineiwth Erbium-Ytterbium Codoped Large-Core Fiber Laser", *IEEE Photon Tech. Lett*, Vol. 16, N° 3, 756 (2004)
- [1.11] Y. Jeong, J. Nilsson, J. K. Sahu, D. B. Soh, P. Dupriez, C. A. Codemard, S. Baek, D. N. Payne, R. Horley, J. A. Alvarez-Chavez, and P. W. Turner, "Single-mode plane-polarized ytterbium-doped large-core fiber laser with 633-W continuous-wave output power," *Opt. Lett.* 30, 955-957 (2005)
- [1.12] P. Gross, M.E. Klein, T. Walde, K.-J. Boller, M. Auerbach, P. Wessels, C. Fallnich, "Fiber-laser-pumped continuous-wave singly resonant optical parametric oscillator", *Opt. Lett*, Vol. 27, N° 6, 418 (2002)
- [1.13] M.E. Klein, P. Adel, M. Auerbach, C. Fallnich, P. Gross, and K.-J. Boller, "Microsecond pulsed optical parametric oscillator pumped by a Q-switched fiber laser", *Opt. Lett.*, Vol. 28, N° 22, 2222 (2003)
- [1.14] W.O'Neill, M. Sparkes, M. Varnham, R. Horley, M. Birch, S. Woods, A. Harker, "High Power High Brightness Industrial Fiber Laser Technology", Proc. 23rd International Congress on Applications of Lasers and Electro-Optics (2004)
- [1.15] V. Gapontsev, "Ultrahigh power fibre lasers", papier CL3-1-THU, CLEO Europe, 2003
- [1.16] V.Reichel, S.Brückner, K.Mörl, H.-R. Müller, et al., High resolution marking application of fiber-laser, CL3-5-THU, *CLEO Europe*, 2003

- [1.17] E. Sein, G. Planche, B. Laurent, "Les Télécommunications Optiques appliquées à l'Espace", Annales des Télécommunications...
- [1.18] E. Rochat, R. Dändliker, K. Haround, R. H. Czichy, U. Roth, D. Constantini, and R. Holzner, "Fiber Amplifiers for Coherent Space Communication", IEEE J. Select. Topics Quantum Electron., Vol. 7, N° 1, 64 (2001)
- [1.19] A.E.Siegman, "Defining, measuring and optimizing laser beam quality", Laser Resonators and Coherent Optics : Modeling, Technology, and Applications, Proc.SPIE 1868, Los Angeles, California (1993)
- [1.20] J.J. Zayhowski, "Microchip Lasers", Lincoln Laboratory Journal, pp. 427-446 Vol. 3, No 3, 1999
- [1.21] J.J. Zayhowski and M. Mooradlan, "Single Frequency Microchip Nd Laser", Opt. Lett. 14, 24 (1989)
- [1.22] T. Itoh, T. Taira, T. Kobayashi, "Diode-pumped coupled-cavity Q-switched Er,Yb:glass microchip lasers", Lasers and Electro-Optics, 1997. CLEO, Summaries of Papers Presented at the Conference Volume 11, pp. 371 – 371, (1997)
- [1.23] D.M. Rines, P.F. Moulton, D. Welford et G.A. Rines, "High- energy Operation of a Co:MgF₂ Laser", Opt. Lett. 19, pp. 628-671 (1994)
- [1.24] T. J. Kane and R. L. Byer, "Monolithic, unidirectional single-mode Nd:YAG ring laser," Opt. Lett. **10**, 65- (1985)
- [1.25] S. Höfer, A. Liem, J. Limpert, H. Zellmer, A. Tünnermann, S. Unger, S. Jetschke, H.-R. Müller, I. Freitag, "Single-frequency master-oscillator fiber power amplifier system emitting 20 W of power", Opt. Lett., Vol; 26, N° 17, pp. 1326-1328 (2001)
- [1.26] R. Wu, J. D. Myers, M. J. Myers, "High Power Rare-Earth-Doped Phosphate Glass Fiber and Fiber Laser", Advanced Solid-State Lasers, Seattle (2001)
- [1.27] J. D. Myers, R. Wu, T. Lue Chen, M. Myers, C. R. Hardy, J. K. Driver, R. Tate, "Phosphate Glass Fiber Laser Materials and Architectures", SSDLTR (2003)
- [1.28] D.P. Shepherd, S.J. Hettrick, C. Li, et al. « High-power planar dielectric waveguide lasers », J. Phys. D : Appl. Phys., 34, pp.2420-2432 (2001)
- [1.29] I.T. McKinnie, B.E. Wood, C. Koroshetz, et al., "Self-imaging waveguide lasers », CLEO 2005 Baltimore, pp. 319 - 321 , (2005)
- [1.30] S. Blaize, L. Bastard, C. Cassagnetes, G. Vitrant, J.-E. Broquin, "Ion-exchanged glass DFB Lasers for DWDM", www.teemphotonics.com
- [1.31] S. Bordaïs, "Etude des amplificateurs et lasers à 1 µm de forte puissance à base de fibre double gaine dopée Ytterbium", Thèse de doctorat soutenue le 28 juin 2002, Université de Rennes I
- [1.32] H. M. Pask, R. J. Carman, D. C. Hanna, A. C. Tropper, C. J. Mackechnie, P. R. Barber, and J. M. Dawes, "Ytterbium-Doped Silica Fiber Lasers: Versatile Sources for the 1-1.2 µm Region", IEEE J. of Selected Topics in Quant. Elec., Vol. 1, (1995)
- [1.33] W.J. Miniscalco, "Erbium-Doped Glasses for Fiber Amplifiers at 1550 nm", J. Lightwave Technol., Vol. 9, N° 2 (1991)
- [1.34] A. Yoshikawa, K. Lebbou, et al., "Groth and spectroscopic analysis of Yb³⁺-doped Y₃Al₅O₁₂ fiber single crystals", Journal of Applied Pysics, Vol. 14, n° 9 (2003)
- [1.35] M.J.F. Digonnet et al., "1.064 and 1.32 µm Nd:YAG Single Crystal Fiber Lasers", J. Light. Techn. Vol. LT4, N°4, p.454 (1986)

- [1.36] L. Petit, « Amplification optique dans des verres borophosphate de niobium et tellurite dopés aux ions de terres rares présentant un indice optique non linéaire élevé », thèse de doctorat Université Sciences et Technologies - Bordeaux I, (2003)
- [1.37] M A Melkumov, I A Bufetov, K S Kravtsov, A V Shubin, E M Dianov, “ Lasing parameters of ytterbium-doped fibres doped with P₂O₅ and Al₂O₃”, *Quantum Electronics*, Vol. 34, No. 9, 843-848, 2004
- [1.38] E. Desurvire, J.L. Zyskind, et C.R. Giles, "Design optimization for efficient erbium doped fiber amplifiers", *J. Lightwave Technol.*, Vol. 8, p. 1730-1741 (1990)
- [1.39] C.R. Giles et E. Desurvire, "Modeling Erbium Doped Fiber Amplifiers", *J. Lightwave Technol.*, Vol. 9, p. 271-283 (1991)
- [1.40] B. Pedersen, A. Bjarklev, J.H. Povlsen, K. Dybal, et C.C. Larsen, "The design of Erbium-Doped fiber amplifiers", *J. Lightwave Technol.*, Vol. 9, p. 714-717, (1990)
- [1.41] P.R. Morkel, "Modeling Erbium/Ytterbium-doped fiber amplifiers" in *Optical Amplifiers and Their Applications Technical Digest*, 1992. Washington DC; Opt. Soc. Amer., Vol. 17, p. 206-209 (1992)
- [1.42] J. Nilsson, P. Scheer, and B. Jaskorzynska, "Modeling and optimization of short Yb³⁺-sensitized Er³⁺-doped fiber amplifiers", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 6, p. 383-385 (1994)
- [1.43] G. Agrawal, *Non linear fiber optics* (Academic press, 1989)
- [1.44] A. Giesen, H. Hügel, A. Voss, K. Wittig, U. Brauch, H. Opower, "Scalable Concept for Diode-Pumped High-Power Solid-State Lasers", *Appl. Phys. B*, Vol. 58, p. 365-372 (1994)
- [1.45] W.A. Clarkson, "Thermal effects and their mitigation in end-pumped solid-state lasers", *J. Phy. D: Appl. Phys.*, Vol. 34, p. 2381-2395 (2001)
- [1.46] Changhwan Lim; Izawa, Y., "Modeling of end-pumped CW quasi-three-level lasers," *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol.38, no.3pp.306-311, Mar 2002
- [1.47] Rutherford, T.S.; Tulloch, W.M.; Gustafson, E.K.; Byer, R.L., "Edge-pumped quasi-three-level slab lasers: design and power scaling ," *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol.36, no.2pp.205-219, Feb 2000
- [1.48] C.J. Koestler, E. Snitzer, "Amplification in a fiber laser", *Appl. Opt.*, Vol. 3, pp. 1182-1186 (1964)
- [1.49] J. Stones, C.A. Burrus, "Neodymium-doped silica lasers in end-pumped fiber geometry", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 23 (1973)
- [1.50] S.B. Poole, D.N. Payne, M.E. Fermann, "Fabrication of low-loss optical fibres containing rare earth ions", *Elect. Lett.*, Vol. 21, pp. 870-876 (1986)
- [1.51] I.M. Jauncey, L. Reekie, J.E. Townsend, C.J. Rowe, D.N. Payne, "Single-longitudinal-mode operation of an Nd³⁺-doped fibre laser", *Elect. Lett.* 24, pp.24 – 26 (1988)
- [1.52] E.Snitzer, H. Po, F. Hakimi, R. Tuminelli, B.C. McCollum, "Double clad, offset core Nd fiber laser", *Communication Proceedings PD5-1, Optical Fiber Sensors Conference*, New Orleans, (1988)
- [1.53] A. Tünnermann, H. Zellmer, W. Schöne, A. Giesen, K. Contag, “ New Concepts for Diode-Pumped Solid-State Lasers ” in “ High Power Diode Lasers ”, R. Diehl, Ed., (Springer-Verlag, Berlin, 2000) *Topics Appl. Phys.* 78, 369-408 (2000)

- [1.54] Diode Laser Optotools www.optotools.de
- [1.55] E. Olmedo Herrero, "Étude des effets non linéaires dans les lasers et amplificateurs de puissance à fibre double gaine dopée Er 3+ /Yb 3+", Thèse de doctorat soutenue le 12 décembre 2003, Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications, (2003)
- [1.56] L. Goldberg, "Method and apparatus for side pumping an optical fiber", Brevet US 5,854,865 ; 29 Décembre 1998
- [1.57] A.B. Grudinin, J. Nilsson, P.W. Turner, C.C. Renaud, W.A. Clarkson, D.N. Payne, "Single clad coiled optical fibre for high power lasers and amplifiers", Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), 1999, pp. CPD26/1 -CPD26/2.
- [1.58] D.J. DiGiovanni, A.J. Stentz, "Tapered fiber bundles for coupling light into and out of cladding-pumped fiber devices", Brevet U.S. 5,864,644 ; 26 janvier 1999.
- [1.59] V. Gapontsev, Brevet US 5999673
- [1.60] Y. Jeong, J.K. Sahu, D.N. Payne and J. Nilsson, "Ytterbium-doped large-core fibre laser with 1 kW of continuous-wave output power", *Elect. Lett.*, 40, pp. (2003)
- [1.61] J.A. Alvarez-Chavez, H.L. Offerhaus, J. Nilsson, P.W. Turner, W.A. Clarkson, et D.J. Richardson, "High energy, high power ytterbium-doped Q-switched fiber laser", *Opt. Lett.* Vol 25, pp. 37-39 (2000)
- [1.62] B.C. Stuart, M.D. Feit, S. Herman, A.M. Rubenchik, B.W. Shore, et M.D. Perry, "Optical Ablation by high-power short-pulse lasers", *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 13, N° 2, (1996)
- [1.63] R.M. Wood, "Laser Induced Damage Measurement : Problems of scaling", Symposium on Laser-Induced Damage in Optical Materials pp. 201-210 (1998)
- [1.64] N.G.R. Broderick, H.L. Offerhaus, D.J. Richardson, R.A Sammut, J. Caplen, et L. Dong, "Large Mode Area Fibers for High Power Applications", *Opt. Fiber Technol.*, Vol. 5, pp. 185-196 (1999)
- [1.65] H.L. Offerhaus, N.G. Broderick, D.J. Richardson, R. Sammut, J. Caplen, L. Dong, "High-energy single-transverse mode Q-switched fiber laser based on a multimode large-mode-area erbium-doped fiber", *Opt. Lett.*, Vol. 23, N°21, pp. 1683-1685 (1998)
- [1.66] D. Taverner, D.J. Richardson, L. Dong, J.E. Caplen, K. Williams, et R.V. Penty, "158 μ J pulses from a single-transverse-mode, large-mode-area erbium-doped fiber amplifier", *Opt. Lett.* 22, pp. 378-381 (1997)
- [1.67] J.P. Koplrow, D.A.V. Kliner, et L. Goldberg, "Single-mode operation of a coiled multimode fiber amplifier", *Opt. Lett.*, Vol. 25, pp. 442-445 (2000)
- [1.68] J.M. Sousa, et O.G. Okhotnikov, "Multimode Er-doped fiber for single-transverse-mode amplification", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 74, pp. 1528- (1999)
- [1.69] J.A. Alvarez-Chavez, A.B. Grudinin, J. Nilsson, P.W. Turner, and W.A. Clarkson, "Mode selection in high power cladding pumped fiber lasers with tapered sections", in Conference on Lasers and Electro-Optics, p. 247 (1999)
- [1.70] M.-Y. Chen, Y.-C. Chang, A. Galvanauskas, P. Mamidipudi, R. changkakoti, P. Gatchell, "27-mJ nanosecond pulses in $M^2=6.5$ beam from a coiled highly multimode Yb-doped fiber amplifier", communication CTuS4, Conference on Lasers and Electro-Optics, San Francisco (2004)

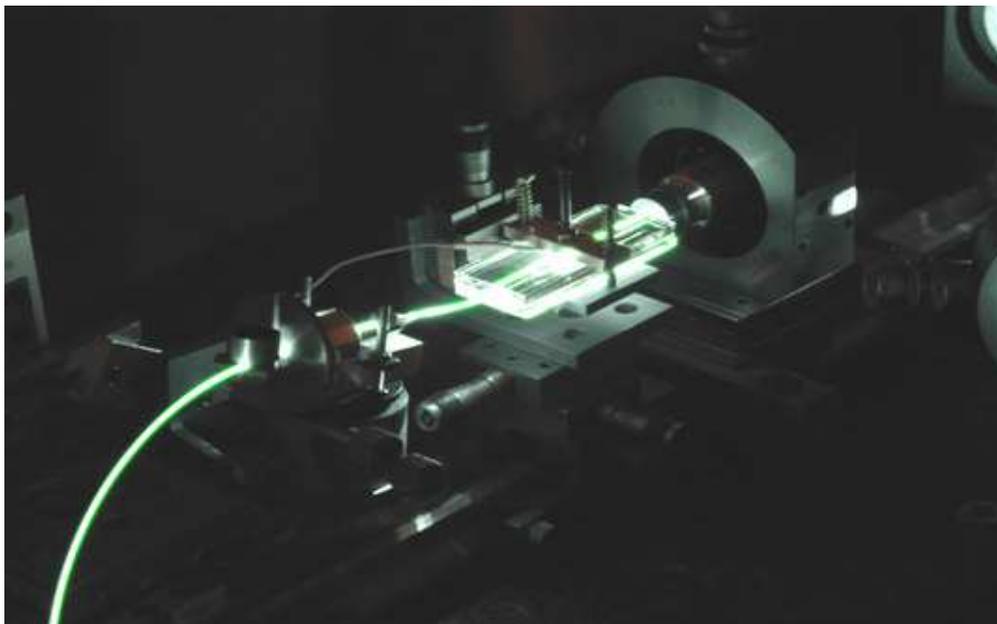
- [1.71] A. Bjarklev, J. Broeng, A.S. Bjarklev, "Photonic crystal fibers", Kluwer Academic Publishers (2003)
- [1.72] J.C. Knight, T.A. Birks, P. St. J. Russel, et D.M. Atkin, "All-silica single-mode fiber with photonic crystal cladding", *Opt. Lett.* Vol. 21, pp. 1547-1549 (1996)
- [1.73] J.K. Ranka, R.S. Wideler, A.J. Stentz, "Optical properties of high-delta air silica microstructure optical fibers", *Opt. Lett.*, Vol. 25, n° 11, pp. 796-798 (2000)
- [1.74] J.C. Baggett, T.M. Monroe, K. Furusawa, et D.J. Richardson, "Comparative study of large-mode holey and conventional fibers", *Opt. Lett.*, Vol. 26, N° 14, pp. 1045-1017 (2001)
- [1.75] T. Schreiber, J. Limpert, H. Zellmer, A. Tünnermann, K/P. Hansen, "High average power supercontinuum generation in photonic crystal fibers", *Opt. Com.*, Vol. 228, N° 1, pp.71-78 (2003)
- [1.76] T.A. Birks, J.C. Knight, and P. St. J. Russel, "Endlessly single-mode photonic crystal fiber", *Opt. Lett.*, Vol 22, pp. 961-963 (1997)
- [1.77] N.A. Mortensen, J.R. Folkenberg, M.D. Nilsen, et K.P. Hansen, "Modal cut-off and the V-parameter in photonic crystal fibers", *Opt. Lett.*, Vol. 28, pp. 1879-1882 (2003)
- [1.78] M.D. Nielsen, J.R. Folkenberg, et N.A. Mortensen, "Singlemode photonic crystal fiber with effective area of 600 μm^2 and low bending loss", *Electron. Lett.*, Vol. 39, N° 25, pp. 1802- 1805 (2003)
- [1.79] N.A. Mortensen, M.D. Nilsen, J.R. Folkenberg, A. Peterssn, et H.R. Simonsen, "Improved large-mode-area endlessly single-mode photonic crystal fibers", *Opt. Lett.* Vol. 28, p. 393- 396 (2003)
- [1.80] J. Limpert, A. Liem, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tünnermann, J. Broeng, A. Petersson, Ch. Jacobsen, H. Simonsen, et N.A. Mortensen, "Extended large-mode-area single-mode microstructured fiber laser", *Communication CMS6, Conference on Lasers and electro-Optics, San Francisco* (2004)
- [1.81] A. V. Avdokhin, S. V. Popov, and J. R. Taylor, "Continuous-wave, high-power, Raman continuum generation in holey fibers," *Opt. Lett.* **28**, 1353-1355 (2003)
- [1.82] J. Limpert, A. Liem, M. Reich, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tünnermann, J. Broeng, A. Petersson, C. Jakobsen, "Low-nonlinearity single-transverse-mode ytterbium-doped photonic crystal fiber amplifier", *Opt. Express*, Vol. 12, N°7, pp. 1313-1319 (2004)
- [1.83] J. Limpert, T. Schreiber, T. Clausnitzer, K. Zölner, H.-J. Fuchs, E.-B. Kley, H. Zellmer, A. Tünnermann, "High-Power femtosecond Yb-doped fiber amplifier", *Opt. Express*, Vol. 10, N°14, pp. 628-638
- [1.84] A. Shirakawa, J. Ota, M. Musha, K. Nakagawa, K-I Ueda, J.R. Folkenberg, et J. Broeng, "Large-mode-area erbium-ytterbium-doped photonic-crystal fiber amplifier for high-energy femtosecond pulses at 1.55 μm ", *Opt. Express*, Vol. 3, N°4, pp.1221-1225 (2005)
- [1.85] K. Furusawa, A. Malinowski, J.H.V. Price, T.M. Monroe, J.K. Sahu, J. Nilsson, et D.J. Richardson, "Cladding-pumped Ytterbium-doped fiber laser with holey inner and outer cladding", *Opt. Express* Vol. 9, , pp. 714-720 (2001)
- [1.86] W.J. Wadsworth, R.M. Percival, G. Bouwmans, J.C. Knight, et P.S.J. Russel, "High power air-clad photonic crystal fibre laser", *Opt. Express*, Vol. 11, pp. 48-53 (2003)

- [1.87] J. Limpert, T. Schreiber, A. Liem, S. Nolte, H. Zellmer, T. Peschel, V. Guyenot, A. Tünnermann, "Thermo-optical properties of air-clad photonic crystal fiber lasers in high power operation", *Opt. Express*, Vol. 11, N° 22, pp. 2982-2990 (2003)
- [1.88] H.R. Muller, S. Unger, A. Strauss, K. Morl, V. Reichel, "Efficiency enhancement of cladding-pumped fiber laser structures," *Lasers and Electro-Optics Europe, 2003. CLEO/Europe. 2003 Conference on*, vol., no.pp. 613-, 22-27 June 2003
- [1.89] J. Limpert, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tünnermann, "All fiber CPA system based on air-guiding photonic bandgap fiber compressor", *Communication CThK4, Conference on Lasers and electro-Optics, San Francisco* (2004)
- [1.90] T.J. Stephens, R.R.J. Maier, J.S. Barton, J.D.C. Junes, "Fused silica hollow-core photonic crystal fiber for mid-infrared transmission", *communications CPDD4 postdeadline, Conference on Lasers and electro-Optics, San Francisco*, (2004)
- [1.91] F. Benabib, G. Bouwmans, F. Couny, J.C. Knight, P. St. J. Russell, "Rotational SRS in hydrogen gas filled hollow-core PCF with 3 nJ threshold and 92 % conversion efficiency", *Communication CthEE5, Conference on Lasers and electro-Optics, San Francisco* (2004)
- [1.92] M. Wragge, P. Glas, D. Fisher, M. Leitner, N.N. Elkin, D.V. Vysotsky, A.P. Napartovitch, V.N. Troschieva, "Phase-locking of a multicore fiber laser by wave propagation through an annular waveguide", *Opt. Comm. Vol. 205*, pp. 367-375 (2002).
- [1.93] H. Brusselbach, M. Minden, J.L. Rogers, D.C. Jones, M.S. Mangir, "200 W Self-Organized Coherent Fiber Arrays", *Communication CMDD4, Conference on Lasers and Electro-Optics, Baltimore* (2005)
- [1.94] D. Sabourdy, V. Kermène, A. Desfarges-Berthelemot, L. Lefort, A. Barthelemy, "Efficient coherent combining of widely tunable fiber laser," *Opt. Express*, Vol. 11, No. 2 of OSA Proceedings Series.
- [1.95] U. Brauch, P. Loosen, et H. Opower, "High-Power Diode Lasers for Direct Applications" in *High-Power Diode Lasers, Fundamental, Technology, Applications*, Topics in Applied Physics n°78, Springer Verlag
- [1.96] S.J. Augst et al., "Coherent beam combining and phase noise measurements of Yb fiber amplifiers", *Opt. Lett* 29, pp.474-476 (2004).
- [1.97] L. Lombard, A. Brignon, J.P. Huignard, E. Lallier, G. Lucas-Leclin, P. Georges, G. Pauliat, G. Roosen, "Diffraction limited polarized emission from a multimode Yb fiber amplifier after nonlinear beam converter", *Communication CTuK1, Conference on Lasers and Electro-Optics, Baltimore* (2005)
- [1.98] L. Lombard, "Méthodes non-linéaires de remise en forme de faisceau pour amplificateur de puissance à fibre multimode", *Thèse de doctorat, Université de Paris – Sud Orsay* (2005)
- [1.99] B. Desthieux, R. I. Laming, and D. N. Payne, "111 kW (0.5 mJ) pulse amplification at 1.5 μ m using a gated cascade of three erbium-doped fiber amplifiers", *Appl. Phys. Lett.*, **63**, No. 5, pp. 586-588, (1993).
- [1.100] J.D. Minelly, V. Stasyuk, J.P. de Sandro and al., « Yb free high energy double-clad Er fiber amplifier » *OAA'04, paper OPD P4* (2004)
- [1.101] V. Philippov, C. Codemard, Y. Jeong, and al., "High-energy in-fiber pulse amplification for coherent lidar applications", *Opt. Lett.*, Vol. 29, No. 22, 2004

- [1.102] G. Canat, G. Loas, Y. Jaouën et al. “100 μ J generation using a narrow linewidth $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ doped fiber MOPA and its modeling” CLEO’05, paper JWB67, Baltimore, May 2005
- [1.103] V. Philippov, J.K. Sahu, C. Codemard, et al., « All-fiber 1.15 mJ pulsed eye-safe optical source » in Proc. SPIE 5335 (2004)
- [1.104] F. Di Teodoro, M. Savage-Leuchs, M. Norsen, “High-power pulsed fibre source at 1567 nm”, Electron. Lett., Vol. 40, pp.1525 – 1526 (2004)

CHAPITRE 2 : AMPLIFICATEURS ET LASERS A FIBRES DOPEES ERBIUM – YTTERBIUM

2.1.	LES FIBRES DOPEES ERBIUM-YTTERBIUM	45
2.1.1.	<i>Eléments spectroscopiques</i>	46
2.1.2.	<i>Fabrication</i>	50
2.1.3.	<i>Caractérisation des fibres optiques dopées</i>	56
2.1.4.	<i>Mesure des temps de vie</i>	60
2.2.	MODELES DES MILIEUX AMPLIFICATEURS A FIBRE DOUBLE GAIN DOPEE ERBIUM-YTTERBIUM.....	63
2.2.1.	<i>Classification des modèles d'amplificateurs à fibre double gaine dopée Erbium-Ytterbium.....</i>	63
2.2.2.	<i>Hypothèses communes à tous les modèles de ce travail.....</i>	68
2.2.3.	<i>Le modèle à dépendance radiale M1.....</i>	74
2.2.4.	<i>Le modèle simplifié à intégrales de recouvrement M2.....</i>	79
2.2.5.	<i>Les modèles M3 et M4 incluant la Diffusion Brillouin Stimulée.....</i>	80
2.3.	COMPARAISON DU MODELE STANDARD A SAUT D'INDICE CONFINE (M2) ET DU MODELE RESOLU RADIALEMENT (M1) 80	
2.4.	RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR LES AMPLIFICATEURS	82
2.4.1.	<i>Modélisation d'un amplificateur +30 dBm commercial en régime microseconde.....</i>	83
2.4.2.	<i>Modélisation d'un amplificateur en régime impulsionnel nanoseconde</i>	91
2.5.	MODELE SEMI-ANALYTIQUE A PARTIR DU MODELE FRANTZ ET NODVIK.....	101
2.6.	MODELISATION DES EFFETS THERMIQUES DANS LES LASER ERBIUM-YTTERBIUM DE FORTE PUISSANCE.....	107
2.6.1.	<i>Résultats expérimentaux de l'équipe de l'ORC.....</i>	107
2.6.2.	<i>Effets thermiques dans les lasers et amplificateurs de forte puissance</i>	109
2.6.3.	<i>Modélisation du transfert thermique</i>	110
2.6.4.	<i>Modélisation de l'effet sur les sections efficaces.....</i>	114
2.6.5.	<i>Détermination approximative de la position des sous-niveaux Stark dans l'Ytterbium</i>	116
2.6.6.	<i>Le modèle M5 de lasers incluant les effets thermiques</i>	120
2.7.	CONCLUSION DU CHAPITRE 2.....	122
2.8.	REFERENCES DU CHAPITRE 2.....	123



*Fluorescence de l'Erbium dans le vert dans une fibre Erbium-Ytterbium fortement pompée.
(B. Duchenne – G. Canat)*

CHAPITRE 2 :

AMPLIFICATEURS ET LASERS A FIBRES DOPEES ERBIUM – YTTERBIUM

Afin de mieux comprendre le comportement notamment dynamique des amplificateurs double gaine à fibres dopées Erbium-Ytterbium, nous avons développé une famille de modèles. Leur utilisation permettra de concevoir des amplificateurs à fibres pour la génération d'impulsions de moyenne énergie (100 μ J-1 mJ) dont la durée varie entre 1 ns et quelques microsecondes.

Dans ce chapitre, nous décrirons de manière détaillée la spectroscopie du système Erbium-Ytterbium dans la silice. Des mesures effectuées sur des fibres préparées au Laboratoire de Physique de la Matière Condensée de l'université de Nice (LPMC) sont également décrites. Les modèles d'amplificateurs en régime dynamique sans effets non-linéaires sont ensuite présentés. Ces modèles originaux tiennent compte de la dynamique du gain, des réflexions parasites et des différents phénomènes de propagation. Ils supposent une propagation monomode du signal. Des résultats expérimentaux sur des amplificateurs commerciaux sont ensuite utilisés pour valider ces modèles. L'effet des réflexions parasites est notamment mis en évidence. Un modèle semi-analytique construit à partir du modèle de Frantz et Nodvik est ensuite présenté. Il permet d'effectuer un dimensionnement rapide des amplificateurs en vue d'obtenir des impulsions d'énergie de l'ordre du millijoule. Enfin, les effets thermiques dans les lasers Erbium-Ytterbium de forte puissance sont mis en évidence et modélisés.

2.1. Les fibres dopées Erbium-Ytterbium

Comme nous l'avons vu, l'Erbium est la terre rare qui permet d'amplifier des signaux autour de 1550 nm donc à sécurité oculaire. Les amplificateurs à fibres optiques dopées Erbium (AFODE) ont connu un fort développement grâce au développement des communications à fibre optique, 1550 nm correspondant au minimum d'atténuation dans les fibres en silice.

Les systèmes de transmission sans répéteur et les systèmes de télévision par câble nécessitent des puissances optiques élevées de l'ordre de +30 dBm. Les AFODE sont pompés par des diodes de pompe monomode à 980 nm ou 1480 nm. Bien qu'un maximum de 700 mW à 980 nm couplés dans une fibre monomode ait été démontré [2.1], leur puissance typique est limitée à 400 - 500 mW par l'endommagement des facettes. Les fibres à double gaine permettent de coupler des diodes de pompe à ruban large dont la puissance atteint plusieurs dizaines de Watts. Des barres de diodes peuvent également être multiplexées et couplées pour des

puissances de pompe de plusieurs kilowatts. Les fibres à double gaine sont composées d'un guide monomode (ou faiblement multimode dans le cadre des fibres LMA) entouré d'un guide multimode de grande acceptance angulaire. Le guide monomode est constitué par le cœur dopé et par une gaine en silice appelée gaine interne. Le guide multimode est composé de la gaine interne qui guide la pompe et d'une gaine externe en polymère de bas indice (<1.4 pour une ouverture numérique de l'ordre de 0,48) le plus souvent. Dans les fibres à gaine d'air, la gaine externe est composée de gros trous d'air entourés de petits canaux en silice. Son ouverture numérique peut alors atteindre 0,6 à 0,8 [2.2, 2.3]. L'interférence entre modes guidés (ou « speckle de modes ») dans la partie multimode se propage en interagissant avec le dopage du cœur. Si le cœur et la gaine interne forment deux cylindres concentriques, certains modes à fort couplage avec le cœur dopé voient une forte absorption alors que les modes périphériques qui correspondent à des rayons hélicoïdaux interagissent peu avec le cœur. L'absorption effective est alors faible [2.4]. Au contraire, si la symétrie de révolution de la gaine interne est brisée, les modes interagissent tous également avec le cœur, l'absorption effective de la pompe est égale à l'absorption que verrait la lumière se propageant dans le cœur multipliée par le rapport de la surface du cœur à celle de la gaine interne. Des modèles ont montré que l'absorption maximale était obtenue pour des trajectoires chaotiques en forme de stade [2.5]. Dans ce travail, nous utiliserons des fibres dont la gaine interne est de forme rectangulaire, en forme de pétale ou en forme de D. Ces trois formes sont connues pour permettre une absorption effective quasi-optimale. Notons que les fibres à maintien de polarisation à structure dite PANDA contiennent deux barreaux de contraintes dopés au bore dans la gaine interne qui brise la symétrie de révolution et évite ainsi d'avoir à utiliser une forme en D qui reste complexe à usiner.

Nous allons maintenant décrire les grandes lignes de la spectroscopie de l'Erbium et du système Erbium-Ytterbium qui sont les dopants que nous utiliserons. Nous présenterons ensuite la méthode de fabrication des fibres Erbium-Ytterbium et les mesures effectuées sur quelques fibres réalisées au LPMC.

2.1.1. Eléments spectroscopiques

L'Erbium étant un système à trois niveaux, il faut une forte intensité de pompage pour obtenir une inversion de population élevée. Ceci est difficile à réaliser par un pompage double gaine. Les fibres à double gaine dopées Erbium pur sont donc peu efficaces lorsqu'elles sont pompées par des diodes laser. Le codopage Erbium-Ytterbium permet de résoudre ce problème.

Les codopages sont utilisés pour quatre raisons principales [2.6] :

- Offrir un plus large choix de longueurs d'onde de pompe (par exemple codopage Ho : Tm)
- Accroître l'absorption de la pompe soit en incorporant plus de donneurs que ne le permettent les accepteurs soit parce que les donneurs ont une section efficace d'absorption plus élevée que les accepteurs.
- Donner un degré de liberté supplémentaire dans le rapport entre absorption de la pompe et gain
- Permettre d'atteindre des inversions de populations élevées plus facilement en réduisant la durée de vie d'un niveau du donneur (c'est par exemple le cas des codopages Er:Tm et Ho:Tm).

C'est surtout le deuxième point qui donne de l'intérêt au codopage Erbium-Ytterbium comme nous allons le voir en rappelant quelques éléments de la spectroscopie de ces ions.

2.1.1.1. Spectroscopie de l'Erbium.

L'Erbium possède principalement 5 niveaux qui interviennent dans l'amplification autour de 1,5 μm entre les niveaux $^4I_{15/2}$ et $^4I_{13/2}$ (figure 2.1.a). Les photons de pompe font passer les ions du niveau $^4I_{15/2}$ au niveau $^4I_{11/2}$ qui se désexcite en $\tau_3 \sim 50 \mu\text{s}$ vers le niveau métastable $^4I_{13/2}$ de façon non-radiative. Sa durée de vie vaut $\tau_{\text{Er}} \sim 10 \text{ ms}$. Nous avons vu que $^4I_{15/2}$ se décompose en 8 sous-niveaux Stark et $^4I_{13/2}$ en 7 sous-niveaux Stark (cf. section 1.4). La position exacte de ces sous-niveaux dépend de l'hôte (et même du site d'implantation de l'ion). L'écart moyen est relativement faible : de l'ordre de 60 cm^{-1} ce qui est très inférieur à l'énergie thermique à température ambiante ($kT \sim 200 \text{ cm}^{-1}$). Par suite, ces sous-niveaux sont presque également peuplés et leur population varie peu sur une centaine de degrés.

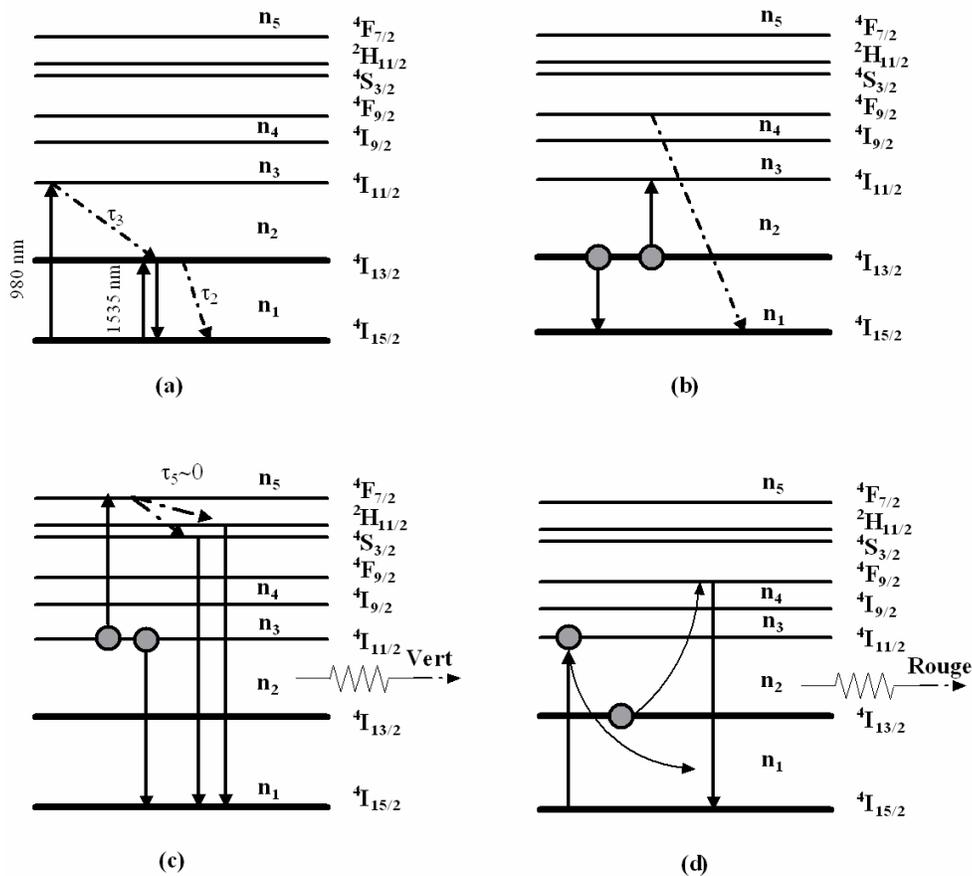


Figure 2.1 - Description spectroscopique de l'Erbium dans la silice. (a) Spectroscopie d'un ion Erbium isolé. Spectroscopie de d'une paire d'ions Erbium : cas 1 (b), cas 2 (c), cas 3 (d).

L'Erbium ne peut pas être incorporé à forte concentration dans la silice car il y est peu soluble et tend à s'agglomérer en paires d'ions [2.7] ou en agrégats « cluster » [2.8]. Outre l'augmentation des pertes par diffusion, des mécanismes qui réduisent l'efficacité laser apparaissent. Deux ions peuvent échanger de l'énergie par couplage multipolaire. Un ion excité peut transférer son énergie à un ion suffisamment proche

déjà excité qu'il promeut sur un niveau supérieur. C'est la conversion d'état excité coopérative ou "upconversion". Dans le cas de l'Erbium dans la silice, trois situations sont à prendre en compte [2.9] :

Dans le cas 1 (figure 2.1.b), deux ions dans le niveau métastable $^4I_{13/2}$ peuvent échanger un quantum d'énergie : l'accepteur est promu au niveau $^4I_{9/2}$ d'où il se désexcite de façon non radiative vers $^4I_{15/2}$. Au total, une paire d'ions consomme un photon de pompe supplémentaire sans augmenter l'inversion de population.

Dans le cas 2 (figure 2.1.c), l'accepteur et le donneur sont sur $^4I_{11/2}$: l'accepteur est promu sur $^4F_{7/2}$ d'où il transite non radiativement vers $^2H_{11/2}$ et $^2S_{3/2}$ qui donne naissance à une luminescence verte avec désexcitation vers $^4I_{15/2}$.

Enfin dans le cas 3 (figure 2.1.d), un ion sur $^4I_{11/2}$ peut échanger de l'énergie avec un ion sur $^4I_{13/2}$. L'accepteur est promu sur le niveau $^4F_{9/2}$ d'où il se désexcitera vers $^4I_{15/2}$ de façon radiative en émettant du rouge. Le donneur redescend sur le niveau fondamental $^4I_{15/2}$.

Dans le cas de l'Erbium, les situations 1 et 3 sont les plus courantes puisque τ_3 est très courte. Notons que l'œil est surtout sensible au vert ce qui explique que la fibre apparaisse comme très verte.

Selon la proximité des ions, la force de l'interaction donneur-accepteur est plus ou moins importante et le temps d'interaction plus ou moins court. Pour les ions les plus rapprochés, formant les agrégats, cette transition est quasi-instantanée. Les ions sont distribués dans la silice de manière inhomogène. Pour en rendre compte, des modèles plus ou moins complexes ont été proposés. Le modèle [2.9] divise les ions en deux espèces : les paires qui représentent une fraction $2p$ du nombre d'ions total et les ions non appairés qui peuvent néanmoins interagir par relaxation croisée avec une probabilité proportionnelle à la concentration en ions. La force de la relaxation croisée est proportionnelle à la concentration. L'ajout d'aluminium permet de la diminuer. La limite généralement admise de la concentration en Erbium dans les matrices alumino-silicate est de l'ordre de $5-10 \cdot 10^{25}$ ions/m³. La section efficace d'absorption de la pompe à 980 nm ($^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$) vaut typiquement $2 \cdot 10^{-25}$ m². L'absorption maximale de la pompe est donc de l'ordre de 10-20 dB/m pour une fibre monomode.

Une fibre double gaine présente typiquement un rapport diamètre de gaine / diamètre de cœur de 10 à 20. L'absorption de la pompe qui se propage dans la gaine interne est donc 100 à 400 fois inférieure à celle du cœur. Une absorption de 10-20 dB/m dans le cœur conduirait à une absorption dans la gaine bien inférieure au dB/m. Cette très faible absorption est insuffisante car elle conduirait à devoir utiliser une fibre extrêmement longue pour absorber 10 dB de pompe.

2.1.1.2. Spectroscopie du système Erbium-Ytterbium

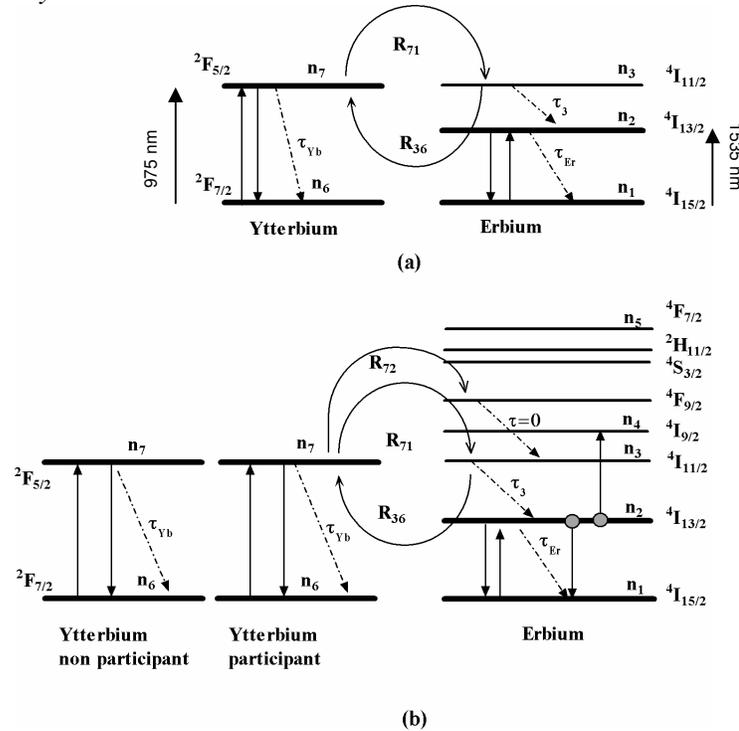


Figure 2.2 - Description spectroscopique du système Er-Yb simplifiée (a) et avec le transfert secondaire, les ions non participants et les paires d'ions Erbium (b).

Le codage par l'Ytterbium a été proposé par Fermann [2.10]. L'Ytterbium possède essentiellement deux niveaux qui permettent des transitions dans le proche infrarouge. Il n'existe pas de niveaux au-dessus de $^4F_{5/2}$ qui permette un mécanisme de conversion d'état excité. Il peut être incorporé dans des matrices phosphosilicates ou aluminophosphosilicates à forte concentration sans former d'agrégats (jusqu'à quelques 10^{26} ions/m³). La durée de vie de $^4F_{5/2}$ est $\tau_{Yb} \sim 1$ ms. Elle est toutefois très dépendante de la matrice utilisée : $\tau_{Yb} \sim 750$ μ s dans les alumino-silicates [2.11] et $\tau_{Yb} \sim 1100$ μ s dans les phospho-silicates [2.12]. L'absorption peut se faire sur une large plage de longueurs d'onde entre 910 nm et 980 nm. La section efficace d'absorption est plus élevée que pour l'Erbium. Elle est maximale à 975 nm où elle vaut environ $2-3 \cdot 10^{-24}$ m². Les niveaux $^2F_{7/2}$ et $^2F_{5/2}$ se décomposent respectivement en 4 et 3 sous-niveaux Stark (cf. section 1.4). La position exacte de ces sous-niveaux dépend de l'hôte (et même du site d'implantation de l'ion). L'écart moyen est plus important que celui de l'Erbium : de l'ordre de 200 cm⁻¹ soit environ l'énergie thermique à température ambiante. Par suite, en première approximation, seul le fondamental de chacun des deux niveaux est peuplé à température ambiante.

Lorsqu'une fibre est codée Erbium et Ytterbium, les concentrations sont choisies pour que chaque ion Er soit en moyenne entouré par plusieurs ions Yb. L'Yb absorbe la pompe et transfère son énergie à un ion Er du fondamental $^4I_{15/2}$ au niveau $^4I_{11/2}$. Le transfert inverse est aussi possible. Un pompage efficace nécessite donc que la durée de vie de $^4I_{11/2}$ soit beaucoup plus courte que le temps de transfert depuis l'Yb. L'ajout massif de phosphore dans la silice permet de réduire la durée de vie de $^4I_{11/2}$ à quelques μ s. Les fibres

Er,Yb:silicates sont donc toujours fortement dopées en phosphore. Grâce à la forte absorption de l'Yb, des diodes de pompe très multimodes de mauvaises qualité spatiale peuvent être couplées aux fibres double gaine dopées Er-Yb dont l'absorption effective atteint 5-10 dB/m.

Au sein des agrégats Er-Yb des couplages parasites peuvent s'établir qui conduisent au transfert d'énergie depuis l'Yb vers les niveaux supérieurs de l'Er. Ainsi les cas 2 et 3 du paragraphe précédent sont possibles un ion Yb excité dans l'état $^2F_{5/2}$ étant l'ion donneur. L'analogue du cas 2 où un ion Yb excité communique son énergie à un ion Er excité sur $^4I_{11/2}$ pour le transférer sur $^4F_{7/2}$ est appelé transfert cumulatif. L'analogue du cas 3 où un ion Yb excité transfère son énergie à un ion Er sur le niveau métastable $^4I_{13/2}$ pour l'exciter vers $^4F_{9/2}$ est appelé transfert secondaire [2.14]. En fait, les travaux de Maurice [2.13] ont montré que, comme pour l'Erbium, le mélange entre les ions Erbium et Ytterbium est loin d'être homogène au sein de la silice. Les concentrations moyennes ne reflètent qu'assez mal les fluctuations locales et la composition des agrégats qui en résultent. Schématiquement, on peut distinguer 3 cas :

- les ions Er agrégés qui interagissent selon les cas 1, 2 et 3 de la figure 2.1. Ils n'interagissent qu'assez peu avec les ions Yb.
- les ions Yb trop éloignés de tout ion Er pour céder leur énergie. Ce sont les Yb qui ne participent pas aux échanges ou "non-participants".
- les ions Er et Yb suffisamment proches pour interagir.

Ces travaux intégraient le transfert cumulatif mais pas le transfert secondaire. La figure 2.2.b décrit le système tel que nous le modéliserons : il tient compte d'une proportion f_{np} d'ion Yb non-participants, du transfert secondaire R_{72} et de l'upconversion entre deux ions Er. Des travaux récents [2.14, 2.15] ont en effet montré la pertinence de ces mécanismes. A leur suite nous négligerons le transfert cumulatif (la population du niveau $^4I_{11/2}$ étant faible) devant le transfert secondaire.

Nous venons de voir que la structure du système Erbium-Ytterbium est relativement complexe puisqu'elle met en jeu plusieurs mécanismes parasites liés aux couplages interioniques. Elle est néanmoins nécessaire pour absorber des puissances de pompe importantes.

2.1.2. Fabrication

Dans le but de réaliser des AFODE délivrant des impulsions de haute énergie, nous souhaitons explorer la voie des fibres à large cœur. Nous décrivons maintenant la fabrication et la caractérisation de fibres Erbium – Ytterbium à gros cœur réalisées au LPMC. Bien que ces fibres ne seront pas utilisées dans les amplificateurs fabriqués au chapitre 4, cette description ainsi que celle des caractérisations effectuées sera utile pour la prise en compte de certaines caractéristiques liées au profil d'indice ou à la spectroscopie des sous-niveaux Stark.

Ce large cœur possède une énergie de saturation élevée (section 2.2.1). Il permet donc de stocker beaucoup d'énergie que les impulsions peuvent extraire (section 2.5). La taille du mode limite les non linéarités en diminuant l'intensité. Si de telles fibres commençaient à être disponibles pour des dopages Ytterbium ou Erbium, à notre connaissance elles n'existaient pas pour des fibres dopées Er-Yb en 2003.

Pour augmenter la taille du cœur sans réduire trop la qualité spatiale, il faut diminuer l'ouverture numérique. Notre objectif final était d'obtenir une fibre triple gaine à piédestal (figure 2.3) qui permet d'obtenir une ouverture numérique effective très faible avec un cœur très large. Le cœur est constitué de silice dopée. Il est

entouré d'une gaine dopée au Germanium dont l'indice est ajusté pour obtenir une ouverture numérique très faible. Cette gaine est elle-même entourée d'une gaine non-dopée qui constitue la gaine interne où se propage la pompe. Enfin, la gaine de polymère bas indice est déposée au fibrage. Ce type de profil a été utilisé avec succès par l'Institut für Physikalische Hochtechnologie (IPHT) de Jena pour des fibres dopées à l'Ytterbium [2.16, 2.17]. La première étape à maîtriser pour réaliser une telle fibre est la réalisation d'une fibre Er-Yb suffisamment dopée dont le cœur soit assez gros.

Nous avons défini une fibre cible (table 2.1) et lancé une collaboration avec le Laboratoire de Physique de la Matière Condensée (LPMC). Par la suite, la fibre à piédestal que nous avons utilisé a été réalisée par l'IPHT.

Diamètre du cœur 2a	30 μm
Diamètre de la gaine 2b	300 μm
Différence d'indice Δn	$3-4 \cdot 10^{-3}$
Absorption au pic de l'Yb	1000 dB/m
Absorption au pic de l'Er	40 dB/m

Table 2.1 Fibre cible

Une telle fibre possède une fréquence normalisée $V=5.65$ à 6.57 et guide donc 3 ou 4 modes (cf. chapitre 4).

Les problèmes liés à la propagation multimode seront étudiés au chapitre 4. Les paramètres géométriques et les niveaux de dopage ont été évalués à partir des modèles décrits dans ce chapitre.

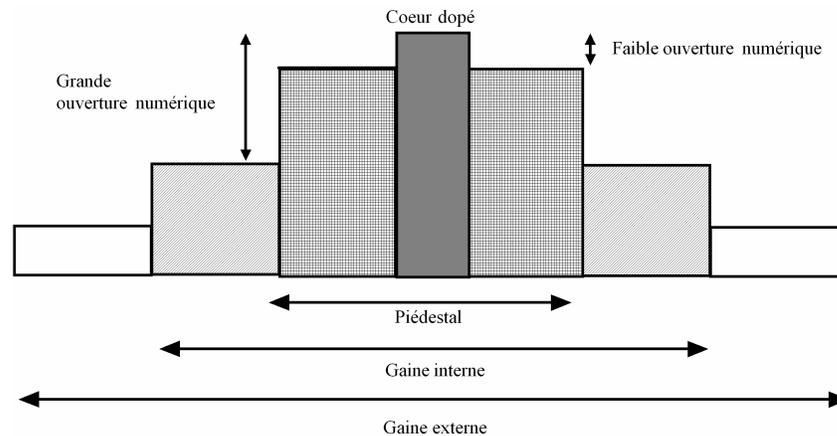


Figure 2.3 Fibre à piédestal

Plusieurs techniques peuvent être utilisées pour fabriquer les fibres en silice dopées : la MCVD (Modified Chemical Vapor Deposit), VAD (Vapor-phase Axial Deposition), OVD (Outside Vapor Deposition), sont les principales. La MCVD est la plus répandue. Dans une première étape un barreau d'environ 50 cm de long est préparé qui contient la structure transverse de la fibre à une homothétie près. Avec la MCVD, le point de départ est un tube de verre de grande pureté d'environ 18 mm de diamètre extérieur et d'environ 1 m de long appelé tube manchon qui est placé sur un tour de verrier. Il est porté à très haute température (2000 °C) tout en injectant différents gaz dans le tube. Le gaz porteur injecté dans le tube est de l'oxygène. Différents autres gaz peuvent y être mélangés :

- Le fréon (CCl_4) peut être injecté pour effectuer un dopage au fluor ou pour décaper le tube manchon.
- Le tetrachlorure de Silicium (SiCl_4) peut être injecté afin de fabriquer des suies de silice qui deviendront le cœur de la fibre.
- Le tétrachlorure de Germanium (GeCl_4) peut être injecté pour déposer du Germanium lors de sa décomposition. Il permet d'élever l'indice du cœur.
- L'anhydride phosphorique (PO_4) peut être également injecté. En introduisant du phosphore dans la silice, il permet d'élever l'indice du cœur mais aussi, dans les fibres dopées Er – Yb, d'assurer une bonne efficacité de transfert de l'Ytterbium vers l'Erbium.

La fabrication de la fibre se fait en plusieurs étapes qui représentent une journée de travail.

1. Le tube manchon de diamètre 18mm est d'abord décapé au Fréon à 1500 °C.
2. On dépose ensuite le cœur sous la forme de suies de silice. Le nombre de passes dépend de la complexité du cœur. Pour une fibre à simple saut d'indice, une seule passe suffit.
3. La phase suivante permet de consolider la structure des suies pour qu'elles ne soient pas emportées lors du trempage. Les suies adoptent alors une structure d'éponge.
4. Après avoir laissé le tube se refroidir, on effectue le trempage par solution : le tube est rempli à l'aide d'une solution alcoolique au méthanol qui contient les ions à déposer : Erbium, Ytterbium et Aluminium. Le trempage dure 2h. Le tube est ensuite séché dans un courant d' O_2 à température ambiante puis en chauffant graduellement.
5. La phase de recuit du cœur permet de fermer les pores de la structure du cœur et de la consolider.
6. Enfin, lors de la dernière passe, le rétreint, le tube est fermé en un barreau de 11 mm de diamètre. La taille du manchon nécessite d'apporter beaucoup de chaleur. Le rétreint s'effectue donc toujours avec un chalumeau oxyhydrique.

La fabrication des fibres Er – Yb requiert des soins particuliers du fait de la présence de phosphore : comme celui-ci est très volatil, on doit éviter d'apporter trop de chaleur au tube. Lors de la phase du prérétreint, le tube est chauffé jusqu'à 1640 °C. Sous l'effet de la tension de surface du verre fondu et de la rotation du tour, son diamètre diminue. Elle permet de diminuer la quantité de chaleur à apporter lors de la phase finale de rétreint du tube qui le transforme en barreau. De même, la phase de dépôt du cœur est effectuée de manière spécifique pour les préformes Er-Yb : la dépose du cœur s'effectue en déplaçant le chalumeau en sens inverse du sens d'arrivée des gaz. Comme les suies se déposent toujours en aval du chalumeau, on évite ainsi de chauffer des suies déjà déposées.

Une fois préparée, la préforme est un barreau de diamètre extérieur $2B$ dont le cœur a pour diamètre $2A$ et de longueur L . La longueur de préforme utilisable L est généralement de l'ordre de $L=20$ cm. Le cœur le plus gros que nous ayons obtenu mesure jusqu'à $2A=0.9$ mm. Le diamètre de gaine est de l'ordre de $2B=11$ mm. Le rapport taille de gaine / taille de cœur invariant lors du fibrage est donc de l'ordre de 12.

La deuxième étape est le tirage de la préforme. Avant de la tirer, il est possible de modifier la géométrie de la préforme pour obtenir au final un cœur plus gros relativement à la gaine. Pour obtenir un cœur de taille $2a$, il faut une homothétie de rapport a/A . Pour $2A=0.9$ mm et $2a=30$ μm , le rapport vaut 30. Le rapport cœur/gaine sera conservé et la fibre mesurera $L(A/a)^2$. La préforme de 20 cm donne donc de l'ordre de

180 m de fibre. Comme le réglage de la tour de fibrage consomme une longueur importante de fibre, cette longueur est en fait assez courte.

Une attaque à l'acide fluorhydrique peut permettre de diminuer la taille de la gaine et ainsi d'augmenter le rapport a/b. Cependant cette attaque aboutit à rendre la préforme irrégulière. La préforme peut être usinée pour obtenir une forme en D, rectangulaire ou plus complexe en vue d'assurer une absorption plus efficace de la pompe [2.4].

La préforme usinée est ensuite chauffée dans un four radiofréquence sous flux d'Argon. Il permet de la porter à 2000°C. La silice coule alors au fond du four d'où elle s'échappe sous la forme d'un filet : la fibre. Son diamètre est mesuré optiquement. En poursuivant sa descente, il traverse un godet de résine photosensible de bas indice qui constituera la gaine externe de la fibre. Il en entraîne une pellicule. Lors de la traversée d'un four UV, la résine est durcie. La fibre peut ensuite être enduite avec la gaine de protection avant d'être entraînée un cabestan dont la vitesse est contrôlée puis enroulée sur une bobine.

Afin d'effectuer des mesures spectroscopiques, lorsque c'est possible, une fibre simple gaine monomode doit être fabriquée à partir d'un morceau de la préforme. En effet, les mesures d'absorption dans un tronçon de fibre multimode sont dépendantes des conditions d'injection et de propagation et ne sont donc pas significatives.

Les propriétés géométriques des préformes ont été caractérisées sur un analyseur de préforme P101 de la marque York. Les rayons issus de la lampe sont déviés par les dioptries sphériques. Le chopper synchronisé permet de convertir l'angle de déviation en intervalle de temps. Un logiciel permet de remonter de la déviation à la différence d'indice et ainsi de tracer le profil d'indice de la préforme.

Le point de départ des fibres fabriquées est la préforme C04 (figure 2.4). On note le trou central dans le profil d'indice mettant en évidence l'évaporation du phosphore. Le cœur mesure 1 mm de diamètre soit un rapport gaine / cœur de 11. En fibrant à 125 μm , le diamètre de cœur est donc de 11,36 μm . Le saut d'indice est de $4 \cdot 10^{-3}$ soit $\text{ON}=0.107$. Il en résulte une longueur d'onde de coupure de 1.59 μm . L'influence des modes LP_{11} et supérieurs est donc faible. En cherchant à obtenir des préformes à cœur encore plus gros, des difficultés sont apparues : l'augmentation du débit des gaz a conduit à la formation de bouchons au cours de la fabrication de la préforme par obstruction du tube par les suies de silice générées. La présence de phosphore rend en effet les suies très « poisseuses ». Nous avons donc du modifier la « recette » utilisée pour la fabrication de la préforme afin d'obtenir une préforme de gros cœur sans obturation prématurée.

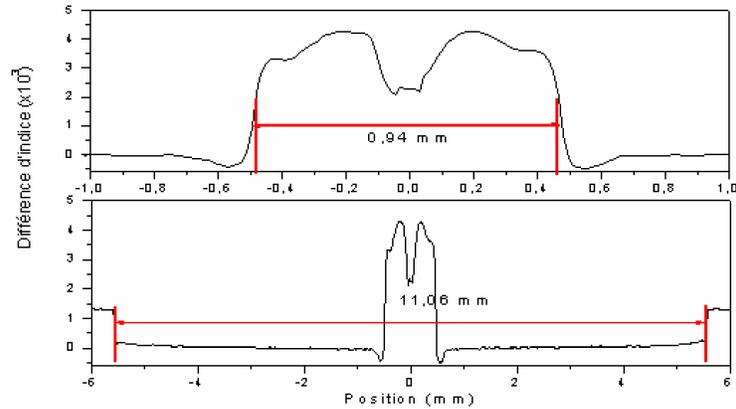


Figure 2.4 - Préforme C04 (dn vertical, x horizontal en mm) et zoom

La préforme C10 (fig. 2.5) a été obtenue sans phase de prérétrait et avec un rétreint à l'hydrogène. Le chauffage violent lors du rétreint a probablement évaporé tout le phosphore car on ne voit pas le trou central caractéristique.

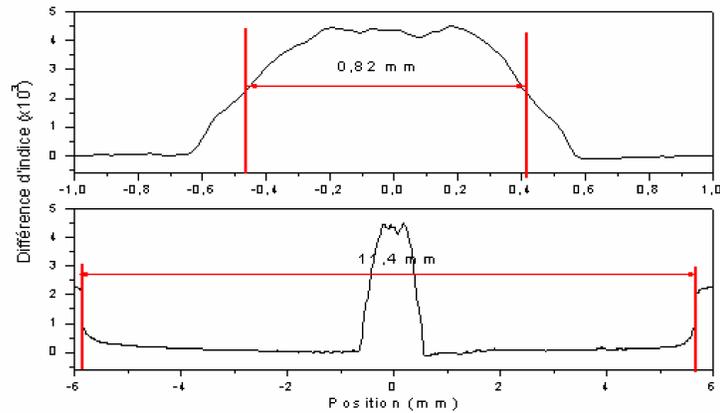


Figure 2.5 - Préforme C10

Nous montrerons ultérieurement que la spectroscopie de C10 n'est pas très satisfaisante. D'autres optimisations ont donc eu lieu conduisant à la préforme C47 ci-dessous.

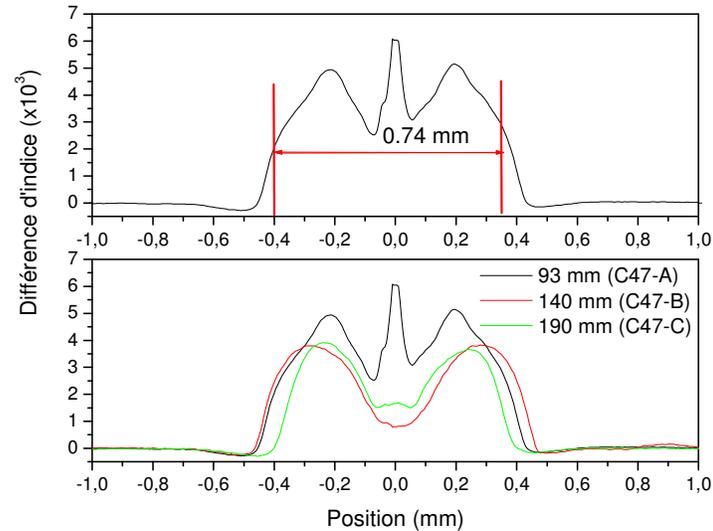


Figure 2.6 - Préforme C47

Les trois courbes C47-A, C47-B et C47-C (fig. 2.6) correspondent à des tronçons de préforme situés plus ou moins loin de l'aval du tube dans le sens de circulation des gaz lors de la fabrication de la préforme. On note un surdopage de l'échantillon C47-A le plus en aval avec un pic central probablement dû à un dépôt d'aluminium lors du trempage (cette zone correspond au fond de la zone de trempage).

Citons enfin le profil d'une autre préforme fabriquée par la société Highwave dont nous avons acquis en mars 2004 quelques mètres de fibre. Notons que l'indice du cœur est plus élevé (indice moyen $6.6 \cdot 10^{-3}$).

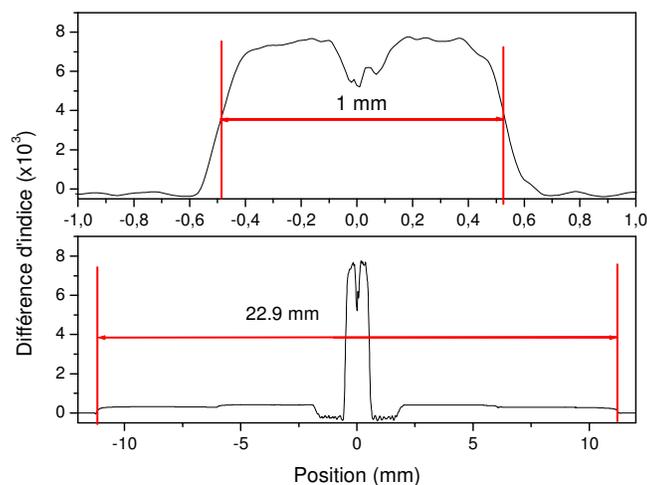


Figure 2.7 - Préforme H1

Nous avons donc préparé trois préformes successives, en vue d'obtenir une fibre à gros cœur et faible ouverture numérique, qui ont été comparées à une fibre commerciale. Le plus gros cœur que nous avons obtenu mesure sur la préforme $2A=0.9$ mm. L'ouverture numérique des cœurs fabriqués est donc un peu trop élevée par rapport à notre objectif. Nous avons également vu que le rapport diamètre de gaine / diamètre de cœur $2A / 2a$ est également trop élevé. Nous n'utiliserons donc pas ces fibres dans les sources que nous avons fabriquées et que nous décrirons au chapitre 4.

2.1.3. Caractérisation des fibres optiques dopées

2.1.3.1. Mesures d'absorption

Les mesures d'absorption sont effectuées par la méthode de la coupe arrière ou « cut-back » (figure 2.8). Un morceau de fibre dopée dont la longueur est choisie pour absorber environ 10 dB est soudé à un morceau de fibre monomode (A) dans lequel est injecté un faisceau de lumière émis par une source large bande. La sortie de la fibre est couplée dans une fibre monomode (B) par contact. Les fibres amorces A et B sont courbées avec un rayon de courbure de 4 cm pour atténuer le plus possible les modes de gaines qui n'auraient pas été absorbés par les dopants. Le signal est détecté à l'aide d'un analyseur de spectre optique.

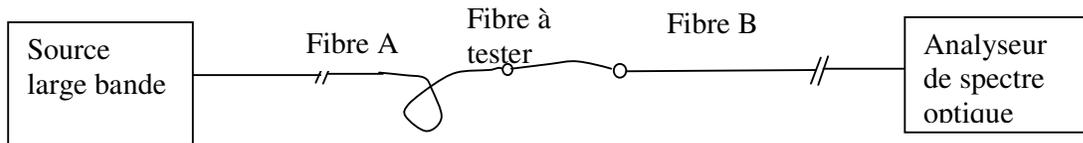


Figure 2.8 - Schéma des mesures d'absorption par coupe arrière

Sur la bande spectrale intéressante où la fibre est monomode (en général le diamètre de la fibre permet une longueur d'onde de coupure vers 1400 nm), on effectue une première mesure d'absorption α_1 pour une longueur de fibre dopée L_1 . On raccourcit la fibre conservant une longueur L_2 de l'ordre de 2 cm puis on effectue une nouvelle mesure de l'absorption α_2 . $\alpha = \alpha_2 - \alpha_1$ correspond à l'absorption du morceau de fibre de longueur $L_2 - L_1$ en éliminant la plupart des erreurs systématiques dues aux pertes dans la soudure, le couplage...

Le tableau 2.2 indique les fibres et sources utilisées pour les mesures.

Bande	1 μ m	1,5 μ m
Source	Diode de pompe à 975 nm monomode spatial fonctionnant sous le seuil	Source lumière blanche ANDO
Fibre A	Fibercore 1060	SMF 28
Fibre B	Fibercore 1060	SMF 28

Table 2.2 - Matériel utilisé pour les mesures d'absorption

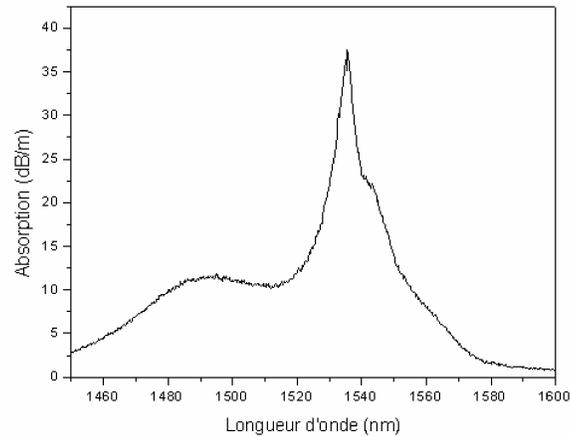


Figure 2.9 - Absorption de C04

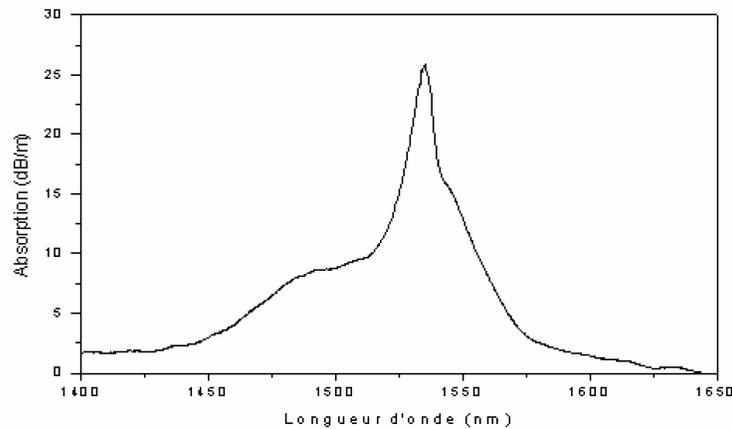


Figure 2.10 - Absorption de C10

Au pic d'absorption à 1535.5 nm, C04 absorbe 37.5 dB/m. On distingue nettement un pic secondaire d'absorption autour de 1490 nm qui est mal résolu (figure 2.9). L'absorption maximale de C10 à 1535 nm vaut 27.3 dB/m. La modification du procédé de fabrication laisse penser que C10 ne contient quasiment pas de phosphore. Cette hypothèse est confortée par la différence entre les spectres d'absorption entre C04 et C10 : les deux pics d'absorption se distinguent mal et le pic principal est plus large. Ce comportement est caractéristique d'une fibre codopée à l'aluminium sans phosphore. Ces variations dans la morphologie du spectre d'absorption sont liées aux modifications de la structure des sous-niveaux Stark et sont reproductibles. Bien que cette loi soit empirique, elle est cohérente avec nos observations. La modification

de la structure poreuse des suies à cause de l'absence relative de phosphore pourrait expliquer la plus faible absorption de C10.

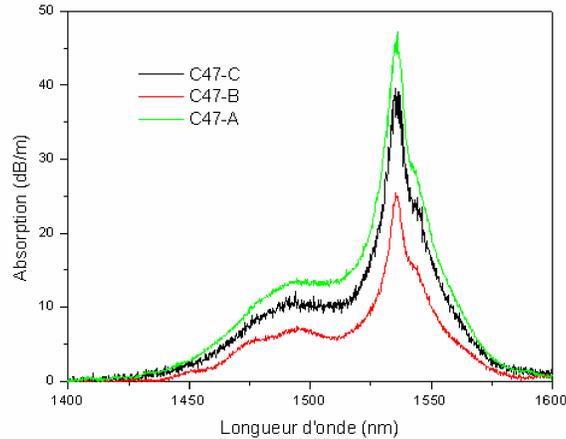


Figure 2.11 - Absorption de C47

La préforme C47 a été tirée à deux diamètres différents. L'absorption mesurée de C47-A tirée avec une gaine de 125 μm et un cœur de 8,3 μm de diamètre est mesurée égale à 46 dB/m (figure 2.11). L'absorption mesurée de C47-B tirée avec une gaine de 95 μm et donc un cœur de 6,3 μm de diamètre est égale à 25 dB/m. L'absorption de C47-C tirée à partir du milieu de la préforme avec une gaine de 125 μm et donc un cœur de 8,3 μm de diamètre est égale à 40 dB/m.

La différence d'absorption entre C47-A et C47-B est due au fait que les facteurs de recouvrement entre le mode optique à 1,5 μm et le cœur sont différents dans les deux cas. Si nous assimilons le cœur à un saut d'indice 0,76 $\text{mm} = 2 \times 0,38 \text{ mm}$ de différence d'indice $\Delta n = 4 \cdot 10^{-3}$ (voir figure 2.6), la fraction de puissance du mode guidée dans le cœur vaut 0,67 pour C47-A et C47-C mais 0,41 seulement pour C47-B. Le rapport de ces deux recouvrement vaut 0,61. Or les absorptions sont approximativement dans un rapport 2/3.

La différence d'absorption entre C47-A et C47-C est due aux gradients de concentration en dopants qui existent au sein d'une préforme. Des variations de 50 % ont été observés dans certaines préformes codopées.

Les spectres d'absorption de l'Ytterbium présentent deux pics distincts : un pic très fort et très étroit centré (5 nm environ) à 975 nm dont la mesure est difficile. En effet, pour obtenir une absorption de 10 dB alors que l'absorption de la fibre atteint 800 dB/m, il faut effectuer des mesures par coupe arrière sur des tronçons de quelques centimètres. Les erreurs relatives sont donc plus importantes que pour l'Erbium. En outre, une partie de la lumière utilisée pour la mesure est couplée dans la gaine et n'est donc pas absorbée. Pourtant sur quelques centimètres, cette lumière est guidée puis détectée. Bien que la fibre amorce soit enroulée afin de créer des pertes par courbures sur les modes de gaines, une faible fraction est détectée (figure 2.9). Ces deux facteurs contribuent donc à réduire la précision de la mesure de l'absorption au pic qui sera en général sous-estimée. L'autre pic se situe autour de 915 nm. Il est beaucoup plus large (environ 30 nm). Les ondulations

qu'on peut observer dans les spectres sont attribuées à de la propagation multimode dans les fibres amorces qui n'étaient pas tout à fait monomode à 975 nm (longueur d'onde de coupure 1000 nm).

L'absorption de C04 est mesurée égale à 521 dB/m (fig. 2.12). Le pic mesure 5 nm de largeur.

L'absorption de C10 est mesurée égale à 692 dB/m (fig. 2.13). Le pic mesure 7 nm de largeur.

L'absorption de C47A est mesurée égale à 750 dB/m (fig. 2.14). Le pic mesure 5 nm de largeur.

Le pic à 915 nm est beaucoup mieux défini sur C10. Là encore ceci est caractéristique des fibres codopées aluminium.

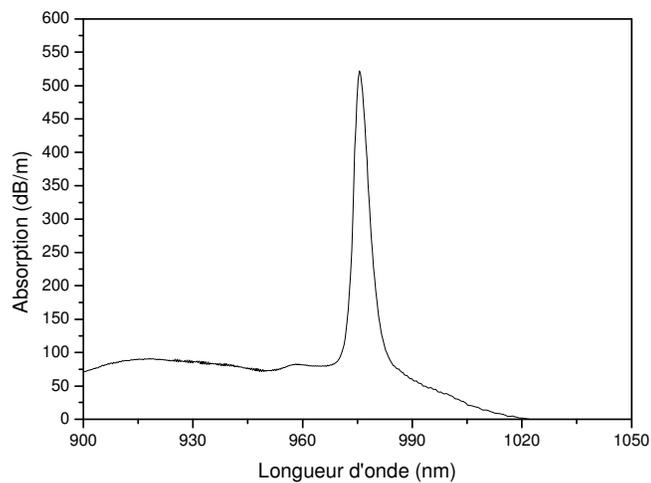


Figure 2.12 - Absorption de C04 dans l'Ytterbium

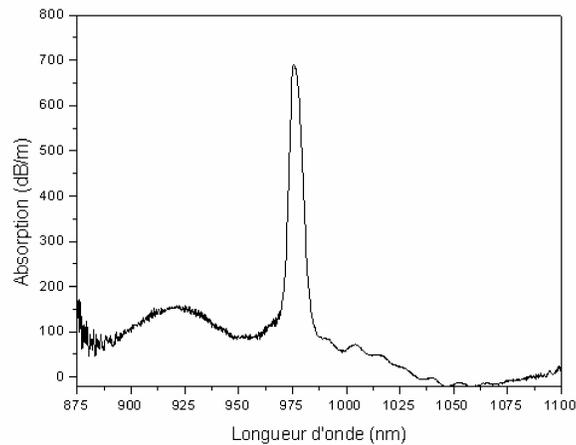


Figure 2.13 - Absorption de C10 dans l'Ytterbium

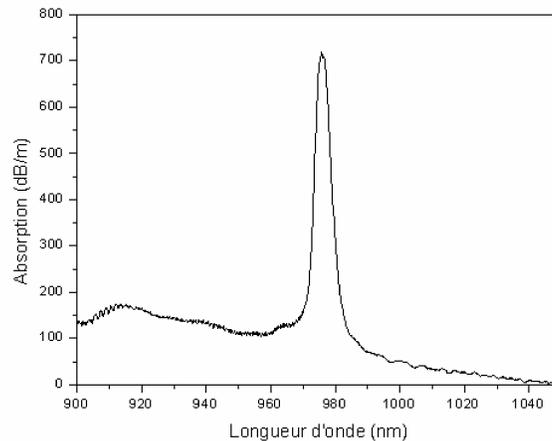


Figure 2.14 - Absorption de C47 dans l'Ytterbium

Les fibres préparées possèdent donc une absorption au pic de l'Er à 1535 nm de l'ordre de 45 dB/m. L'absorption au pic de l'Yb à 975 nm a été mesurée proche de 600 dB/m. Cette dernière valeur est un peu faible par rapport aux objectifs. La technique de mesure sous estime cependant sans doute l'absorption par unité de longueur à cause des modes de gaines non absorbés. Nous avons mis en évidence une structuration des spectres d'absorption assez différente entre les fibres à faible teneur en phosphore (C04 et C47) et celles à faible teneur en phosphore (C10) notamment près de 920 nm et 1520 nm.

2.1.4. Mesure des temps de vie

Nous avons effectué des mesures sur la durée de vie des niveaux excités des terres rares. La mesure de la décroissance de la fluorescence de l'Ytterbium, nécessaire pour les modèles, peut aussi renseigner sur l'efficacité du transfert d'énergie de l'Yb vers l'Er. Pour la mesurer nous avons utilisé une diode SDL à 993 nm à structure MOPA de 500 mW (fig. 2.15). A cette longueur d'onde, l'absorption typique est supérieure à 100 dB/m. Afin de mesurer la durée de vie d'Yb, nous modulons l'oscillateur maître avec des signaux carrés à faible taux de répétition (30 Hz) produit par un générateur Wavetech 164 pilotant une alimentation ILX 3620. Une photodiode au silicium permet de mesurer la fluorescence à 1 μm . Une photodiode InGaAs permet de mesurer la fluorescence à 1,5 μm .

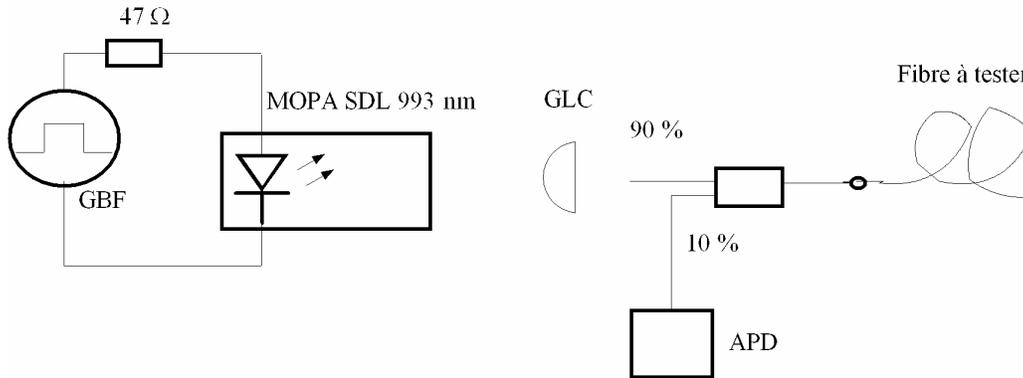


Figure 2.15 - Schéma des mesures de durée de vie (GBF : générateur basse fréquence ; MOPA SDL : source laser, GLC : optique de focalisation ; APD : détecteur à avalanche).

Le taux de couplage dans la fibre est environ 30 % de la puissance mesurée par la photodiode interne.

Dans un premier temps, il convient de vérifier que la bande passante du dispositif permet de générer et de mesurer des fronts rapides. En l'absence de fibre à tester, le coupleur clivé à angle droit, renvoie 0.4% vers la photodiode par réflexion de Fresnel. On mesure les impulsions sur la photodiode. Leur temps de montée mesuré vaut 20 μs. Le dispositif permet donc de mesurer des temps grands devant 20 μs.

Les courbes de fluorescence à 1μm sont ajustées sur une double exponentielle correspondant, pour les temps longs, au temps de fluorescence τ_{Yb} de l'Yb et pour les temps courts, à une durée de vie raccourcie par le transfert d'énergie vers l'Er caractérisé par un temps τ_{Yb-Er}.

$$P(t) = A_1 \exp\left(-\frac{t}{\tau_{Yb}}\right) + A_2 \exp\left(-\frac{t}{\tau_{Yb-Er}}\right)$$

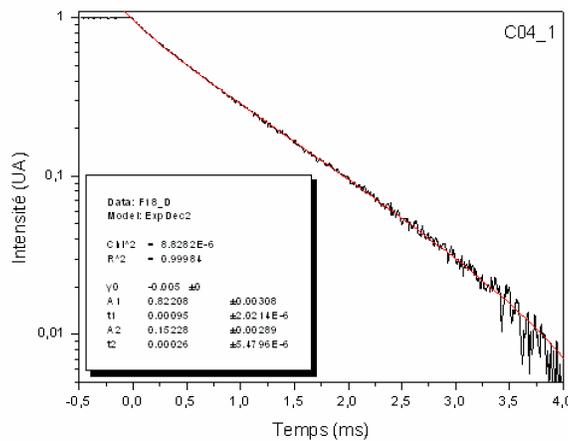


Figure 2.16 - Décroissance de la luminescence de l'Yb à 1 μm dans C04A (950 μs / 260 μs)

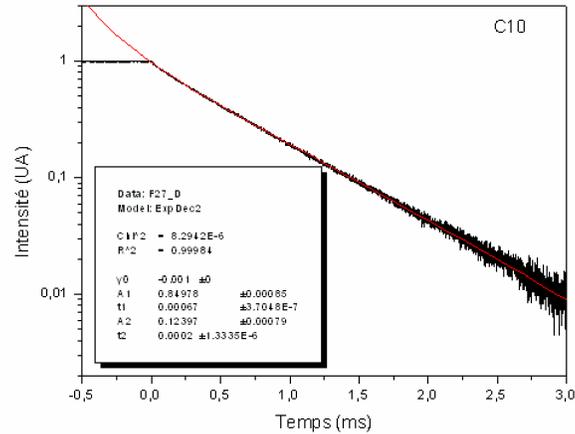


Figure 2.17 - Décroissance de la fluorescence de l'Yb à 1 μm dans C10 Yb (670 μs / 200 μs)

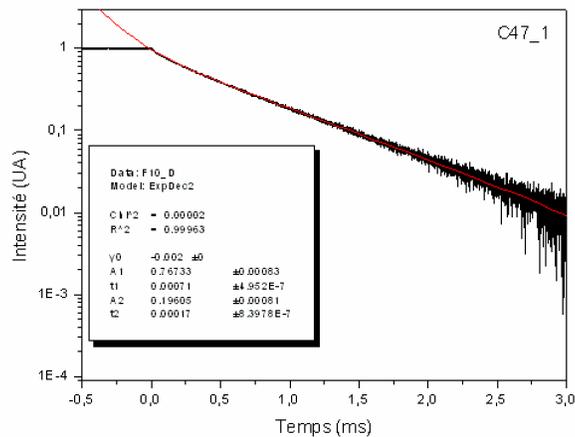


Figure 2.18 - Décroissance de la fluorescence de l'Yb à 1 μm dans C47A (710 μs / 170 μs)

Les durées de vie mesurées peuvent être rapprochées de mesures effectuées par d'autres groupes. L'équipe de Maurice a mesuré pour des matrices similaires (alumino-phospho-silicates) $1/\tau=1.9 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$ soit 625 μs . Pour des fibres dopées Yb seulement, elle a mesuré $1/\tau=1.3 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$ soit 770 μs . [2.13]. L'équipe de Bordais a mesuré $\tau=850 \mu\text{s}$ pour des fibres alumino-silicate dopées Yb pur [2.18]. L'équipe de Melkoumov a mesuré pour des fibres Ytterbium seulement $\tau=0.83 \text{ ms}$ pour des aluminosilicates et $\tau=1.45 \text{ ms}$ pour des phosphosilicates [2.12].

C10 (figure 2.17) et C47A (figure 2.18) ont bien des durées de vie correspondant à des alumino-phospho-silicates (avec peu de phosphore). C04A (figure 2.16) qui a une durée de vie intermédiaire contient moins d'Aluminium (la solution dopante était moins concentrée en Aluminium) et vraisemblablement plus de

phosphore. C10 doit contenir très peu de phosphore car la durée de vie de l'Yb est proche de celle d'une fibre dopée seulement Yb ; en outre, le temps de décroissance court est ici long : 1/3 de la durée de vie environ. Il est donc peu raccourci par le transfert vers l'Erbium qui est probablement peu efficace. Au contraire dans C47, le rapport entre la durée de vie aux temps longs et le temps de décroissance rapide est de 4.2. Sa valeur de 170 μ s est comparable aux durées de vie mesurées par d'autres équipes [2.13].

Nous avons donc mesuré la décroissance de la fluorescence à 1 μ m. Elle comporte deux composantes : une décroissance rapide due au couplage avec l'Erbium et une décroissance lente due à l'émission spontanée. Nous avons observé une réduction de la constante de temps de décroissance lente de l'Yb lorsque la teneur en phosphore est réduite et celle en aluminium est augmentée. Elle passe de 950 μ s pour une fibre phosphorée à 650 μ s pour une fibre peu phosphorée. Dans les simulations, nous utiliserons une durée de $\tau_{Yb}=1$ μ s proche de celle mesurée sur C04 jugée plus typique des fibres optimisées pour l'efficacité disponibles commercialement.

2.2. Modèles des milieux amplificateurs à fibre double gaine dopée Erbium-Ytterbium

Tout ce travail s'appuie sur plusieurs modèles aux hypothèses variées utilisés pour comprendre le fonctionnement des amplificateurs. Ces modèles seront désignés par M1,..., M5 selon leurs hypothèses. L'annexe B reprend leurs principales caractéristiques. Nous allons dans cette partie présenter en détail les modèles M1 et M2 qui rendent compte du comportement dynamique des amplificateurs.

2.2.1. Classification des modèles d'amplificateurs à fibre double gaine dopée Erbium-Ytterbium

Nous débutons cette partie par une revue des modèles existants, afin de replacer les modèles que nous avons développés par rapport à eux. Nous nous appuyerons sur [2.18] pour effectuer cette classification.

Considérons une fibre de longueur L, de rayon de cœur a et d'ouverture numérique ON, pompée en régime continu par une puissance de pompe P_p . On injecte, à son entrée, un signal $S^+(t)$ qui se propage vers +z. Il peut être continu de puissance P_s ou impulsionnel de durée T_p , de période T et de puissance crête P_s pour une énergie E_{in} , à la longueur d'onde λ_s . Les sections efficaces d'absorption et d'émission sont notées σ_{12} et σ_{21} respectivement.

Plusieurs paramètres caractéristiques peuvent être définis qui seront utiles pour la discussion.

En régime continu, l'inversion de population est comprimée, par rapport au régime petit signal, d'un facteur $\frac{1}{(1 + P_s/P_{sat})}$ où P_{sat} est la puissance de saturation définie par [2.19] :

$$P_{sat} = \frac{hc A}{\lambda_s (\sigma_{12} + \sigma_{21}) \Gamma \tau_{Er}} \quad (2.1)$$

L'origine de ces expressions est visible dans les équations (2.25)-(2.27).

En régime impulsionnel, une impulsion traverse la fibre en un temps $T_t = Ln/c$. On peut noter, de plus, τ le temps caractéristique d'évolution de l'inversion de population lors de l'amplification d'une impulsion. La variation de l'inversion de population est proportionnelle à E_{in}/E_{sat} où l'énergie de saturation est définie par [2.20] :

$$E_{sat} = \frac{hc A}{\lambda_s (\sigma_{12} + \sigma_{21}) \Gamma} \quad (2.2)$$

Les seuils des effets non-linéaires dans la fibre [2.21] sont proportionnels à l'aire effective du mode fondamental de la fibre et inversement proportionnel aux gains non-linéaires dans la fibre. On peut donc définir ces seuils à partir du gain Brillouin g_{dbs} , du gain Raman g_{drs} et de l'indice non-linéaire n_2 par

$$P_{dbs} \propto \frac{A_{eff}}{g_{dbs} L}$$

$$P_{drs} \propto \frac{A_{eff}}{g_{drs} L}$$

$$P_{ker r} \propto \frac{c A_{eff}}{\omega n_2 L}$$

La classification des modèles s'effectue selon les grandes caractéristiques des signaux considérés par rapport aux caractéristiques intrinsèques de la fibre (énergie de saturation, seuil non-linéaires...). La majeure partie des modèles ont été développés pour les applications Télécom et considèrent l'amplification de signaux continus ne générant pas d'effets non-linéaires [2.19]. L'émission spontanée et les phénomènes d'extinction sont en général pris en compte.

Types de signaux

Dans les applications qui nécessitent des puissance crêtes élevées comme les applications Lidar ou le pompage de cristaux non-linéaires, la durée typique des impulsions T_p varie de quelques ns à 1 μ s environ. Dans un amplificateur, T_t est typiquement de l'ordre de quelques dizaines de ns. Le temps caractéristique de l'inversion de population est de l'ordre de la centaine de μ s fonction de la saturation de l'amplificateur. Des modèles efficaces existent pour le régime continu et pour le régime quasi-continu où $T_p \gg T_t, \tau$ [2.22 - 2.24]. Ce dernier cas s'applique à la modélisation de l'ajout ou de la perte d'un canal de transmission dans les réseaux WDM ce qui conduit à des variations brusques de la puissance d'entrée des amplificateurs [2.25]. Dans le régime d'impulsions courtes où $T_p \ll T_t, \tau$, comme en télécommunications optiques où T_p est de l'ordre de la ps, le gain n'est fonction que de la puissance moyenne du signal. L'énergie transportée par

impulsion est alors faible du fait de leur faible durée. Dans ce régime, l'inversion de population de l'Erbium n'est pas déplétée. L'équation de Schrödinger non-linéaire est utilisée pour traiter le régime où la dispersion et les non-linéarités (Kerr) jouent un rôle significatif du fait de la largeur spectrale des impulsions [2.21, 2.26]. On utilise pour la résoudre des techniques de séparation d'opérateurs, la partie linéaire de l'opérateur étant calculée dans le domaine de Fourier.

La modélisation du régime dynamique où T_p varie entre 1 ns et 1 μ s avec $T_p \sim T_t, \tau$ et où les impulsions sont suffisamment énergétiques pour dépeupler l'inversion de population ont été étudiés pendant cette thèse pour l'Erbium-Ytterbium [2.27] et indépendamment par Wang pour l'Ytterbium [2.28].

Puissance ou énergie des signaux

En régime continu, la puissance moyenne fixe la saturation de l'amplificateur. A faible saturation, l'émission spontanée amplifiée et les phénomènes d'extinction prennent plus d'importance pour une description précise de l'amplificateur.

En régime impulsif, la valeur E_{in}/E_{sat} fixe la déplétion du gain pendant les impulsions et donc leur distorsion. Entre deux impulsions, si la puissance moyenne est faible, l'émission spontanée et les phénomènes d'extinction jouent un rôle important. C'est également vrai pour les réflexions parasites.

Si la puissance du signal P_s est comparable avec les seuils des effets non-linéaires ceux-ci doivent être inclus dans le modèle. Le tableau 3.1 du chapitre 3 donne une comparaison des seuils pour une fibre télécom standard et des fibres de diamètre plus important [2.29].

Elargissement partiellement inhomogène du milieu

Il n'est pas pris en compte dans ce travail.

Emission spontanée amplifiée

Nous avons rappelé au chapitre 1 qu'une spécificité importante des fibres optiques dopées est la génération d'une quantité importante d'émission spontanée. Celle-ci est elle-même amplifiée et donne naissance à l'émission spontanée amplifiée (ESA). Ce phénomène est dû à la force du produit gain x longueur dans les AFOD et au confinement dans la fibre.

L'ESA est significative dès que le gain des amplificateurs dépasse +20 dB. Dans certains cas où le signal à amplifié est faible et situé loin du maximum de gain, elle peut même dépasser en puissance le signal. En régime impulsif, elle limite le gain des amplificateurs à faible taux de répétition. L'ESA co-propagative peut saturer les étages avals et les priver ainsi de gain. Dans les fibres à large cœur, l'ESA générée dans les modes d'ordre supérieur peut saturer l'amplificateur. L'ESA est prise en compte dans les modèles en ajoutant la propagation en sens co-propagatif et contra-propagatif d'un signal parasite pour chacune des bandes du spectre.

Dans les fibres Erbium-Ytterbium, l'Ytterbium est susceptible de générer de l'émission spontanée entre 1030 nm et 1060 nm. Un mauvais transfert de l'énergie entre l'Ytterbium et l'Erbium (par exemple par manque de phosphore) et la présence de composants passifs trop réfléchissants à ces longueurs d'onde peuvent même entraîner un effet laser parasite à 1 μ m. L'ESA doit donc être prise en compte pour l'Erbium et pour l'Ytterbium.

Réflexions parasites

En régime impulsionnel en particulier, les réflexions parasites, même à niveau très faible, peuvent jouer un rôle important. Entre deux impulsions, elles réinjectent de l'ESA dans l'amplificateur et limitent ainsi le repeuplement de l'inversion de population. Lorsqu'une impulsion traverse l'amplificateur, elle donne naissance à des impulsions secondaires. Elles ont été introduites dans le modèle pour les études de la section 2.4.2 également décrites dans [2.27].

Phénomènes parasites d'extinction

Nous avons inclus dans nos modèles le transfert d'énergie quadrupolaire de l'Ytterbium à l'Erbium, le transfert secondaire et la conversion d'état excité. En revanche, nous avons négligé l'absorption par états excités et le transfert cumulatif ont été négligés dans ce modèle.

Distribution spatiale transverse des dopants et des modes

Si le cœur est uniformément dopé et si le mode a un diamètre beaucoup plus large que le cœur, l'inversion de population est uniforme dans le cœur. Si ce n'est pas le cas (fibres gros cœur notamment), la situation est plus complexe.

Effets thermiques auto-induits

Dans le cas de l'Erbium-Ytterbium, une fraction minimale de $\epsilon=1-975/1550\sim 37\%$ de la puissance de pompe absorbée est dissipée sous forme thermique lors des transitions non-radiatives entre $^4I_{11/2}$ et $^4I_{13/2}$. Cela provoque un échauffement de la fibre. Cet échauffement peut modifier la population relative des différents sous niveaux Stark et du même coup les sections efficaces.

Le modèle M5, exposé en fin de chapitre, prend en compte ces phénomènes pour les fibres Erbium-Ytterbium [2.30]. Un modèle qui calcule la chaleur générée par l'absorption de la pompe (sans tenir compte de son effet sur les sections efficaces) a été proposé indépendamment par Wang pour l'Ytterbium [2.31].

Caractère multimode

L'augmentation de la taille du cœur conduit à travailler avec des fibres qui ne guident que quelques modes (en général 2-7 modes). Ces modes ne voient pas la même inversion de population ni la même saturation que le fondamental. Le couplage entre les modes ne sera pas pris en compte dans nos modèles.

Diffusion Rayleigh

Les photons qui se propagent dans la fibre peuvent subir des collisions inélastiques sur les impuretés de la fibre aboutissant à une diffusion de la puissance dans toutes les directions de l'espace avec une faible efficacité variant comme $1/\lambda^4$. La diffusivité par stéradian est donnée par [2.32] :

$$\alpha_{RS}^0 = 0.63 + 5 \cdot ON^2 + 300 \cdot ON^4 + 1000 \cdot ON^6 + 30000 \cdot ON^8$$

Les photons incidents sont diffusés dans toutes les directions et seule une petite fraction S correspondant à l'angle de capture de la fibre est guidée. S est approximativement donnée dans l'image (fausse) de l'optique géométrique :

$$S = \frac{2\pi(1 - \cos^2 ON/n)}{4\pi} \approx \frac{ON^2}{4n^2}$$

Pour une ouverture numérique $ON=0.13$, $S \approx (\pi ON^2/n^2)/4\pi \approx 2 \cdot 10^{-3}$.

L'effet de la diffusion Rayleigh n'est sensible que sur des forts gains et/ou de grandes longueurs de fibres [2.33].

Effets non-linéaires

Lorsque les intensités deviennent très élevées, les interactions matière/rayonnement deviennent non linéaires. La silice étant un milieu centro-symétrique, la susceptibilité d'ordre 2 est quasi-nulle. Les effets non-linéaires qui apparaissent sont des effets du 3^{ème} ordre.

L'effet Kerr est un processus élastique qui correspond à la variation de l'indice optique selon la direction de polarisation. La Diffusion Brillouin Stimulée (DBS) est un processus inélastique qui correspond à la diffusion contra-propagative de la lumière sur des ondes acoustiques dans le milieu. La Diffusion Raman Stimulée (DRS) est de même nature.

La table 2.3 résume les différents phénomènes pris ou non en compte dans les différents modèles d'amplificateurs.

Phénomènes extrinsèques à la fibre	
<i>Type de signaux considérés</i>	Régime impulsionnel, durée des impulsion T_p par rapport aux temps caractéristiques (τ , T_f)
<i>Puissance ou énergie des signaux</i>	Valeur de P_s/P_{sat} , Seuils des effets non-linéaires ; Valeur de P_s/P_{dbs} , P_s/P_{drs} , P_s/P_{kerr} Valeur de E_{in}/E_{sat}
<i>Réflexions parasites</i>	Puissance réinjectée par rapport à l'émission spontanée amplifiée
Phénomènes intrinsèques à la fibre	
<i>Elargissement non-homogène du milieu</i>	
<i>Emission spontanée amplifiée</i>	Puissance injectée par rapport à puissance de saturation
<i>Phénomènes parasites d'extinction comme le transfert d'énergie, l'absorption par états excités, ou l'extinction par paire d'ions</i>	Niveau de pompage
<i>Distribution spatiale transverse des dopants et des modes</i>	Taille du cœur, puissance injectée
<i>Effets thermiques auto-induits</i>	Puissance injectée
<i>Caractère multimode</i>	Valeur de la fréquence normalisée $V=k.a.ON$
<i>Diffusion Rayleigh</i>	
<i>Effets non-linéaires</i>	Valeur de P_s/P_{dbs} , P_s/P_{drs} , P_s/P_{kerr}

Table 2.3 - Phénomènes susceptibles d'intervenir dans les modèles

2.2.2. Hypothèses communes à tous les modèles de ce travail.

Les modèles que nous avons développés sont destinés à la compréhension des grands mécanismes en jeu dans les amplificateurs de forte puissance. Notre but est également de les utiliser pour concevoir des amplificateurs destinés à être intégrés dans un système Lidar. Nous avons donc privilégié la compréhension des phénomènes qui sous-tendent le fonctionnement des amplificateurs de forte puissance et des grandes tendances. La modélisation d'un amplificateur inconnu dans le cadre d'une procédure de conception est ainsi envisageable avec des erreurs qui sont inférieures à quelques dizaines de pourcent.

Dans cet esprit, il faut se demander quel point de départ prendre pour les modélisations en ce qui concerne les propriétés physiques intrinsèques de la fibre. En particulier les sections efficaces d'absorption et d'émission ainsi que les durées de vie des différents niveaux sont en général mal connus. En effet, la grande variabilité de certaines grandeurs avec la composition de l'hôte entraîne des écarts importants parfois d'un lot à l'autre d'une même fibre. Que prendre alors pour modéliser une fibre dont on ne dispose même pas encore d'échantillons ? Notre approche est la suivante : nous prenons comme paramètres d'entrée du modèle l'absorption aux pics de l'Yb et l'Er qui sont aisément mesurables sur une fibre donnée. Les densités de dopants correspondantes sont calculées en supposant que les sections efficaces des dopants sont ceux d'une fibre de référence. Nous avons utilisé comme fibre de référence des données provenant d'une fibre aluminophosphosilicate fabriquée par Lucent et aimablement communiquées par la société Keopsys (fig. 2.19 et fig. 2.20). Les données relatives à cette fibre ont permis, moyennant quelques ajustements des constantes de transfert liées au transfert Ytterbium-Erbium, au transfert secondaire ou à la conversion d'état excité, de modéliser de façon très satisfaisante un grand nombre de configurations différentes. Les ajustements ont été faits en utilisant des valeurs proches de celles de la littérature.

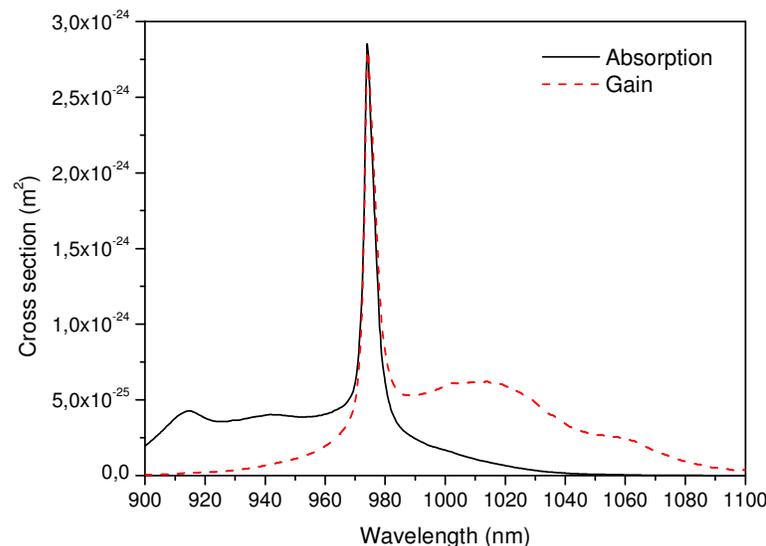


Figure 2.19 - Sections efficaces de référence de Ytterbium

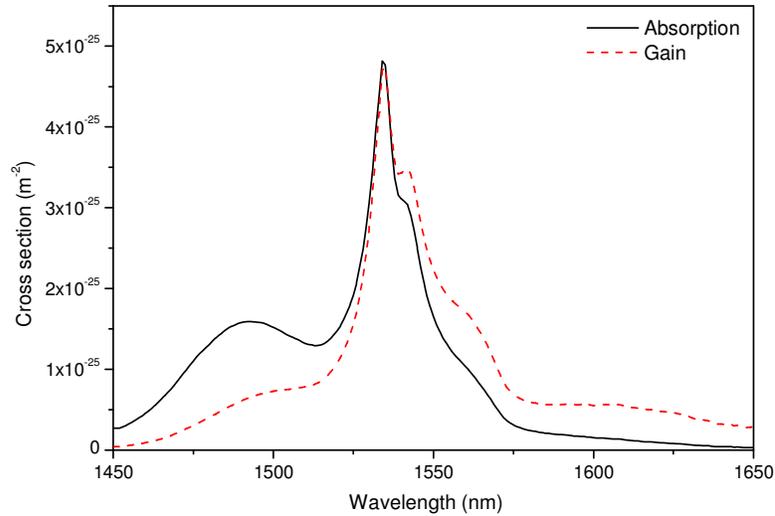


Figure 2.20 - Sections efficaces de référence de l’Erbium

Les durées de vie correspondantes sont $\tau_{Yb}=1$ ms et $\tau_{Er}=10$ ms.

Hypothèse 1 Thermalisation des sous-niveaux Stark.

Nous avons vu que chacun des niveaux se décompose en sous-niveaux Stark. Lorsqu’une transition aboutit sur un des sous-niveaux Stark, la population de celui-ci augmente. Des échanges d’énergie ont lieu avec les phonons de la matrice vitreuse qui très rapidement ramènent la population à l’équilibre. On parle de thermalisation. Le temps caractéristique de ce retour à l’équilibre est l’inverse de la probabilité d’interaction avec un phonon ayant l’énergie nécessaire. Il est de quelques picosecondes.

Nous supposons donc que les populations des sous-niveaux Stark sont en permanence à l’équilibre thermique. Les sections efficaces mesurées à température ambiante contiennent l’information sur cette distribution. Si la température de la fibre s’écarte suffisamment de la température ambiante, elles doivent être corrigées. L’Erbium-Ytterbium peut donc être vu comme un système à 5 niveaux (cf. fig. 2.21).

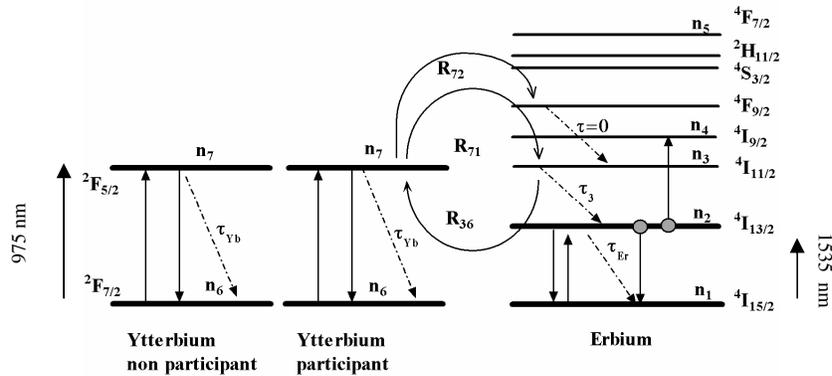


Figure 2.21 –Spectroscopie du système Erbium-Ytterbium dans le cadre de nos modèles (cf. section 2.1).

Hypothèse 2 Vacuité des niveaux $^4I_{11/2}$ et supérieurs.

Les fibres Er-Yb étant fortement dopées en phosphore, τ_3 est très court : de l'ordre de 1 μ s: Nous supposons donc que ce niveau et les autres niveaux supérieurs de l'Erbium (thermalisation instantanée) sont vides. L'Er-Yb est donc traité comme un système quasi 4 niveaux.

Afin de déterminer les équations cinétiques d'évolution des populations dans la fibre qui a une symétrie cylindrique, nous pouvons adopter un système de coordonnées cylindriques (r,z). En un point les densités locales en Er et Yb sont respectivement ρ_{Er} et ρ_{Yb} . Nous désignons par W_{ij} le taux de transitions radiatives du niveau i au niveau j, R_{ij} les taux des transitions par relaxations croisées entre Yb et Er. R_{ij} est proportionnel au produit des populations des niveaux i et j puisque le processus nécessite un ion sur chacun des niveaux. Le taux d'upconversion est proportionnel au carré de la population du niveau 2 puisqu'elle fait intervenir 2 ions. Il est donc donné par $-C\rho_{Er}^2$.

Les ions Ytterbium sont séparés en deux classes. Les ions qui sont suffisamment proches des ions Erbium échangent de l'énergie avec eux par transfert direct ou transfert secondaire. Une fraction f_{np} des ions Ytterbium est trop éloignée et ne participe pas aux échanges (cf. section 2.1.1.2). En désignant par N_7^{np} la populations des ions Ytterbium non participants, les équations cinétiques qui décrivent l'évolution des populations des quatre niveaux retenus (1,2,6 et 7 sur la figure 2.2) sont donc données par :

$$\frac{\partial N_7^p(r, z, t)}{\partial t} = -\frac{N_7^p}{\tau_{Yb}} + W_{67}N_6^p - W_{76}N_7^p - R_{71,Yb}N_7^p - R_{72,Yb}N_7^p \quad (2.3a)$$

$$N_6^p + N_7^p = \rho_{Yb}(1 - f_{np}) \quad (2.4a)$$

$$\frac{\partial N_7^{np}(r, z, t)}{\partial t} = -\frac{N_7^{np}}{\tau_{Yb}} + W_{67}N_6^{np} - W_{76}N_7^{np} \quad (2.3b)$$

$$N_6^{np} + N_7^{np} = \rho_{Yb}f_{np} \quad (2.4b)$$

$$\frac{\partial N_2(r, z, t)}{\partial t} = -\frac{N_2}{\tau_{Er}} + W_{12}N_1 - W_{21}N_2 + R_{71,Er}N_1 - R_{72,Er}N_2 - R_{up}N_2 \quad (2.5)$$

$$N_1 + N_2 = \rho_{Er} \quad (2.6)$$

où $R_{71,Yb}=K_{tr}N_1$, $R_{72,Yb}=K_{tr,2} N_2$, $R_{71,Er}=K_{tr}N_1^p$, $R_{72,Er}=K_{tr,2} N_1^p$. K_{tr} et $K_{tr,2}$ sont des constantes qui contrôlent respectivement le transfert de l'Ytterbium vers l'Erbium dans l'état fondamental et le transfert secondaire. Elles sont fonction seulement de la distance relative entre les ions Er et Yb. $R_{up}=C_{up}$ est une constante fonction uniquement de la distance relative entre deux ions Er.

Dans la suite de ce chapitre, nous travaillerons sur les populations fractionnaires normalisées à la densité totale des ions :

$$n_i = \frac{N_i}{\rho_{Er}} \text{ pour } i=1,2 \text{ et } n_i = \frac{N_i}{\rho_{Yb}} \text{ pour } i=6,7$$

Soit :

$$\frac{\partial n_7^p(r, z, t)}{\partial t} = -\frac{n_7^p}{\tau_{Yb}} + W_{67}n_6^p - W_{76}n_7^p - r_{71,Yb}n_7^p - r_{72,Yb}n_7^p \quad (2.7a)$$

$$n_6^p + n_7^p = (1 - f_{np}) \quad (2.8a)$$

$$\frac{\partial n_7^{np}(r, z, t)}{\partial t} = -\frac{n_7^{np}}{\tau_{Yb}} + W_{67}n_6^{np} - W_{76}n_7^{np} \quad (2.7b)$$

$$n_6^{np} + n_7^{np} = f_{np} \quad (2.8b)$$

$$\frac{\partial n_2(r, z, t)}{\partial t} = -\frac{n_2}{\tau_{Er}} + W_{12}n_1 - W_{21}n_2 + r_{71,Er}n_1 - r_{72,Er}n_2 - r_{up}n_2 \quad (2.9)$$

$$n_1 + n_2 = 1 \quad (2.10)$$

avec

$$\begin{aligned}
r_{71,Yb} &= K_{tr} \rho_{Er} n_1 \\
r_{71,Er} &= K_{tr} \rho_{Yb} n_7^p (1 - f_{np}) \\
r_{72,Yb} &= K_{tr,2} \rho_{Er} n_2 \\
r_{72,Er} &= K_{tr,2} \rho_{Yb} n_7^p (1 - f_{np}) \\
r_{up} &= C_{up} \rho_{Er} n_2
\end{aligned} \tag{2.11}$$

Nous prendrons sauf mention contraire [2.34] : $K_{tr}=4.0 \cdot 10^{-22} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, : $K_{tr,2}=1.5 \cdot 10^{-22} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$. C_{up} sera obtenu par ajustement entre 0 et $1 \cdot 10^{-23} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ selon le niveau de dopage.

Hypothèse 3 Propagation simplifiée de la pompe dans la double gaine.

Nous supposons que la forme de la gaine interne de section A_{int} a été optimisée pour un couplage optimal entre les modes qui rend l'absorption effective de la pompe α_{int} constante et égale à

$$\alpha_{int} = \alpha_{coeur} \Gamma_{cl} \text{ avec } \Gamma_{cl} = \frac{A_{coeur}}{A_{int}} \tag{2.12}$$

en désignant par A_{coeur} la section du cœur et α_{coeur} l'absorption du cœur.

La puissance de pompe en un point donné est désignée par P^+ ou P^- selon qu'elle se propage selon $+z$ ou $-z$. L'intensité normalisée dans la gaine interne est prise uniformément égale à

$$\psi_{cl} = \frac{1}{A_{int}} \tag{2.13}$$

Hypothèse 4 Régime dynamique : cas H4a $T_p \gg T_t, \tau$ ou cas H4b $T_p \sim T_t, \tau$.

Lorsqu'une impulsion est présente dans l'amplificateur, nous nous plaçons dans le cadre où $T_p \sim T_t, \tau$. T_t vaut 50 ns pour un amplificateur de 10 m de longueur. Les équations de propagation des différents flux et les équations cinétiques sur les populations sont donc résolues en prenant en compte toutes les dérivées partielles simultanément.

Entre deux impulsions successives ou en régime stationnaire, nous nous plaçons dans le cas où T_t, τ sont petits devant l'évolution des champs optiques. Les équations aux dérivées partielles sont résolues d'abord en calculant l'évolution des populations au moyen des équations cinétiques puis en propageant les champs sur toute la longueur de la fibre.

Dans les deux cas, les calculs sont effectués par une méthode Runge-Kutta au 4^{ème} ordre à pas temporel adaptatif.

Hypothèse 5 Prise en compte de l'émission spontanée.

Le spectre de l'Yb (950-1100 nm) est divisé en 10 bandes inégales qui permettent de prendre en compte l'ESA de l'Yb. La puissance d'ESA dans une bande donnée est désignée par S_{Yb}^+ ou S_{Yb}^- selon qu'elle se propage vers +z ou -z.

Le spectre de l'Er (1450-1650 nm) est divisé en 200 bandes de 1 nm de large afin de prendre en compte l'ESA de l'Er. La puissance d'ESA dans une bande donnée est désignée par S_{Er}^+ ou S_{Er}^- selon qu'elle se propage vers +z ou -z.

L'émission spontanée est supposée uniquement couplée dans le fondamental proportionnel au nombre d'ions excités, au nombre de modes de polarisation couplés (soit 2 si les fibres ne sont pas à maintien de polarisation) et à la bande d'analyse. D'où :

$$P_{Er}^0 = 2h\nu_k \Delta\nu_k \sigma_{21} \rho_{Er} n_2 \text{ pour l'Er et}$$

$$P_{Yb}^0 = 2h\nu_k \Delta\nu_k \sigma_{76} \rho_{Yb} \left[(1 - f_{np}) n_7^p + f_{np} n_7^{np} \right] \text{ pour l'Yb}$$

Dans le cas d'une fibre multimode, on définit un nombre m effectifs de modes LP couplés avec $m_{Er}, m_{Yb} > 1$ tel :

$$P_{Er}^0 = 2m_{Er} h\nu_k \Delta\nu_k \sigma_{21} \rho_{Er} n_2 \text{ pour l'Er et}$$

$$P_{Yb}^0 = 2m_{Yb} h\nu_k \Delta\nu_k \sigma_{76} \rho_{Yb} \left[(1 - f_{np}) n_7^p + f_{np} n_7^{np} \right] \text{ pour l'Yb} \quad (2.14)$$

Cette façon de considérer le régime multimode est très simplifiée puisqu'elle ne permet pas de tenir compte des inversions de population différente vues par deux modes différents. Elle permet cependant une première approche de leur contribution [2.20]. L'influence de ce nombre n'est toutefois pas déterminante sur le comportement des amplificateurs.

Hypothèse 6 Pendant une impulsion, l'ESA ne joue pas de rôle sur la dynamique

Lorsqu'une impulsion voyage dans l'amplificateur (cas H4b), la puissance qu'elle transporte domine tout processus lié à l'ESA. Par suite, dans les équations cinétiques, tous les termes liés à l'ESA sont supposés nul. Au contraire, entre deux impulsions (cas H4a), les termes avec ESA doivent être calculés.

Si le spectre est divisé en N_λ bandes dans les calculs, cette remarque permet de gagner un facteur N_λ sur le temps de calcul pendant les impulsions.

Hypothèse 7 Présence éventuelle de réflexions.

Les conditions aux limites intègrent la présence de réflexions dépendantes de la longueur d'onde. Elles permettent de modéliser des lasers ou des réflexions parasites dues aux composants passifs. Tous les champs sont donc supposés pouvoir se propager selon +z ou -z et sont distingués dans les équations par un exposant +/-.

On ajoute donc pour toute longueur d'onde λ_k , des conditions aux limites en intensité du type :

$$\begin{aligned} S_{k,+}(z=0,t) &= R(z=0,\lambda_k)S_{k,-}(z=0,t) \\ S_{k,-}(z=L,t) &= R(z=L,\lambda_k)S_{k,+}(z=L,t) \end{aligned} \quad (2.15)$$

Hypothèse 8 Les effets non-linéaires sont négligés.

Pour tous les modèles, sauf pour les modèles M3 et M4, on supposera de plus que les puissances des différents flux sont supposées beaucoup plus faibles que les seuils des effets non-linéaires qui sont donc négligés.

2.2.3. Le modèle à dépendance radiale M1

Les équations cinétiques intègrent la dépendance radiale de l'inversion de population et de l'intensité.

Hypothèse 9 Concentrations uniformes

Le milieu est supposé uniformément dopé avec une densité moyenne ρ_{Er} et ρ_{Yb} uniforme.

Hypothèse 10 Propagation dans le mode fondamental

Les champs signaux et ESA sont supposés se propager dans le mode fondamental dont l'intensité normalisée est $\psi(r)$.

Hypothèse 11 Forme du mode

$\psi(r)$ est donné par une gaussienne de largeur à mi-hauteur ω_0 donné par la formule de Marcuse pour une fibre à saut d'indice qui est obtenue par ajustement polynomial [2.54] :

$$\omega_0 = a \cdot (0,65 + 1,619 V^{-3/2} + 2,879 V^{-6})$$

où la fréquence normalisée V de la fibre de rayon a s'écrit

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \cdot ON$$

L'erreur commise sur le diamètre de mode pour des fibres à gros cœur par rapport à la résolution exacte de l'équation de Helmholtz est tracée sur la figure 2.22.

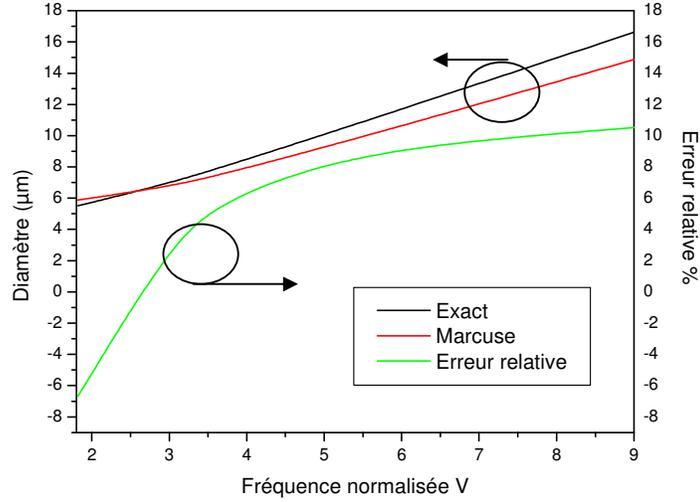


Figure 2.22 - Ecart entre l'approximation gaussienne de Marcuse et le calcul exact du mode.

En explicitant les W_{ij} , les équations (2.7)-(2.11) permettent d'obtenir l'évolution de la population fractionnaire du niveau excité de l'Ytterbium n_7 au point (r,z) et au temps t :

$$\frac{\partial n_7^p(r, z, t)}{\partial t} = -\frac{n_7^p}{\tau_{Yb}} - \frac{1}{\tau_{Yb}} \sum_k \left(\frac{n_7^p - \frac{\sigma_{67,k}}{\sigma_{67,k} + \sigma_{76,k}}}{U_{Yb,k}^{sat}} \right) [\psi_{cl,k}(r)(P_k^+ + P_k^-) + \psi_k(r)(S_{Yb,k}^+ + S_{Yb,k}^-)]$$

$$- K_{ir} \rho_{Er}(r)(1 - f_{np}) n_7^p (1 - n_2) - K_{ir,2} \rho_{Er}(r)(1 - f_{np}) n_7^p n_2 \quad (2.16a)$$

$$\frac{\partial n_7^{np}(r, z, t)}{\partial t} = -\frac{n_7^{np}}{\tau_{Yb}} - \frac{1}{\tau_{Yb}} \sum_k \left(\frac{n_7^{np} - \frac{\sigma_{67,k}}{\sigma_{67,k} + \sigma_{76,k}}}{U_{Yb,k}^{sat}} \right) [\psi_{cl,k}(r)(P_k^+ + P_k^-) + \psi_k(r)(S_{Yb,k}^+ + S_{Yb,k}^-)] \quad (2.16b)$$

$$U_{Yb,k}^{sat} = \frac{hc}{\lambda_k} \frac{1}{[\sigma_{67}(\lambda_k) + \sigma_{76}(\lambda_k)] \tau_{Yb}} \quad (2.17)$$

De même l'évolution de la population du niveau excité de l'Erbium n_2 au point (r,z) et au temps t est donnée par :

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_2(r, z, t)}{\partial t} = & -\frac{n_2}{\tau_{Er}} - \frac{1}{\tau_{Er}} \left[\left(n_2 - \frac{\sigma_{12,s}}{\sigma_{12,s} + \sigma_{21,s}} \right) \frac{\psi_s(r)(S^+ + S^-)}{U_{Er,s}^{sat}} + \sum_k \left(n_2 - \frac{\sigma_{12,k}}{\sigma_{12,k} + \sigma_{21,k}} \right) \frac{\psi_k(r)(S_{Er,k}^+ + S_{Er,k}^-)}{U_{Er,s}^{sat}} \right] \\ & + K_{ir} \rho_{Yb}(r) f_p n_7^p (1 - n_2) - K_{ir,2} \rho_{Yb}(r) f_p n_7^p n_2 - C_{up} \rho_{er}(r) n_2^2 \end{aligned} \quad (2.18)$$

$$U_{Er,k}^{sat} = \frac{hc}{\lambda_k} \frac{1}{[\sigma_{12}(\lambda_k) + \sigma_{21}(\lambda_k)] \tau_{Er}} \quad (2.19)$$

Il apparaît le facteur de saturation de la fibre défini comme le rapport entre l'intensité et la fluence de saturation $U_{Er,k}^{sat}$ (resp. $U_{Yb,k}^{sat}$). Cette fluence représente l'échelle d'intensité qui contrôle la vitesse de variation de l'inversion de population de l'Er (resp. l'Yb) autour de l'inversion de population à la transparence. Cette inversion à la transparence est donnée pour l'Er par :

$$n^0(\lambda) = \frac{\sigma_{12}}{\sigma_{12} + \sigma_{21}} \quad (2.20)$$

Une expression équivalente donne l'inversion pour l'Yb. Cet écart est visible dans (2.16) et (2.19) au niveau du terme entre parenthèses. Lorsque l'inversion de population atteint $n^0(\lambda)$, il y a autant de transitions d'absorption que d'émission à la longueur d'onde λ . L'absorption nette est donc nulle : le milieu est transparent à la longueur d'onde λ .

Ces équations doivent être complétées par les équations de propagation des flux qui ne comprennent aucun terme non-linéaire en champ électrique (hypothèse H8).

Propagation de la pompe

$$\pm \frac{\partial P_k^\pm}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial P_k}{\partial t} = \left[\int_0^a \left\{ \sigma_{76,k} \left[(1-f_{np})n_7^p + f_{np}n_7^{np} \right] - \sigma_{67,k} \left[(1-f_{np})n_6^p + f_{np}n_6^{np} \right] \right\} \rho_{Yb}(r) \psi_{cl}(r) 2\pi r dr - \Gamma_{cl} \alpha_{bg} \right] P_k^\pm \quad (2.21)$$

Propagation de l'émission spontanée de l'Yb

$$\begin{aligned} \pm \frac{\partial S_{k,Yb}^\pm}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial S_{k,Yb}^\pm}{\partial t} = & \left[\int_0^a \left\{ \sigma_{76,k} \left[(1-f_{np})n_7^p + f_{np}n_7^{np} \right] - \sigma_{67,k} \left[(1-f_{np})n_6^p + f_{np}n_6^{np} \right] \right\} \rho_{Yb}(r) \psi_k(r) 2\pi r dr - \Gamma_k \alpha_{bg} \right] S_{k,Yb}^\pm \\ & + \alpha_k^{RBS} S_{k,Yb}^\mp + 2m_p h v_k \Delta v_k \int_0^a \rho_{Yb}(r) \sigma_{76,k} \left((1-f_{np})n_7^p + f_{np}n_7^{np} \right) \psi_k(r) 2\pi r dr \end{aligned} \quad (2.22)$$

Propagation du signal

$$\pm \frac{\partial S_k^\pm}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial S_k^\pm}{\partial t} = \left[\int_0^a (\sigma_{21,k} n_2 - \sigma_{12,k} n_1) \rho_{Er}(r) \psi_k(r) 2\pi r dr - \Gamma_k \alpha_{bg} \right] S_k^\pm + \alpha_k^{RBS} S_k^\mp \quad (2.23)$$

Propagation de l'émission spontanée de l'Er

$$\begin{aligned} \pm \frac{\partial S_{k,Er}^\pm}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial S_{k,Er}^\pm}{\partial t} = & \left[\int_0^a (\sigma_{21,k} n_2 - \sigma_{12,k} n_1) \rho_{Er}(r) \psi_k(r) 2\pi r dr - \Gamma_k \alpha_{bg} \right] S_{k,Er}^\pm + \alpha_k^{RBS} S_{k,Er}^\pm \\ & + 2m_s h v_k \Delta v_k \sigma_{21} \int_0^a \rho_{Er}(r) \psi_k(r) n_2 2\pi r dr \end{aligned} \quad (2.24)$$

Dans ces équations, $v_g=c/n$ est la vitesse de la lumière dans la fibre et α_k^{RBS} tient compte de la diffusion Rayleigh [2.32].

Les équations (2.16) à (2.20) et (2.21) à (2.24) forment le modèle radialement dépendant (désigné par M1). Les équations sont discrétisées en découpant la fibre en N_r tranches radiales, N_z segments selon z , le spectre en N_λ bandes spectrales (au total), la durée d'une impulsion en N_{Tp} points et la période en N_t points. Ce modèle est assez coûteux en temps de calcul puisque, pendant une impulsion (hypothèse H4a) le calcul nécessite $N_r \times N_z \times N_{Tp}$ pas et en dehors d'une impulsion (hypothèse H4b) $N_\lambda \times N_r \times N_z \times N_t$ pas.

Typiquement, nous avons pris $N_r=20$, $N_z=200$, $N_T=100$, $N_{Tp} = \frac{T_p v_g}{L / N_z}$.

Les figures 2.23 à 2.24 montrent l'évolution de l'erreur relative en fonction du nombre de tranches N_z et du nombre de zones radiales N_r .

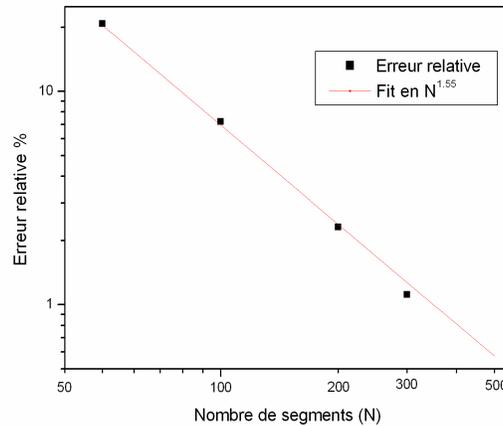


Figure 2.23 Erreur relative en fonction du nombre de tranches N_z

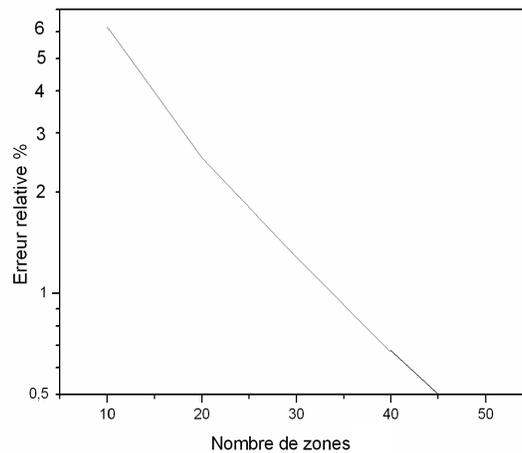


Figure 2.24 Erreur relative en fonction du nombre de zones radiales N_r

Le modèle simplifié M2 permet de s'affranchir de la dimension radiale permet d'obtenir un gain d'un facteur N_r en temps de calcul. Un tel modèle permet d'effectuer une exploration paramétrique plus facilement. L'implémentation des modèles a été effectuée en C++. Une simulation typique sur un Pentium® IV avec le modèle M1 prend 30 minutes pour quelques minutes avec le modèle M2.

2.2.4. Le modèle simplifié à intégrales de recouvrement M2

Hypothèse 12 Approximation des intégrales de recouvrement (saut d'indice confiné)

Cette approximation extrêmement répandue dans les modèles issus du domaine des télécommunications optiques permet de s'affranchir de la dépendance radiale de l'inversion de population. Après quelques calculs détaillés dans l'annexe C, on obtient les équations du modèle dit "à saut d'indice confiné" selon l'appellation de Desurvire [2.19]. Cette approximation consiste à prendre la moyenne radiale des deux membres des équations (2.16) et (2.18). Le produit intensité x inversion de population dans le membre de droite qui apparaît alors est simplifié en supposant que le membre de droite ne dépend pas trop du niveau de saturation (par exemple, lorsque la taille du mode est grande devant la taille du cœur [2.19]).

On obtient les équations d'évolution de la population fractionnaire du niveau excité de l'Yb et de l'Erbium maintenant indépendante de la coordonnée radiale r :

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_7^p}{\partial t} = & -\frac{n_7^p}{\tau_{Yb}} - \frac{1}{\tau_{Yb}} \sum_k \frac{P_k^+ + P_k^-}{P_{Cl,k}^{sat}} \left(n_7^p - \frac{\sigma_{67,k}}{\sigma_{67,k} + \sigma_{76,k}} \right) + \frac{S_{Yb,k}^+ + S_{Yb,k}^-}{P_{Yb,k}^{sat}} \left(n_7^p - \frac{\sigma_{67,k}}{\sigma_{67,k} + \sigma_{76,k}} \right) \\ & - K_{ir} N_{Er} (1 - f_{np}) n_7^p (1 - n_2) - K_{ir,2} N_{Er} (1 - f_{np}) n_7^p n_2 \end{aligned} \quad (2.25a)$$

$$\frac{\partial n_7^{np}}{\partial t} = -\frac{n_7^{np}}{\tau_{Yb}} - \frac{1}{\tau_{Yb}} \sum_k \frac{P_k^+ + P_k^-}{P_{Cl,k}^{sat}} \left(n_7^{np} - \frac{\sigma_{67,k}}{\sigma_{67,k} + \sigma_{76,k}} \right) + \frac{S_{Yb,k}^+ + S_{Yb,k}^-}{P_{Yb,k}^{sat}} \left(n_7^{np} - \frac{\sigma_{67,k}}{\sigma_{67,k} + \sigma_{76,k}} \right) \quad (2.25b)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_2}{\partial t} = & -\frac{n_2}{\tau_{Er}} - \frac{1}{\tau_{Er}} \left[\frac{S^+ + S^-}{P_{Er,s}^{sat}} \left(n_2 - \frac{\sigma_{12,s}}{\sigma_{12,s} + \sigma_{21,s}} \right) + \sum_k \frac{S_{Er,k}^+ + S_{Er,k}^-}{P_{Er,k}^{sat}} \left(n_2 - \frac{\sigma_{12,k}}{\sigma_{12,k} + \sigma_{21,k}} \right) \right] \\ & + K_{ir} N_{Yb} (1 - f_{np}) n_7^p (1 - n_2) - K_{ir,2} N_{Yb} (1 - f_{np}) n_7^p n_2 - C_{up} N_{Er} n_2^2 \end{aligned} \quad (2.26)$$

où les puissances de saturation sont définies par :

$$\begin{aligned}
P_{Er,s}^{sat} &= \frac{U_{Er,s}^{sat} \pi a^2}{\Gamma(\lambda_s)} & P_{Er,k}^{sat} &= \frac{U_{Er,k}^{sat} \pi a^2}{\Gamma(\lambda_k)} \\
P_{Yb,k}^{sat} &= \frac{U_{Yb,k}^{sat} \pi a^2}{\Gamma(\lambda_k)} & P_{Cl,k}^{sat} &= \frac{U_{Yb,k}^{sat} \pi a^2}{\Gamma_{cl}}
\end{aligned} \tag{2.27}$$

Les expressions des équations de propagation dans ce modèle sont données en annexe C. L'utilisation de ce modèle est a priori discutable car l'hypothèse de faibles variations transverses en fonction de la saturation de l'inversion de population n'a que peu de chance d'être vérifiée. C'est particulièrement vrai dans les applications des fibres à haute énergie qui utilisent pour la plupart des fibres à large cœur. Des fibres à cœur très larges ont été récemment utilisées dans des configurations MOPA : une fibre de 200 μm de diamètre de cœur et d'ouverture numérique 0.062 dopée Yb a été utilisée délivrant 27 mJ par impulsion [2.35]. Pour une fibre à large cœur, la fréquence normalisée vérifie $V \gg 2.405$. Le diamètre de mode à $1/e^2$, ω est donc beaucoup plus petit que celui du cœur a . Les résultats de modélisation montreront cependant que les erreurs introduites par ce modèle simplifié sont comparables à d'autres incertitudes.

2.2.5. Les modèles M3 et M4 incluant la Diffusion Brillouin Stimulée

Ces modèles ajoutent dans les équations de propagation du modèle M2 des termes non-linéaires qui prennent en compte la Diffusion Brillouin Stimulée. Ils sont décrits dans le chapitre 3.

2.3. Comparaison du modèle standard à saut d'indice confiné (M2) et du modèle résolu radialement (M1)

La majorité des applications de la génération d'impulsions de forte puissance utilisent des fibres à large mode pour permettre la transmission de forte puissance sans distorsion. L'approximation du saut d'indice confiné n'est plus alors justifiée. Le rayon du mode à $1/e^2$ en intensité ω est plus petit que le cœur. Pour une fibre de diamètre 24 μm et d'ouverture numérique 0.11, la fréquence normalisée vaut $V=5.35$ et l'approximation des intégrales de recouvrement ne doit *a priori* pas être utilisée : pour $V>5.3$, $\omega/a<0.8$ tandis que pour la fibre télécom standard SMF 28, la fréquence normalisée vérifie $V\sim 1.9$ et $\omega/a\sim 1.36$ en utilisant la définition Petermann I du diamètre de mode. L'intensité du signal dans la fibre de 24 μm de diamètre subit donc de fortes variations transverses qui induisent de larges variations dans la saturation des ions dopants. La figure 2.25 décrit la situation juste avant l'arrivée d'une impulsion dans l'amplificateur en régime permanent. A l'entrée de l'amplificateur ($z=0$), l'inversion de population est très faible à cause du faible gain (l'amplificateur est pompé en configuration contrapropagative) et de la faible intensité du signal. A la sortie de l'amplificateur ($z=3\text{m}$), le pourcentage des ions Erbium excités est élevé et varie de 70 % à 95 % entre le centre et la bordure du cœur de la fibre du fait des grandes variations de la saturation plus importante au centre de la fibre. En gardant à l'esprit le coût élevé du calcul avec le modèle M1, nous discutons maintenant l'intervalle de validité du modèle M2 basé sur les intégrales de recouvrement.

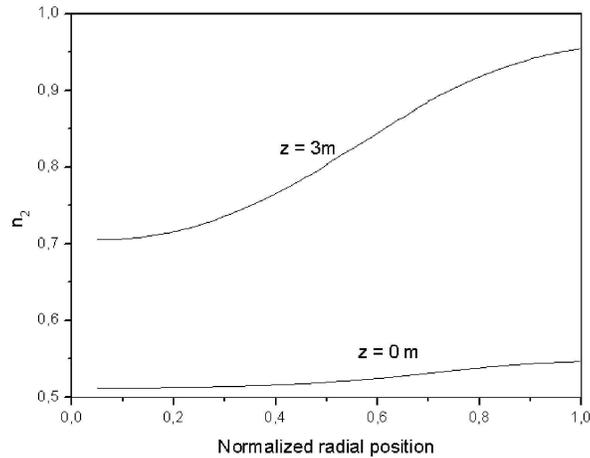


Figure 2.25 Variations transverses de la population de l'état excité de l'Erbium. Le diamètre du cœur fait $24 \mu\text{m}$ et l'ouverture numérique 0,11.

La figure 2.26 représente la modélisation de deux amplificateurs utilisant deux fibres LMA différentes. Le premier (fig. 2.26b) comporte une fibre de diamètre de cœur $6.1 \mu\text{m}$ ($V=2.13$) tandis que le deuxième (fig. 2.26a) comporte une fibre de diamètre de cœur $30 \mu\text{m}$ ($V=10.64$). Chaque amplificateur a été modélisé successivement en utilisant les modèles M1 avec dépendance radiale et M2 sans dépendance radiale. Nous observons que le modèle M2 surestime toujours le gain de l'amplificateur par rapport au modèle M1. En outre la déplétion du gain de l'amplificateur y est plus lente au cours de l'impulsion. L'erreur introduite par l'utilisation de l'intégrale de recouvrement varie de 10 % pour la fibre de $6 \mu\text{m}$ jusqu'à 30 % pour la fibre de $30 \mu\text{m}$. L'inversion de population de l'Erbium est plus faible au centre du cœur où l'intensité du signal atteint son maximum. De (C.18) il s'en suit que Γ_k calculé avec l'approximation des intégrales de recouvrement est plus grand que $\Gamma_{2,k}$ calculé sans approximation. Ainsi, le gain (proportionnel à Γ_2) est plus fort lorsqu'il est calculé dans le cadre du modèle M2. Nous avons calculé l'erreur relative entre les énergies par impulsion prévues par les modèles M1 et M2 en fonction du rapport entre les diamètres de cœur $2a$ et de mode $2w$ (figure 2.27). L'ouverture numérique est gardée constante. On constate que l'erreur croît presque linéairement avec ce rapport qui caractérise le confinement du mode dans le cœur et donc l'inhomogénéité de la saturation.

Diamètre du cœur	6.1 μm / 30 μm
Longueur de fibre	3 m
Puissance de pompe (copropagative)	8 W
Puissance crête en entrée	1 W
Durée des impulsions	100 ns
Taux de répétition	20 kHz

Table 2.4 - Paramètres de la figure 2.26

Toutefois, il convient de noter que l'erreur introduite par l'approximation des intégrales de recouvrement est en fait comparable avec les incertitudes introduites par le peu de connaissances des

données d'entrée du modèle telles que les concentrations en dopants ou les sections efficaces. Une première étape de modélisation peut donc s'effectuer dans le cadre du modèle M2 même dans le cadre des fibres à large coeur. En outre, ce modèle sera un bon outil pour une étude paramétrique des amplificateurs et pour acquérir une compréhension plus profonde de leur physique.

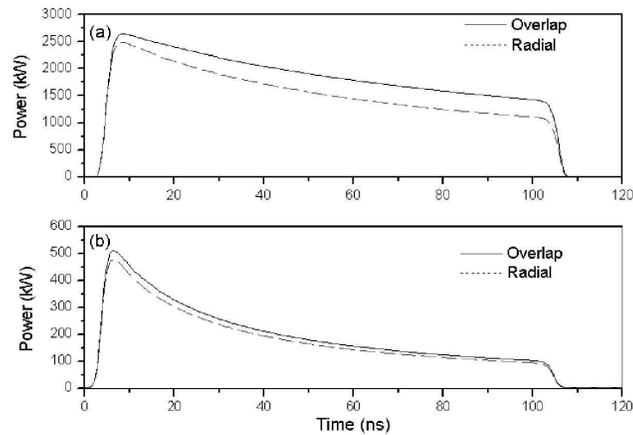


Figure 2.26 Comparaison des formes d'impulsion prédites par les modèles M1 et M2 en sortie d'une fibre de 30 μm (a) et d'une fibre de 6.1 μm (b). La forme de l'impulsion en entrée est rectangulaire.

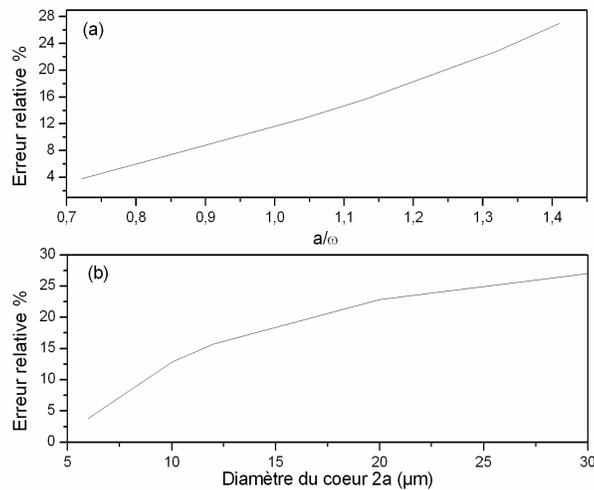


Figure 2.27 Différence relative entre le modèle M1 et le modèle M2 en fonction du rapport diamètre de coeur sur diamètre de mode (a) et en fonction du diamètre du coeur (b).

2.4. Résultats expérimentaux sur les amplificateurs

Le modèle M2 a d'abord été validé par la modélisation d'un amplificateur +30 dBm de la société Keopsys composé d'un préamplificateur Erbium et d'un amplificateur de puissance à fibre dopée Erbium-Ytterbium. Il a ensuite permis d'analyser en détail le comportement d'un amplificateur qui délivre des impulsions courtes de forte puissance crête à faible rapport cyclique.

2.4.1. Modélisation d'un amplificateur +30 dBm commercial en régime microseconde

2.4.1.1. Mesures en statique

Le modèle a d'abord été validé par la modélisation d'un amplificateur +30 dBm de la société Keopsys composé d'un préamplificateur Erbium et d'un amplificateur de puissance à fibre dopée Erbium-Ytterbium.

a. Etage préamplificateur

Le rôle du préamplificateur est d'amplifier le signal d'entrée pour lui donner un niveau suffisant pour saturer l'amplificateur. Le préamplificateur est composé d'un tronçon de 8 m de fibre dopée Erbium pompée en copropagatif par une diode de pompe monomode à 980 nm. La fibre préamplificatrice est décrite dans le tableau 2.4. Le taux de conversion d'état excité, le pourcentage d'ions appairés et les pertes d'entrée ont été ajustées pour un bon accord avec l'expérience. Les valeurs utilisées sont compatibles avec la littérature. Le dopage Erbium pur est suffisant car la puissance de pompe à absorber est faible.

Diamètre du cœur	2,8	μm
Longueur	8	m
Ouverture numérique	0,29	
Absorption au pic de l'Erbium	6,5	dB/m
Taux de conversion d'état excité	1.10^{-23}	m^3s^{-1}
Pourcentage d'ions appairés	5	%
Pertes d'entrée	1,2	dB
Pertes de pompe	0,5	dB
Longueur d'onde de la pompe	980	nm
Puissance de pompe	70	mW

Table 2.4 - Paramètres de la fibre préamplificatrice

Afin de caractériser la réponse spectrale du préamplificateur, nous avons injecté le préamplificateur à l'aide d'une source accordable (une diode en cavité externe) pour différentes puissances injectées. La puissance de sortie est mesurée à l'aide d'un photodétecteur. La figure 2.28 montre les résultats obtenus. On notera l'excellent accord entre modèle et expérience. Lorsque la puissance d'entrée augmente, la puissance de sortie croît. Aux faibles puissance d'entrée (18 μW), les puissances de sorties varient significativement avec la longueur d'onde : les longueurs d'onde proches de 1530 nm subissent un gain deux fois plus élevées que les longueurs d'ondes proches de 1545 nm. Ce comportement est à la puissance de saturation plus élevée aux grande longueurs d'onde : une même puissance d'entrée sature moins bien la fibre aux grandes longueurs d'onde. Il reste donc beaucoup de gain pour générer de l'ESA lorsque le signal est situé à une longueur d'onde supérieure à 1540 nm. Lorsqu'on augmente la puissance d'entrée, la saturation augmente et le phénomène est moins sensible.

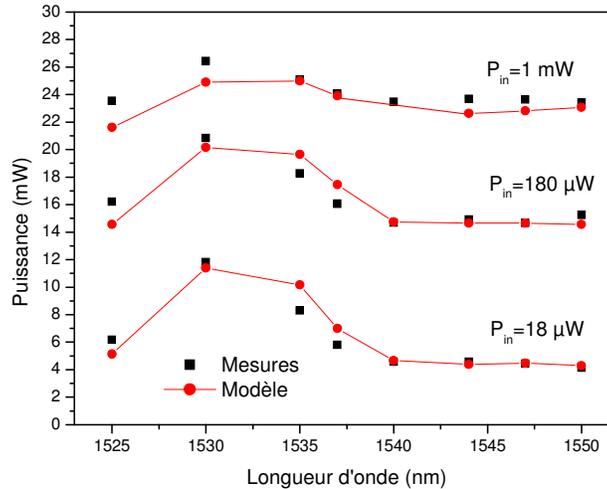


Figure 2.28 - Puissance de sortie après le préamplificateur. Les résultats expérimentaux sont représentés par des carrés. Les résultats de modélisations sont représentés par des disques.

b. Etage de puissance

L'amplificateur est constitué d'une fibre dopée Erbium-Ytterbium à double gaine à laquelle sont couplées deux diodes à ruban large. La fibre peut être pompée en configuration copropagative au moyen de la diode 1 ou contrapropagative à 975 nm. La diode 1 possède une puissance estimée de 2,2 W pour un courant maximal $I_1=3,5$ A. La diode 2 possède une puissance estimée de 3,4 W pour un courant $I_2=4,5$ A. L'efficacité de couplage est estimée égale à 85 %. Ces chiffres ont été obtenus auprès de la société Keopsys. La fibre amplificatrice est décrite dans le tableau 2.5. Le taux de conversion d'état excité, les taux de transfert, le pourcentage d'ions Ytterbium non participants et les pertes d'entrée ont été ajustées pour un bon accord avec l'expérience. Les valeurs utilisées sont compatibles avec la littérature.

Afin de caractériser la réponse spectrale de l'amplificateur, nous l'avons injecté à l'aide d'une source accordable (une diode en cavité externe) pour différentes puissances injectées. La puissance de sortie est mesurée à l'aide d'un photodétecteur. La figure 2.29 montre les résultats obtenus. On notera l'excellent accord entre modèle et expérience. Comme pour le préamplificateur, la puissance de sortie dépendant significativement de la longueur d'onde aux faibles puissance d'entrée.

Diamètre du cœur	6,1	μm
Longueur	8	m
Ouverture numérique	0,175	
Absorption au pic de l'Ytterbium	1750	dB/m
Absorption au pic de l'Erbium	41,7	dB/m
Taux de conversion d'état excité	$9 \cdot 10^{-24}$	$\text{m}^3 \text{s}^{-1}$
Taux de transfert de l'Ytterbium vers l'Erbium	$4 \cdot 10^{-22}$	$\text{m}^3 \text{s}^{-1}$
Taux de transfert cumulatif de l'Ytterbium vers l'Erbium	$2 \cdot 10^{-22}$	$\text{m}^3 \text{s}^{-1}$
Pourcentage d'ions Ytterbium non participant	15	%
Pertes d'entrée	1,2	dB
Pertes de pompe	0,0	dB
Longueur d'onde de la pompe	975	nm

Table 2.5 - Paramètres principaux de la fibre de 6,1 μm

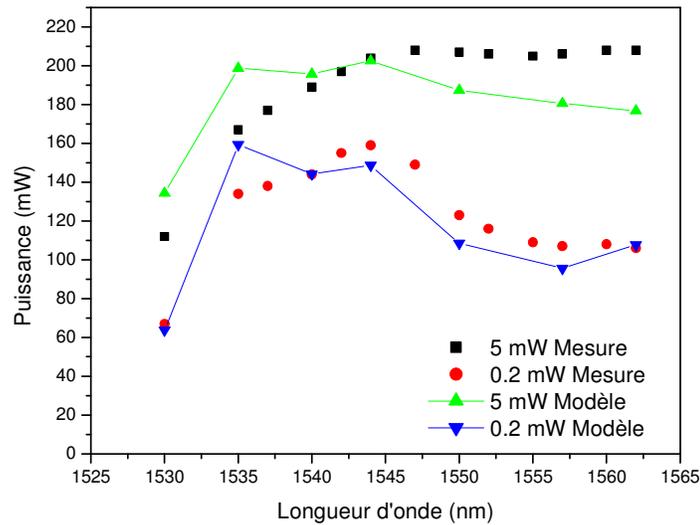


Figure 2.29 - Puissance de sortie de l'étage de puissance en fonction de la longueur d'onde et de la puissance injectée (fonctionnement continu). Le pompage est copropagatif. ($I_1=3A$)

Avec le même jeu de paramètres, sans nouvel ajustement, nous avons comparé les puissances obtenues pour trois longueurs d'onde (1535 nm, 1545 nm et 1550 nm) pour une puissance d'entrée de 5 mW et pour différentes puissances de pompe. La figure (2.30) présente les résultats obtenus en configuration copropagative. La figure (2.31) présente les résultats obtenus en configuration contrapropagative. La puissance signal obtenu en configuration contrapropagative est la plus élevée. Ce résultat bien connu est lié à la

distribution de la pompe qui est maximale là où le signal est maximal ce qui permet une conversion optimale.

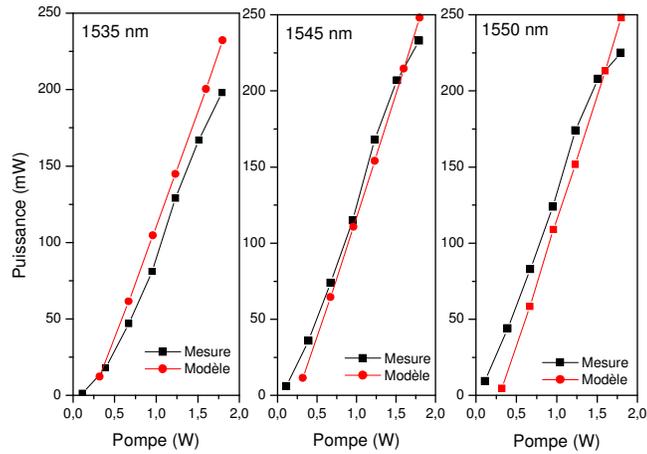


Figure 2.30 - Puissance de sortie en configuration copropagative en régime continu pour différentes longueurs d'onde du signal. La puissance d'entrée vaut $P_{in} = 5 \text{ mW}$. Les résultats de mesures sont représentés par des carrés. Les résultats de modélisation sont représentés par des disques rouges.

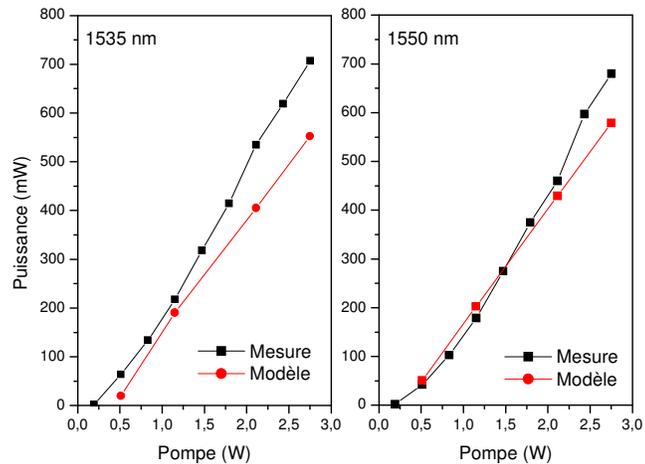


Figure 2.31 - Puissance de sortie en configuration contrapropagative en régime continu pour différentes longueurs d'onde du signal. La puissance d'entrée vaut $P_{in} = 5 \text{ mW}$. Les résultats de modélisation sont représentés par une droite rouge.

2.4.1.2. Mesures en régime impulsionnel microseconde

En configuration MOPA en régime impulsionnel, les qualités spectrales de l'oscillateur laser peuvent être préservées tout en permettant une grande flexibilité sur la forme des impulsions produites. L'oscillateur est une diode laser DFB de faible largeur spectrale (< 1 MHz) JDS Uniphase à 1542 nm. La puissance émise traverse un modulateur acousto-optique à 100 MHz. Il délivre des impulsions rectangulaires de durée variable réglée à environ $1 \mu\text{s}$ avec des fronts de montée de l'ordre de 50 ns. La fréquence de répétition est de 20 kHz. Ces impulsions traversent successivement les deux étages d'amplification de l'amplificateur + 30 dBm. Un coupleur 1 % permet de mesurer à la fois la puissance moyenne \bar{P} sur un mesureur de puissance photoélectrique de faible bande passante et le profil temporel des impulsions sur une photodiode PIN de 1 GHz de bande passante (fig. 2.32).

A partir de la puissance moyenne et du profil temporel de l'impulsion proportionnel à la tension $U(t)$ aux bornes de la photodiode, la puissance crête peut être calculée. Nous sommes dans un régime où la remontée d'émission spontanée entre deux impulsions est négligeable car l'amplificateur est bien saturé. L'émission spontanée entre les impulsions n'est pas détectable sur la photodiode. L'énergie par impulsion est donc directement calculable à partir de la puissance moyenne et de la période. Soit E l'énergie des impulsions de durée τ et de période T . On a :

$$E = \bar{P}T$$

Nous verrons au chapitre 4 que cette expression ne permet pas d'évaluer correctement l'énergie par impulsion à faible taux de répétition lorsque l'émission spontanée amplifiée contribue à la puissance moyenne émise par la source.

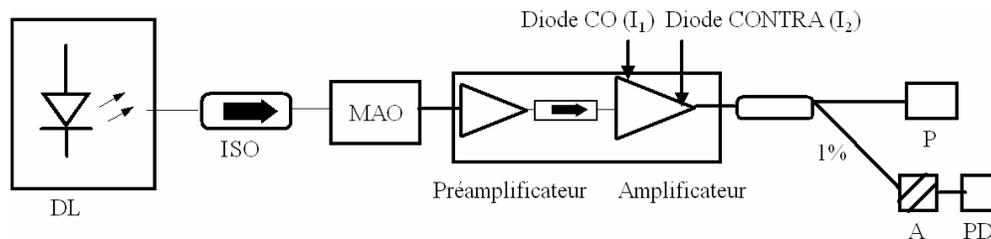


Figure 2.32 - Schéma des mesures en régime impulsionnel. Les courants des diodes de pompe I_1 et I_2 sont ajustables.

Désignons par U_{\max} la tension crête aux bornes de la photodiode et P_{\max} la puissance crête de l'impulsion. On peut écrire pour des impulsions de durée τ et de période T :

$$\frac{\int_0^{\tau} u(t)dt}{u_{\max}} = \frac{\int_0^{\tau} P(t)dt}{P_{\max}} = \frac{\bar{P}}{P_{\max}} \frac{1}{T}$$

D'où

$$P_{\max} = \frac{\int_0^{\tau} P(t) dt}{P_{\max}} = \frac{\bar{P}}{T} T_{eq}$$

Avec

$$T_{eq} = \frac{u_{\max}}{\int_0^{\tau} u(t) dt}$$

T_{eq} représente une durée effective de l'impulsion : c'est la durée de l'impulsion rectangulaire de même énergie que l'impulsion initiale dont la puissance crête serait P_{\max} .

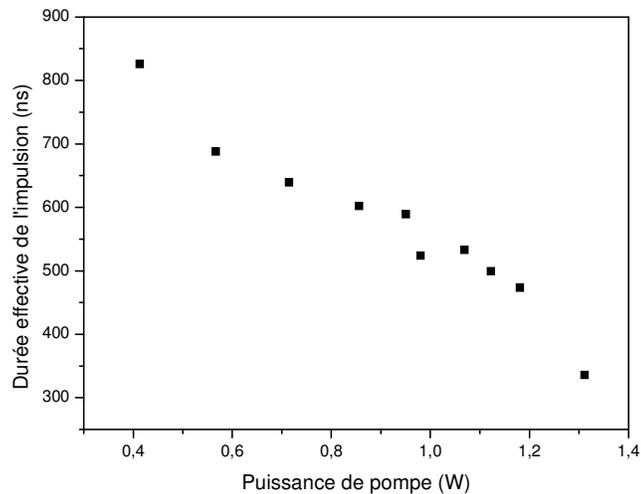


Figure 2.33 - Evolution de la durée effective de l'impulsion T_{eq} en fonction de la puissance de pompe de la diode 1 (copropagative) estimée d'après le courant de pompe I_1 .

Nous avons tracé sur la figure 2.33 l'évolution de T_{eq} avec la puissance de pompe. Des puissances de pompe élevées correspondent donc à des gains élevés. On note une réduction d'un facteur 2,5 de la durée des équivalente des impulsions. Cette réduction est liée à la compression de gain causée par la déplétion de l'inversion de population par émission stimulée au cours de l'impulsion. Celle-ci est d'autant plus élevée que le gain est élevé comme nous le verrons dans la section 2.5. Afin d'obtenir une impulsion gaussienne en sortie de durée donnée, il faudra donc injecter en entrée une impulsion plus longue de forme optimisée.

Nous avons tracé sur les figures 2.34 et 2.36 la puissance crête estimée à l'aide des relations précédentes. Chaque impulsion qui traverse l'amplificateur déplete au fur et à mesure l'inversion de population. L'impulsion subit donc une distorsion d'autant plus forte que le gain initial est élevé et que l'énergie contenue dans l'impulsion est élevée (car alors la déplétion est forte) (cf. fig. 2.35 et 2.37). Le modèle reproduit bien cette caractéristique et donne des résultats quantitatifs à 20 % près soit 1 dB environ. De nombreuses incertitudes existant sur les pertes des composants à l'intérieur de l'amplificateur, on peut

estimer que les résultats sont corrects et valident le modèle. Lorsque la puissance crête atteint environ 11 W en configuration copropagative et environ 26 W en configuration contrapropagative, un trou apparaît dans l'impulsion environ 100 ns après le début de l'impulsion. Cette déplétion du signal est causée par la diffusion Brillouin stimulée (DBS) dans l'amplificateur. Elle sera étudiée en détail dans le chapitre 3. Il suffit pour l'instant de remarquer que son influence sur la puissance crête de l'impulsion reste faible lorsqu'on ne dépasse pas le seuil de la DBS. L'impulsion de départ est légèrement plus longue dans les simulations (1,1 μ s) que dans les expériences (1 μ s).

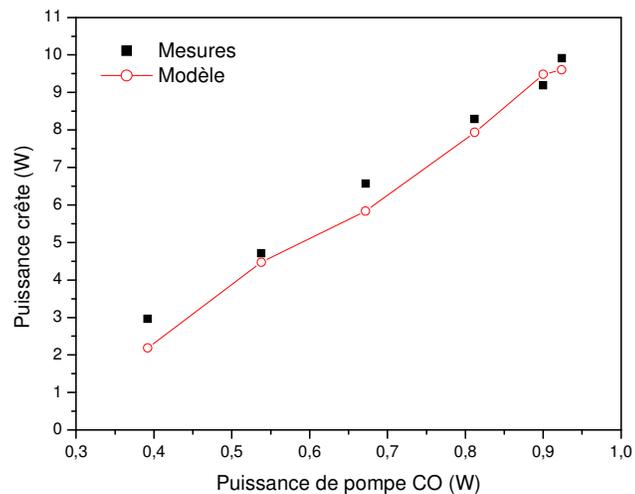


Figure 2.34 - Comparaison modèle / mesures sur la puissance crête des impulsions en configuration copropagative

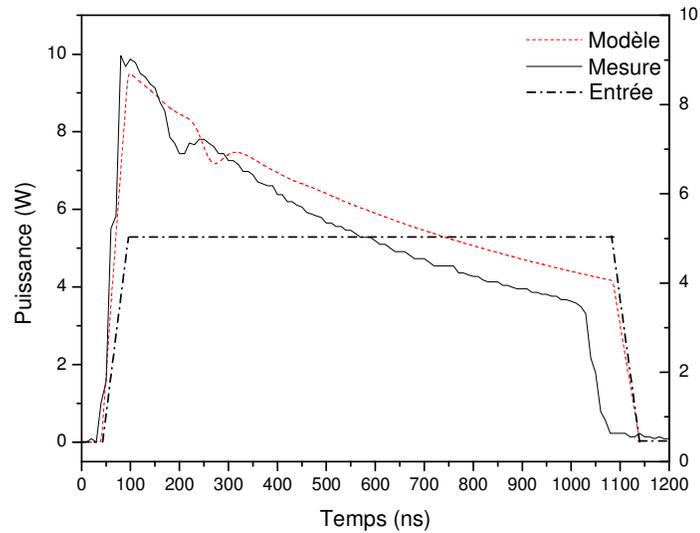


Figure 2.35 - Comparaison modèle / mesures sur la forme d'une impulsion en configuration copropagative pour une puissance de pompe de 0,9 W.

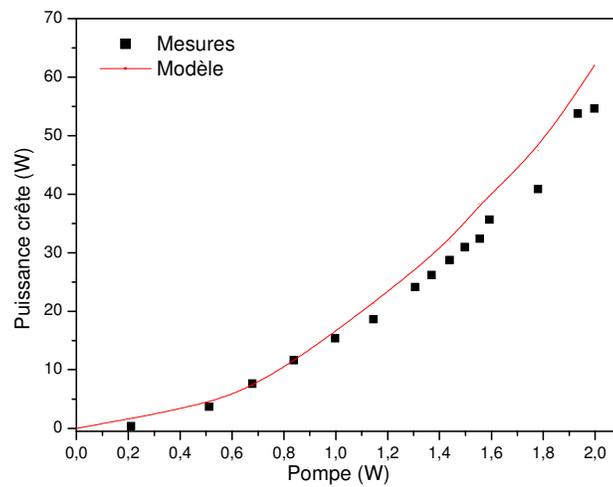


Figure 2.36 - Comparaison modèle / mesures sur la puissance crête des impulsions en configuration contrapropagative

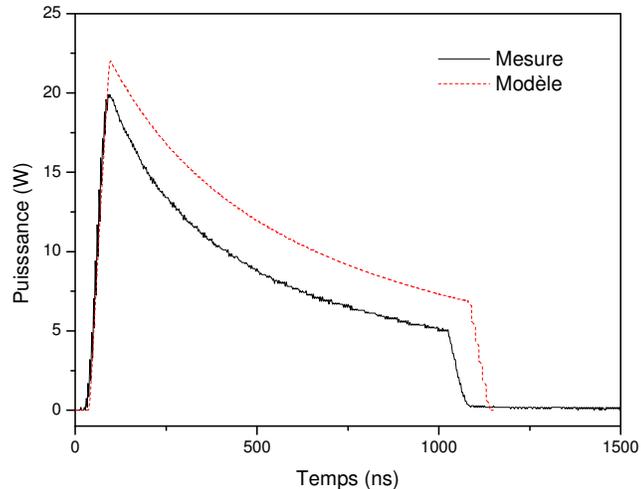


Figure 2.37 - Comparaison modèle / mesures sur la forme d'une impulsion en configuration contrapropagative

2.4.2. Modélisation d'un amplificateur en régime impulsionnel nanoseconde

Pour d'autres applications, des impulsions de quelques nanosecondes avec des puissances crêtes atteignant plusieurs kilowatts sont nécessaires. Dans ce cas, la largeur spectrale de l'injecteur est moins contraignante : la diode est habituellement utilisée en modulation de gain en la commandant par des impulsions de courant. Sa largeur spectrale fait alors plusieurs gigahertz et la diffusion Brillouin stimulée n'est plus un phénomène limitatif. Par contre, d'autres effets non-linéaires apparaissent, en particulier le phénomène d'amplification paramétrique par mélange à 4 ondes entre le signal et l'émission spontanée par effet Kerr sont limitants [2.36]. Pour atteindre des puissances crêtes comprises entre 5 kW et 15 kW, des fibres amplificatrices dont le cœur mesure plus de 10 μm sont utilisées.

Nous avons effectué la modélisation d'un amplificateur permettant de délivrer des impulsions de forte puissance crête construit à partir d'une fibre de 11 μm de cœur. La fibre de longueur $L=4.6$ m est pompée par 4 W de puissance de pompe par un système de pompage à encoche (V-groove). Des impulsions de 7 ns sont produites par une diode laser DFB à $\lambda_s=1.54$ μm . On peut ainsi construire un amplificateur en simple passage ou en double passage.

Dans un amplificateur à simple passage (fig. 2.39a), les impulsions traversent l'amplificateur une seule fois. Le gain obtenu est limité par l'autosaturation liée à l'émission spontanée dans l'amplificateur à 25-30 dB environ. En outre, pour saturer l'amplificateur de puissance et amplifier les impulsions de manière efficace, il faut préamplifier les impulsions. Les impulsions traversent donc d'abord un préamplificateur à fibre dopée Erbium. La sortie traverse un filtre passe bande de largeur 2 nm pour réduire l'émission spontanée amplifiée qui pourrait saturer l'amplificateur de puissance. L'amplificateur construit avec la fibre

de 11 μm codopée Erbium Ytterbium peut alors délivrer des impulsions de 5.5 kW de puissance crête à des taux de répétition de 1 kHz.

Diamètre du cœur	11	μm
Longueur	4.6	m
Ouverture numérique	0,5	
Absorption au pic de l'Ytterbium	670	dB/m
Absorption au pic de l'Erbium	20	dB/m
Taux de conversion d'état excité	4.10^{-24}	m^3s^{-1}
Taux de transfert de l'Ytterbium vers l'Erbium	4.10^{-22}	m^3s^{-1}
Taux de transfert cumulatif de l'Ytterbium vers l'Erbium	1.10^{-22}	m^3s^{-1}
Pourcentage d'ions Ytterbium non participant	5	%
Pertes d'entrée	1	dB
Pertes de pompe	0,0	dB
Longueur d'onde de la pompe	975	nm

Table 2.6 - Paramètres de la fibre amplificatrice

La modélisation utilise les paramètres listés dans la table 2.6. Comme pour l'amplificateur 30 dBm, certains paramètres physiques difficilement accessibles (taux de transfert et conversion d'état excité) sont ajustés à partir de mesures effectuées en régime continu (fig. 2.38). Les impulsions en entrée sont supposées de forme supergaussienne de largeur à mi-hauteur T :

$$P_{in}(t) = P_0 \exp\left[-2\left(\frac{2t}{T}\right)^{16}\right]$$

La figure 2.40 montre le très bon accord avec les mesures effectuées à un taux de répétitions de 20 kHz. Aux taux de répétition plus faibles, le modèle surestime la puissance crête d'environ 3 dB. L'observation du spectre indique la présence d'effets non-linéaires qui ne devraient toutefois pas modifier la puissance détectée par la photodiode. Nous avons alors introduit une modélisation plus fine des composants passifs en ajoutant des réflexions parasites de -50 dB au niveau du filtre et du connecteur APC de sortie. Ces valeurs ont un ordre de grandeur réaliste surtout pour des connecteurs qui ne sont pas neufs : l'usure peut dégrader le taux de réflexion. Aux faibles taux de répétition, l'ajout de ces réflexions parasites a un effet très significatif : la puissance crête des impulsions en sortie est réduite d'environ 3 dB, proche des valeurs mesurées.

Cet effet est lié à la génération d'ESA entre deux impulsions consécutives : après une impulsion, l'inversion de population augmente libérant de l'ESA. La présence de réflexions parasites génère un retour qui amplifie considérablement l'ESA contrapropagative. Le gain à la longueur d'onde signal lorsque l'impulsion arrive se trouve réduit par la saturation due à cet excès d'ESA.

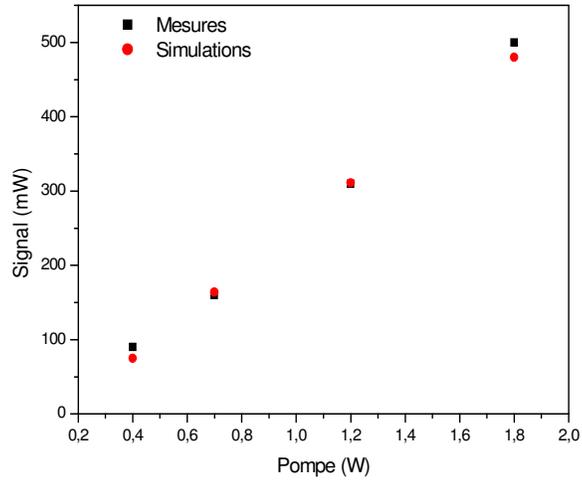


Figure 2.38 - Comparaison modèle / mesures en configuration continue d'un tronçon de fibre de 4.6 m injecté avec 5 mW à 1545 nm

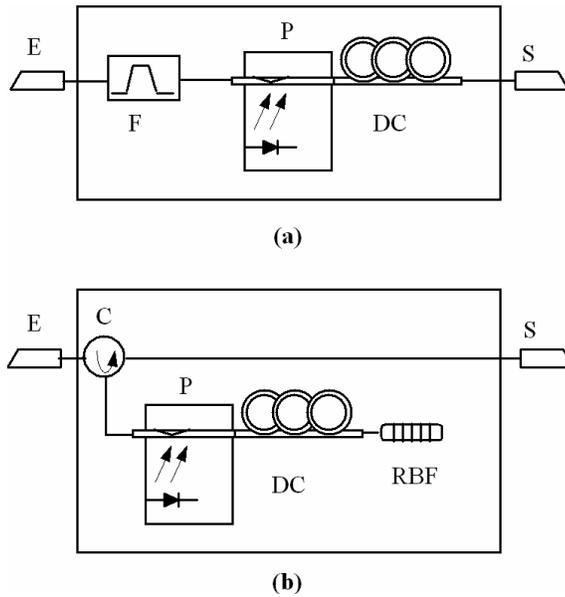


Figure 2.39 - Schéma des configurations d'amplificateurs en simple passage (a) et double passage (b)

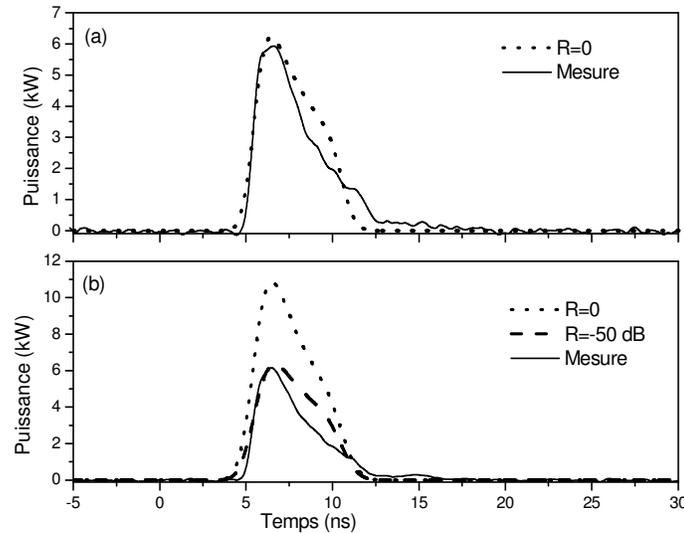


Figure 2.40 - Comparaison (—) et modèles en configuration impulsionnelle pour l'amplificateur à double passage à 20 kHz de taux de répétition (a) et 1 kHz (b). Avec (- -) et sans réflexions parasites (• •)

Un autre mécanisme physique aurait pu générer des réflexions parasites équivalentes. La rétrodiffusion Rayleigh (cf. section 2.2.1). Le produit du coefficient de diffusion par la fraction de capture donne le coefficient de rétrodiffusion recouplée α_k^{RBS} qui vaut de l'ordre de 10^{-7} m^{-1} à $5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^{-1}$ pour des fibres d'ouvertures numériques usuelles c'est-à-dire inférieure à 0,2 [2.37]. En configuration simple passage, des valeurs de α_k^{RBS} inférieures à -40 dB/m ne permettent pas de reproduire les comportements observés. La cause principale de la limitation de la puissance crête des impulsions est donc bien la présence de réflexions parasites aux extrémités.

Dans une configuration en double passage (fig. 2.39b), les impulsions traversent un circulateur, sont amplifiées lors du premier passage dans la fibre amplificatrice puis elles sont réfléchies sur un réflecteur à réseau de Bragg de façon à filtrer l'émission spontanée amplifiée et à éviter la saturation de l'amplificateur par celle-ci. Aux faibles taux de répétition (inférieurs à 10 kHz), les mesures montrent une saturation brutale de la puissance crête en sortie (fig. 2.41) lorsque la puissance de pompe est augmentée au-delà de 1 W : la puissance crête ne croît plus au-delà de 4,5 kW. Dans le domaine temporel, on observe des oscillations de relaxation entre deux impulsions successives pour une puissance de pompe $P=4,5 \text{ W}$ (fig. 2.42). Les oscillations démarrent environ 40 μs après chaque impulsion et sont détectées pendant 100 μs . Leur pseudo-période vaut environ 8,5 μs .

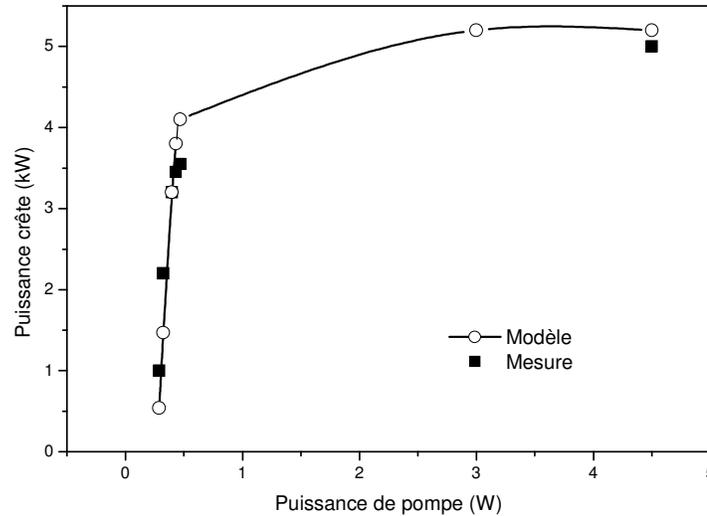


Figure 2.41 - Variation de la puissance crête à 5 kHz de taux de répétition en fonction de la puissance de pompe : mesure (carrés) et modèles (cercles)(incluant les réflexions parasites).

La modélisation numérique permet de reproduire le comportement de l'amplificateur : par analogie avec cas de l'amplificateur en simple passage, nous ajoutons des réflexions parasites sur le circulateur (-55 dB), et sur le filtre passe-bande (-60 dB hors de la bande, -0.2 dB dans la bande cf. fig. 2.43). Dans cette configuration l'amplificateur est enfermé dans une cavité de très mauvaise qualité du fait de la faible réflectivité résiduelle du circulateur. La durée de vie du photon vaut $\tau_{cav} \sim 5$ ns tandis que la durée de vie des ions Erbium excités vaut $\tau_{Er} \sim 10$ ms. Comme les pertes sont du même ordre de grandeur que le gain en double passage dans l'amplificateur (50 dB) une oscillation laser peut s'établir entre deux impulsions successives. Les oscillations de relaxation (fig. 2.42) qui sont alors observées sont typiques d'un laser de classe B (avec $\tau_{Er} \gg \tau_{cav}$) dont la pseudo période proche de $\tau \sim 10$ μ s peut être estimée en utilisant la relation suivante [2.38] (fig. 2.44) :

$$\tau = 2\pi \sqrt{\frac{\tau_{Er} \tau_{cav}}{r-1}} \quad (2.28)$$

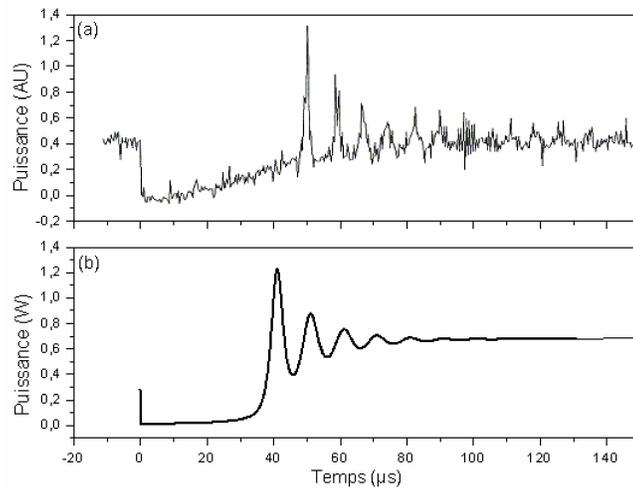


Figure 2.42 - Observation des oscillations de relaxations entre deux impulsions successives mesures (a), modèle (b).

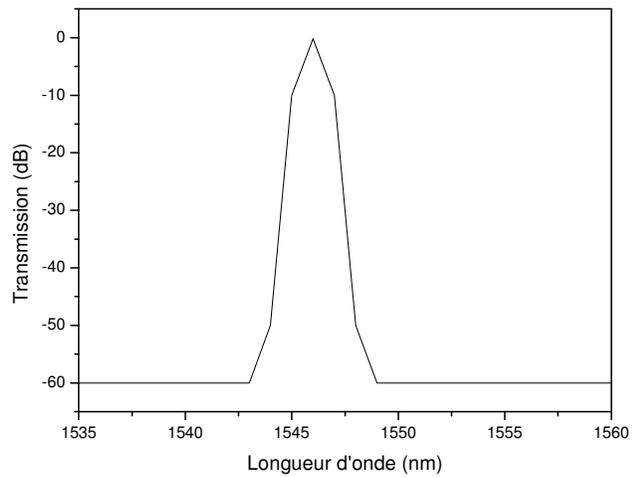


Figure 2.43 - Gabarit du filtre de Bragg utilisé comme modèle

La figure 2.44 montre l'évolution de la puissance crête en fonction du taux de réflexion parasite sur le circulateur. Le taux de pompage normalisé au taux de pompage au seuil peut être estimé à partir du point de saturation du gain sur la figure 2.41 : $r \sim 4$. Lorsque les oscillations de relaxations ont disparues, l'oscillation laser parasite limite l'inversion de population à une valeur fixée par les pertes de la cavité. La puissance crête des impulsions subit donc une saturation brusque lorsque le seuil de l'oscillation laser est atteint. Ce simple raisonnement reproduit parfaitement les comportements observés. Dans le cas de l'amplificateur en simple passage, les pertes sont trop élevées par rapport au gain intracavité et il n'y a pas d'oscillation laser parasite. En configuration double passage, le coefficient de rétrodiffusion Rayleigh α_k^{RBS} qui donnerait une rétrodiffusion aux extrémités équivalente est de l'ordre de -53 dB/m (fig. 2.46). Cette valeur est environ 20 dB plus élevée que les valeurs habituellement obtenues.

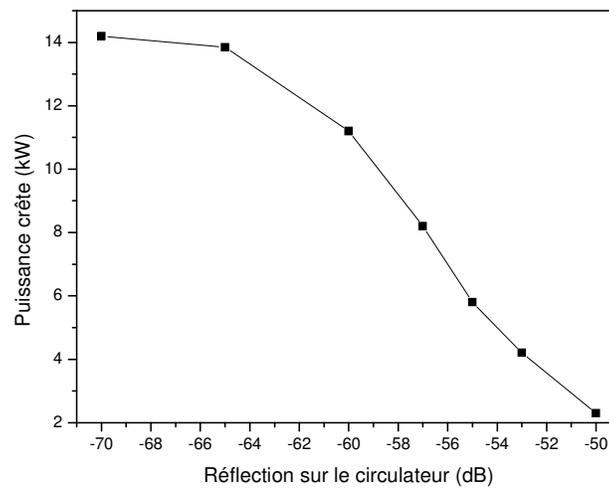


Figure 2.44 - Variation de la puissance crête à 1 kHz en fonction du taux de réflexion parasite sur le circulateur

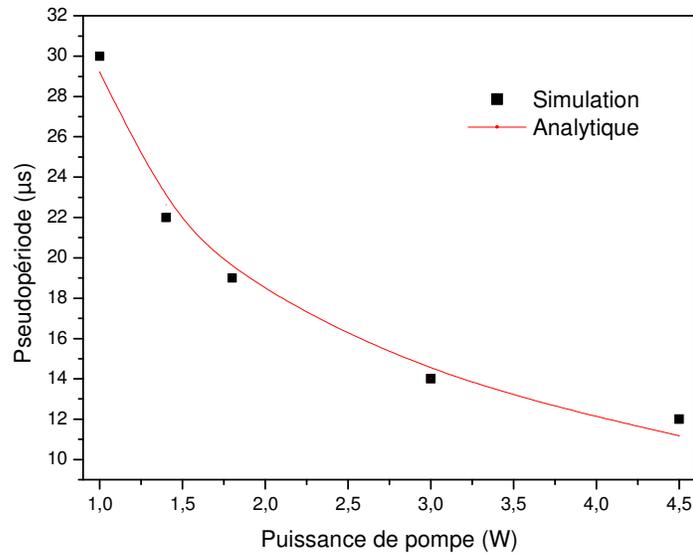


Figure 2.45 - Evolution de la pseudo-période des oscillations de relaxation et comparaison avec la loi théorique (2.28).

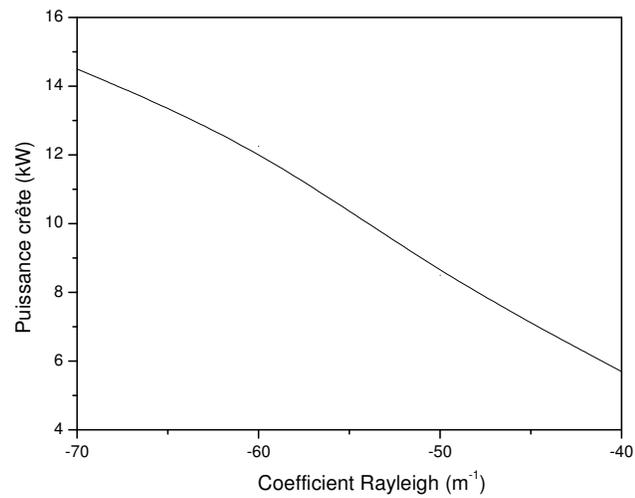


Figure 2.46 - Variation de la puissance crête avec le coefficient de réflexion de Rayleigh dans la configuration en double passage.

Nous nous concentrons maintenant sur le cas de l'amplificateur en simple passage. La figure 2.47 montre la distribution de population excitée le long de l'amplificateur pour différents taux de répétition juste avant et juste après l'amplification d'une impulsion. On peut voir que la distribution de population excitée est principalement fixée par la puissance moyenne qui traverse l'amplificateur : lorsque le taux de répétition est diminué de 20 kHz (1) à 1 kHz (3), les courbes se déplacent vers la sortie de l'amplificateur car la puissance moyenne du signal dans cette région diminue. En comparant les courbes juste avant (grises) et juste après (noires) l'amplification d'une impulsion, on constate que l'impulsion déplete principalement la partie droite de l'amplificateur. L'inversion de l'Ytterbium est quasiment inchangée car la durée de l'impulsion est courte devant le temps d'échange entre l'Ytterbium et l'Erbium (plusieurs μ s). Après amplification de l'impulsion, la population d'Erbium excité augmente jusqu'à atteindre sa valeur d'équilibre pour laquelle la déplétion pendant l'amplification d'une impulsion compense exactement le processus de pompage pendant une période.

Les figures 2.48 et 2.49 indiquent que chaque impulsion agit sur l'amplificateur comme une perturbation (quasi) instantanée de son état d'équilibre : la population de l'Erbium suit la réponse impulsionnelle du système. La figure 2.48 montre la dynamique des ions Erbium excités à 1 kHz à différentes positions le long de l'amplificateur en présence et en l'absence de réflexions externes. On peut y voir que la dynamique a un caractère oscillatoire marqué lorsque la population excitée est faible alors qu'elle adopte un comportement de retour à l'équilibre exponentiel lorsque la population excitée est élevée. Ces observations servent de base au modèle semi-analytique de la section suivante. Nous observons clairement l'influence des réflexions parasites qui introduisent de nouvelles oscillations et réduisent l'inversion de population dans la partie gauche de l'amplificateur à cause de l'effet d'amplification de l'émission spontanée.

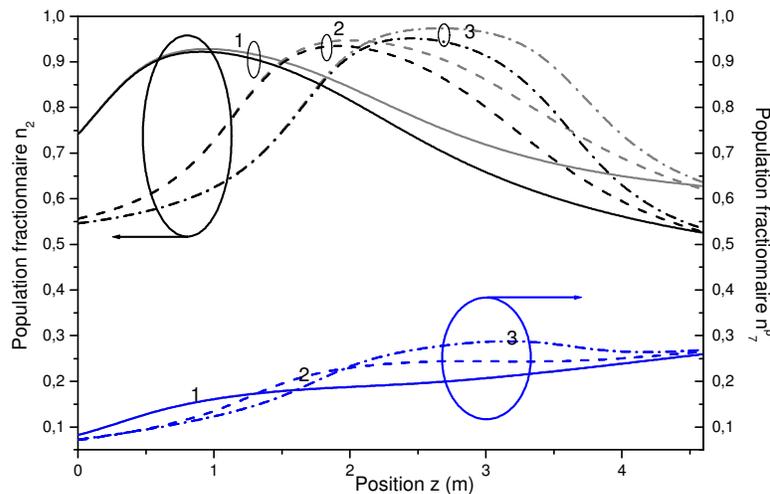


Fig. 2.47 - Populations fractionnaires n_2 et n_2^p le long de l'amplificateur en simple passage avant (courbe grise) et après (courbe noire) le passage d'une impulsion. Taux de répétition : 20 kHz (1, trait plein) ; 10 kHz (2, trait interrompu) ; 1 kHz (3, trait mixte). La puissance de pompe vaut 2.3 W.

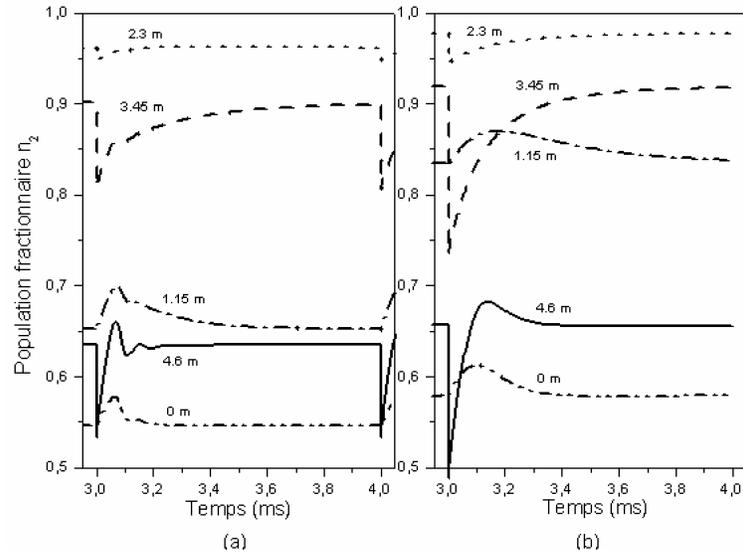


Fig. 2.48 - Dynamique de la population fractionnaire d'Erbium excitée à plusieurs positions le long de l'amplificateur entre deux impulsions successives. Le taux de répétition est de 1 kHz. La figure de gauche (a) inclut -50 dB de réflexions aux extrémités. La figure de droite (b) ne prend pas en compte les réflexions.

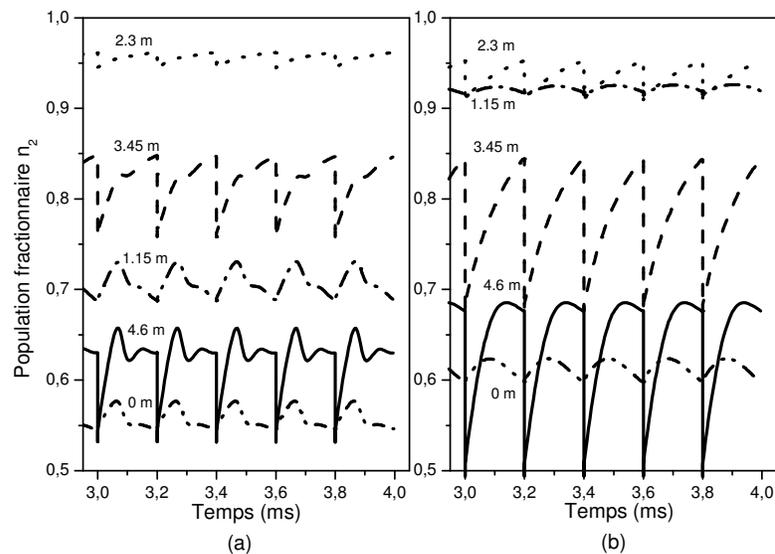


Fig. 2.49 - Dynamique de la population fractionnaire d'Erbium excitée à plusieurs positions le long de l'amplificateur entre deux impulsions successives. Le taux de répétition est de 5 kHz. La figure de gauche (a) inclut -50 dB de réflexions aux extrémités. La figure de droite (b) ne prend pas en compte les réflexions.

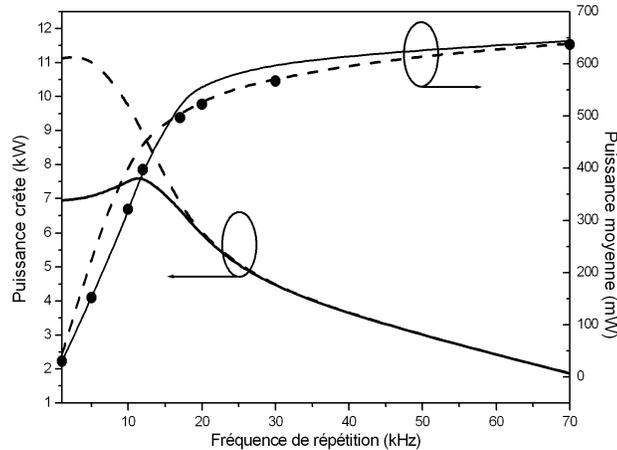


Fig. 2.50 - Modélisation de l'évolution de la puissance crête et de la puissance moyenne en fonction du taux de répétition. L'amplificateur en simple passage est modélisé en présence (trait plein) ou en absence de réflexions parasites (traits interrompus). La puissance de sortie d'un amplificateur en régime continu qui serait injecté avec la même puissance moyenne est également tracée (disques noirs).

La figure 2.50 présente des résultats de modélisation de l'évolution des populations avec le taux de répétition. La puissance crête diminue lorsque celui-ci augmente car l'inversion de population a moins de temps entre deux impulsions pour retrouver son niveau nominal. D'autre part, la puissance moyenne de sortie augmente car l'amplificateur est de plus en plus saturé. L'effet des réflexions parasites est très marqué au-dessous de 10 kHz (la puissance crête est alors réduite de 36 %). Soit \bar{P}_{in} la puissance moyenne d'entrée de l'amplificateur et \bar{P}_{out} sa puissance moyenne de sortie. Aux faibles taux de répétition et aux taux de répétition élevés, \bar{P}_{out} est égale à la puissance de sortie d'un amplificateur fonctionnant en régime continu dont la puissance d'entrée serait \bar{P}_{in} . Ce point est utilisé dans la section suivante.

Les figures 2.48 et 2.49 ont montré que les inversions de populations réagissent essentiellement entre les impulsions par oscillations de relaxations traduisant un retour à l'équilibre après une perturbation quasi-instantanée. Nous allons utiliser cette remarque pour justifier de l'utilisation du modèle de Frantz et Nodvik.

2.5. Modèle semi-analytique à partir du modèle Frantz et Nodvik

Afin de permettre une analyse simplifiée du comportement des amplificateurs, nous proposons une approche semi-analytique qui utilise le travail de Frantz et Nodvik [2.39]. Le modèle de Frantz et Nodvik s'applique au calcul de l'énergie extraite d'un milieu amplificateur à taux de répétition nul et en l'absence d'émission spontanée. Il a été initialement développé pour les amplificateurs solides massifs.

Notre approche est la suivante : le processus d'amplification est divisé en deux phases. Pendant la phase 1, l'amplificateur qui a un gain initial G_o , reçoit une impulsion de puissance crête P_s et de durée T_p qui est suffisamment saturant pour que l'ESA soit négligeable. Cette impulsion est donc amplifiée et elle subit un gain $G(t)$ qui varie au cours du temps puisque l'inversion de population se déplete. Au cours de la phase 2, il n'y a plus d'impulsion dans l'amplificateur et l'inversion de population croît sous l'effet de la puissance de pompe P_p injectée dans l'amplificateur jusqu'à ce que la prochaine impulsion pénètre dans l'amplificateur. La pompe est absorbée avec une absorption totale α_p (ou de manière équivalente un "gain" $G_p = 1/\alpha_p$). Nous considérons l'impulsion comme une brève perturbation de l'état d'équilibre atteint par l'amplificateur. (fig. 2.48 et 2.49). Le calcul de Frantz et Nodvik est valide pour un amplificateur à fibre pendant la première phase en faisant les hypothèses suivantes :

- le taux de transfert dominant est celui de l'émission stimulée à la longueur d'onde signal ; l'émission spontanée, le transfert depuis l'Yb sont négligés
- les pertes passives et les effets non linéaires sont négligés
- l'impulsion est beaucoup plus courte que la durée de vie du niveau métastable τ_{Er} .

On en déduit alors l'équation simplifiée :

$$\frac{\partial n_{Er}}{\partial t} = -\frac{\alpha_s + \gamma_s}{E_s^{sat}} \frac{\partial P_s}{\partial z} \quad (2.29)$$

Cette équation peut être intégrée sur z puis sur t en privilégiant E_{in} :

$$G(t) = \frac{G_o}{G_o + (1 - G_o) \exp\left(-\frac{E_{in}(t)}{E_s^{sat}}\right)} \quad (2.30)$$

où G_o est le gain avant l'arrivée de l'impulsion, $E_{in}(t) = \int_0^t P_{in}(u) du$ est l'énergie qui a pénétré dans l'amplificateur depuis le début de l'impulsion, et $E_s^{sat} = P_{s,Er}^{sat} \tau_{Er}$ est l'énergie de saturation à la longueur d'onde signal. L'expression (2.30) traduit bien la saturation du gain causée par la déplétion de l'inversion de population. La figure 2.51 illustre ce phénomène de saturation du gain qui peut être exploité pour mettre en forme les impulsions de sorties en jouant sur le temps de montée de l'impulsion en entrée : des trapèzes de temps de montée variables sont envoyés dans l'amplificateur à une cadence de 20 kHz. Lorsque le temps de montée est trop court, le début de l'impulsion et la fin de l'impulsion voient des gains très différents et la largeur à mi-hauteur de l'impulsion est fortement comprimée. Lorsque le temps de montée est long, l'impulsion ressort « arrondie ». Le modèle M2 donne une nouvelle fois un excellent accord avec l'expérience.

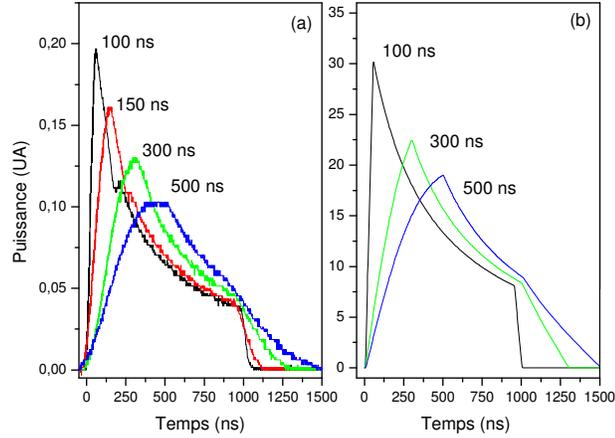


Figure 2.51 Variation de la forme des impulsions en sortie de l'amplificateur à fibre de diamètre de cœur $6.1 \mu\text{m}$ en configuration contrapropagative. La puissance de pompe contrapropagative vaut $P_2=2 \text{ W}$ en fonction du temps de montée de l'impulsion en entrée. Mesures (a), Modèle (b). On note une diminution de la puissance crête en même temps qu'un aplatissement de celle-ci.

L'équation (2.29) peut aussi être intégrée sur z puis sur t en privilégiant E_{out} :

$$G(t) = 1 + (G_0 - 1) \exp\left(-\frac{E_{\text{out}}}{E_s^{\text{sat}}}\right) \quad (2.31)$$

où $E_{\text{out}}(t) = \int_0^t P_{\text{out}}(u) du$ est l'énergie qui est sortie de l'amplificateur depuis le début de l'impulsion.

L'intégration de (2.30) par rapport au temps donne l'énergie en sortie de l'amplificateur qui est indépendante de la forme de l'impulsion :

$$E_{\text{out}} = E_{\text{sat}} \ln\left[1 + G_0 \left[\exp\left(\frac{E_{\text{in}}}{E_{\text{sat}}}\right) - 1\right]\right] \quad (2.32)$$

Dans la limite de forte saturation, $E_{\text{in}} \gg E_{\text{sat}}$ nous obtenons

$$E_{\text{out}} = E_{\text{in}} + E_{\text{sat}} \ln(G_0) \quad (2.33)$$

Cette équation indique que l'énergie en sortie de l'amplificateur est égale à l'énergie en entrée augmentée de l'énergie stockée dans la fibre. Comme le gain initial G_0 dépend des phases 1 et 2, il n'est a priori pas facile de le calculer avec un modèle simplifié. Dans deux cas c'est cependant possible :

(i) Aux très faibles taux de répétition, l'inversion de population a le temps de se reconstruire totalement et G_0 est simplement le gain petit signal de l'amplificateur.

(ii) Aux forts taux de répétition, l'amplificateur se comporte comme un filtre passe-bas et le gain G_0 est le même que celui d'un amplificateur fonctionnant en régime continu et injecté par un signal continu de même puissance que la puissance moyenne du signal impulsionnel.

Dans les deux cas, G_0 peut être calculé par un modèle continu. Cela constitue le modèle semi-analytique A1. Dans ce cas, si le gain est encore calculé avec un modèle continu, des différences importantes apparaissent. Enfin, le modèle numérique M2 permet d'évaluer le gain petit signal de l'amplificateur juste avant l'arrivée d'une impulsion. Lorsque ce gain est utilisé comme valeur de G_0 dans (2.30), nous obtenons le modèle A2. La figure 2.53 représente l'amplification d'impulsions rectangulaire de 0,5 W de puissance crête à 20 kHz de fréquence de répétition dans une fibre de 11 μm de diamètre de coeur pompée par 4 W à 975 nm de pompe. Les figures Fig. 2.52 et 2.53a,c montrent un excellent accord entre le modèle numérique M2 et le modèle semi-analytique A1. Pour des taux de répétition intermédiaires (fig. 2.53b), G_0 ne peut être évalué à partir d'un modèle continu : la dynamique du processus de pompage entre deux impulsions successives doit être prise en compte.

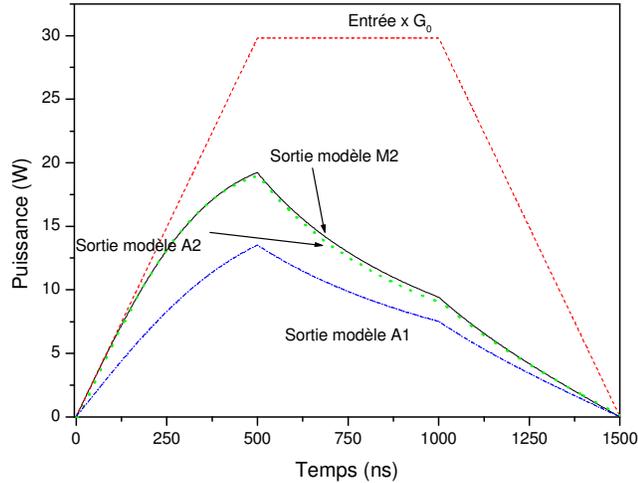


Figure 2.52- Comparaison de la forme de l'impulsion en entrée (rouge), en sortie du modèle numérique M2 (trait noir continu), avec le modèle semi-analytique de Frantz et Nodvik avec le gain initial calculé par un modèle statique (modèle A1) (bleu), avec le gain initial exact (modèle A2) (vert pointillé).

Afin de délimiter les taux de répétition faibles du cas (i) et taux de répétition élevés du cas (ii), nous avons utilisé des techniques de transformée de Laplace usuelles [2.39, 2.40]. Considérons que chaque impulsion de durée T_p qui pénètre dans l'amplificateur avec une période T agit comme une perturbation (quasi)instantanée $\delta P_s(t)$ de la puissance moyenne injectée à l'entrée $\langle P_s \rangle$. Le signal injecté se réécrit donc : $P_{in}(t) = \langle P_s \rangle + \delta P_s(t)$. En réponse l'amplificateur voit son inversion de population moyenne (sur z) évoluer selon et $n_2(t) = \langle n_2 \rangle + \delta n_2(t)$.

Pour $0 \leq t \leq T$, la perturbation $\delta n_2(t)$ s'écrit après calculs :

$$\delta n_2(t) = - \left(n_{er}^0 - \frac{\sigma_{12}}{\sigma_{12} + \sigma_{21}} \right) \frac{P_p T_p}{P_{sat} \tau_2} \left[\Psi_1(t) \left(1 - \frac{T_p}{T} \right) - \left(\Psi_2(t) + \Psi_3(t) \right) \frac{1}{T} \left(1 - \frac{T_p}{T} \right) \right] \quad (2.34)$$

ψ_1 , ψ_2 et ψ_3 sont des sommes d'exponentielles et de fonctions trigonométriques détaillées dans l'annexe D. Le temps d'amortissement $1/\alpha$ qui apparaît dans ψ_1 , ψ_2 and ψ_3 peut être calculé pour les valeurs numériques de la fig. 2.53. On obtient $1/\alpha = 165 \mu\text{s}$. Aux taux de répétition beaucoup plus petits que $\alpha = 6 \text{ kHz}$, l'inversion de population a donc le temps de se reformer avant l'arrivée de l'impulsion suivante (situation (i)). L'inversion est alors fixée par la puissance moyenne qui voyage dans l'amplificateur. Cette puissance tend vers 0 lorsque $T \rightarrow \infty$ et G_0 tends vers le gain petit signal de l'amplificateur. Aux taux de répétition beaucoup plus grands que α , la réponse de l'amplificateur à la perturbation de distribution δ et la réponse $\psi_2 + \psi_3$ à la distribution de Heaviside H dans (D.1) se compensent dans la situation (ii) ci-dessus. La perturbation à l'état d'équilibre de l'amplificateur fixé par la puissance moyenne est petite et décroît comme $T \rightarrow T_p$. La relation (2.32) est donc intéressante pour l'étude des amplificateurs en régime impulsionnel : elle permet de relier l'énergie extraite de l'amplificateur à ses paramètres géométriques.

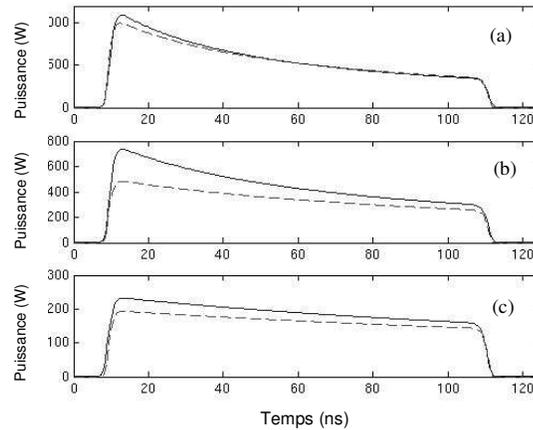


Fig. 2.53 - Comparaison entre le modèle semi-analytique A1 (traits interrompus) et le modèle numérique M2 (trait plein) pour l'amplification d'impulsions de 0.5 W de puissance crête dans une fibre de $11 \mu\text{m}$ pompée par 4 W à 1 kHz (a), 20 kHz (b) et 70 kHz (c). $E_{\text{sat}} = 25.5 \mu\text{J}$

La figure 2.54 montre les résultats obtenus pour un amplificateur de 3 m de long à fibre dopée Erbium-Ytterbium dont les caractéristiques sont données dans la table 2.7. L'énergie en entrée est supposée égale à 40 μJ . Ils ont été calculés en utilisant le modèle A1.

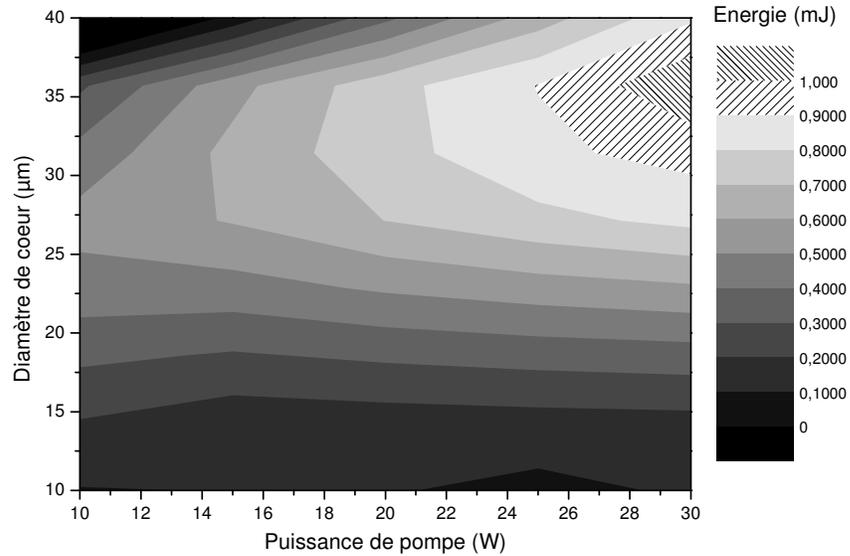


Fig. 2.54 - Perspective d'extraction en utilisant le modèle A1 d'une fibre Erbium-Ytterbium de 3 m de long (cf.table 2.7)

L'énergie extraite croît comme l'énergie de saturation [2.20] qui est proportionnelle au carré du diamètre du cœur.

Paramètre	Valeur
Longueur L	3 m
Rapport gaine/coeur	12
Absorption au pic d'Erbium	40 dB/m
Absorption au pic d'Ytterbium	1200dB/m
Pertes passives α_{bg}	70 dB/km
Taux de transfert K_{tr}	$4 \cdot 10^{-22} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$
Taux de transfert cumulatif $K_{tr,2}$	$1.5 \cdot 10^{-22} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$
Conversion d'état excite C_{up}	$0.9 \cdot 10^{-23} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$
Energie en entrée	40 μJ
Taux de répétition	5 kHz
Longueur d'onde de pompe	975 nm
Longueur d'onde signal	1550 nm

Table 2.7 - Paramètres de la figure 2.54

Ainsi, les fibres de gros cœur permettent d'accéder à des énergies plus élevées. En revanche, une plus forte puissance de pompe est nécessaire pour obtenir le même gain d'une fibre dont le cœur est large et d'une fibre de petit cœur. Des fibres de diamètre supérieur à 30 μm sont donc nécessaires pour extraire plus de 1 mJ ce qui est cohérent avec les résultats expérimentaux de [2.41].

2.6. Modélisation des effets thermiques dans les laser Erbium-Ytterbium de forte puissance

Nous avons souhaité vérifier la robustesse de notre modèle M2 lorsque la fibre utilisée est fortement pompée. En effet, une source pour LIDAR qui délivrerait 1 mJ par impulsion à 10 kHz de taux de répétition délivrerait une puissance moyenne de 10 W. Elle devrait donc être pompée par environ 50 W à 975 nm.

2.6.1. Résultats expérimentaux de l'équipe de l'ORC

Nous avons donc cherché à modéliser les résultats obtenus par l'équipe de J. Nilsson de l'ORC [2.42] qui ont réalisé un laser continu de 103 W pompé jusqu'à 350 W à 975 nm. Dans l'Erbium-Ytterbium pompé à $\lambda_p=975$ nm, une fraction minimale $\epsilon=1-975/1550=37\%$ de la pompe absorbée est dissipée en chaleur (cf. section 1.4). Cette fraction correspond aux transitions non radiatives par lesquelles les ions communiquent une partie de leur énergie au réseau. Les puissances de pompe élevées qui sont en jeu incitent à penser que les effets thermiques peuvent jouer un rôle. La fibre utilisée possède un cœur de 25 μm de diamètre et 400 μm de diamètre de gaine interne. L'absorption au pic de l'Erbium est estimée à 60 dB/m, celle de l'Ytterbium dans la gaine est estimée à 6 dB/m. La réflectivité de la face d'entrée de la fibre par où la pompe est couplée est estimée à 3.6% à cause des réflexions de Fresnel (la fibre est clivée perpendiculairement) (fig. 2.55). Les réflexions à l'autre extrémité de la fibre (qui est clivée à angle) sont estimées à -50 dB à la longueur d'onde de pompe, le taux de réflexion au-delà de 1520 nm est estimé à 99% (miroir dichroïque passe bas).

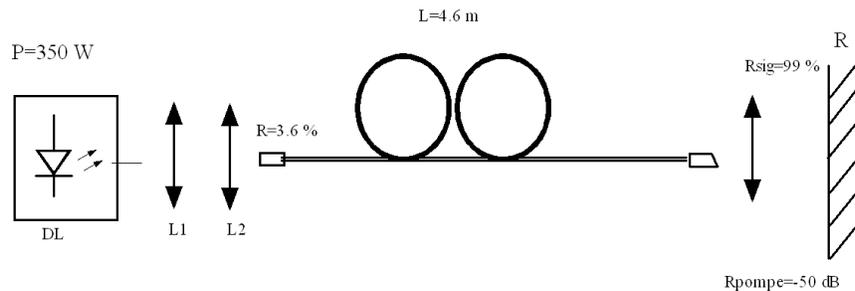


Figure 2.55 - Schéma du laser d'ORC. DL : Diode de pompe, (R : Réflecteur dichroïque HR aux longueurs d'onde supérieures à 1520 nm, L1, L2 : optiques de couplage)

Notre modèle est avant tout un modèle dynamique pour amplificateur mais il peut aussi être utilisé pour un système continu. Partant de l'état non-pompé, le modèle décrira même le régime transitoire. En faisant l'hypothèse que de nombreux modes longitudinaux du laser sont excités et s'ajoutent de manière non cohérente, il suffit de rajouter aux extrémités du milieu amplificateur des conditions aux limites qui incluent les réflecteurs utilisés et leur dépendance spectrale pour effectivement modéliser le laser. Le modèle M2 permet donc d'étudier cette configuration.

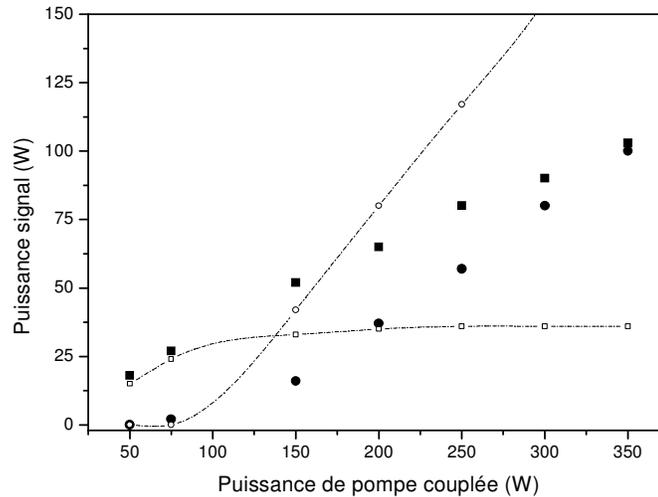


Figure 2.56 - Comparaison entre les puissances mesurées par ORC ([2.42]) à 1.5 μm (■) et 1 μm (●) et les résultats de modélisation en appliquant le modèle M2 à 1.5 μm (-□-) et à 1 μm (-○-).

A faible puissance de pompe (<50 W), la puissance émise par le laser est en excellent accord avec les résultats publiés par l'équipe d'ORC. Au contraire lorsque la puissance augmente, le modèle prédit une brusque saturation de la puissance de sortie à 1,5 μm alors que la puissance émise près de 1060 nm se met à croître (fig. 2.56). Pourtant l'expérience ne montre cet effet laser parasite qu'à forte puissance de pompe avec un seuil proche de 125 W. En outre l'efficacité de l'oscillation laser à 1 μm est deux fois trop élevée dans les résultats de simulations. Remarquons cependant que la somme des puissances émise à 1560 nm et à 1060 nm est approximativement la même dans le modèle et dans les expériences. La différence est donc essentiellement au niveau de l'efficacité relative des deux oscillations laser. Le phénomène d'émission à 1 μm avec saturation de l'émission à 1,5 μm est présente dans les résultats du modèle et expérimentaux. Il s'interprète comme un effet laser parasite à 1060 nm qui s'établit brusquement. L'absorption de l'Ytterbium devient très faible au-delà de 1040 nm alors qu'il peut encore générer beaucoup de gain (fig. 2.57). La face clivée à angle droit de la fibre et le réseau qui joue le rôle de réflecteur dichroïque forment une cavité. Lorsque l'inversion de population de l'Ytterbium devient suffisante, le gain qu'il génère vers 1060 nm devient égal aux pertes et une oscillation laser parasite peut s'établir. L'inversion de population de l'Ytterbium est alors fixée. Sa valeur imposée fixe aussi celle de l'Erbium. En conséquence la puissance émise par l'Erbium est elle aussi bloquée. Ce phénomène apparaît d'autant plus tôt que le transfert de l'Ytterbium vers l'Erbium est mauvais ou que les réflexions parasites sont importantes.

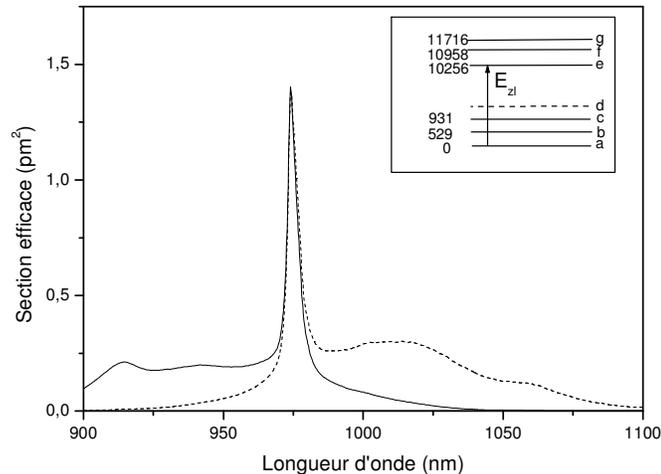


Figure 2.57 - Sections efficaces d'absorption (trait plein) et d'émission (ligne pointillée) de l'Ytterbium. La structure des niveaux Stark calculée et utilisée dans le modèle est indiquée en encadré.

La différence de seuil et d'efficacité constatée montre qu'un élément important n'est pas pris en compte dans le modèle. Les fortes puissances de pompe absorbées nous incitent à penser que les effets thermiques peuvent jouer un rôle.

2.6.2. Effets thermiques dans les lasers et amplificateurs de forte puissance

Au total, la chaleur libérée dans la fibre a trois origines principales :

- l'atténuation α_0 de fond de la fibre est liée aux pertes par diffusion et au pic OH, elle n'est pas directement liée à l'absorption par les terres rares. Elle est beaucoup plus élevée dans les fibres dopées terres rares que dans les fibres passives. Elle varie entre quelques dB/km à quelques centaines de dB/km pour les fibres contenant de nombreux constituants [2.11]. L'atténuation est plus importante pour les fibres fortement dopées et pour les fibres contenant du Germanium ;
- la différence d'énergie entre les photons de pompe et les photons laser qui correspond à un transfert d'énergie au réseau vitreux par des transitions non radiatives. Cette quantité de chaleur est d'autant plus importante que l'efficacité quantique $\eta_q = \nu_s / \nu_p$ est inférieure à 1 ;
- l'efficacité laser $\eta = P_s / P_p$ est en général inférieure à η_q car d'autres phénomènes parasites provoquent des transitions non radiatives vers le fondamental (absorption de l'état excité, transferts cumulatif,...)

Dans le cas d'un laser de forte puissance comme le laser présenté par ORC, on peut estimer que 70 % de la puissance absorbée est dissipée dans la fibre sous forme de chaleur. Cela représente 200 W. Nous avons donc proposé un modèle M5 bâti sur le modèle M2 qui calcule l'élévation de la température de la fibre correspondant à cette chaleur dissipée. Comme nous l'avons décrit à la section 2.1.1.2, les niveaux $^2F_{7/2}$ et $^2F_{5/2}$ se décomposent respectivement en 4 et 3 sous-niveaux Stark. Nous les désignerons respectivement par a,b,c,d et e,f,g (fig. 2.57 et 2.58). La position exacte de ces sous-niveaux dépend de l'hôte [2.12]. La

population de chaque niveau peut être calculée à l'aide de la statistique de Boltzman (car kT est grand devant l'énergie de Fermi du système). L'écart moyen entre sous-niveaux est plus important que celui de l'Erbium : de l'ordre de l'énergie thermique à température ambiante : $kT \sim 200 \text{ cm}^{-1}$. En première approximation, seul le fondamental de chacun des deux groupes (soit a et e) est peuplé à température ambiante. Toutefois, kT est proche de l'écart entre a et b. Une élévation de 100 K de la température de la fibre augmentera de façon significative l'absorption de l'Ytterbium vers les grandes longueurs d'onde (au-delà de 1030 nm). L'augmentation de cette absorption et donc des pertes de la cavité fibrée entraîne une élévation du seuil de l'oscillation laser à $1 \mu\text{m}$. C'est la raison pour laquelle la puissance émise à $1,5 \mu\text{m}$ augmente régulièrement au-delà de 50 W dans l'expérience de l'ORC.

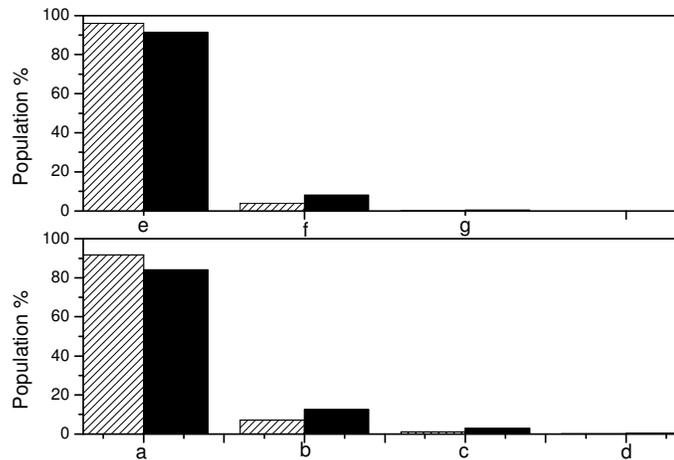


Figure 2.58 - Populations relatives des sous-niveaux Stark supérieurs (e-g) et inférieurs (a-d) à $T=300 \text{ K}$ (barres hachurées) et $T=400 \text{ K}$ (barres pleines).

2.6.3. Modélisation du transfert thermique

La géométrie approximativement cylindrique des fibres optiques facilite la résolution des équations de transfert thermique qui gouvernent l'échauffement de la fibre. La fibre est vue comme une suite de barreaux concentriques de conductivités données correspondant aux différentes couches (cœur, gaine interne, gaine externe) (fig. 2.59). La chaleur est générée par les transitions laser dans le cœur. A l'extérieur de la fibre, les échanges thermiques sont de deux types :

- l'échange principal a lieu par convection. La convection peut être libre (fibre laissée dans un fluide immobile) ou forcée (fibre dans un courant de fluide forcé). En général le fluide de refroidissement est de l'air. Certaines expériences utilisent cependant de l'eau dont la capacité calorifique est supérieure [2.35]. Notons toutefois que le vieillissement à long terme de la fibre peut être compromis par la présence d'ions OH.

- les échanges radiatifs ne représentent une part significative de la chaleur perdue par la fibre qu'à haute température (température supérieur à 200° C environ) [2.43]. Nous les avons néanmoins inclus dans notre modèle.
- Les échanges par conduction qui dans la géométrie du système considérée sont négligés (fibre uniquement tenue en extrémité).

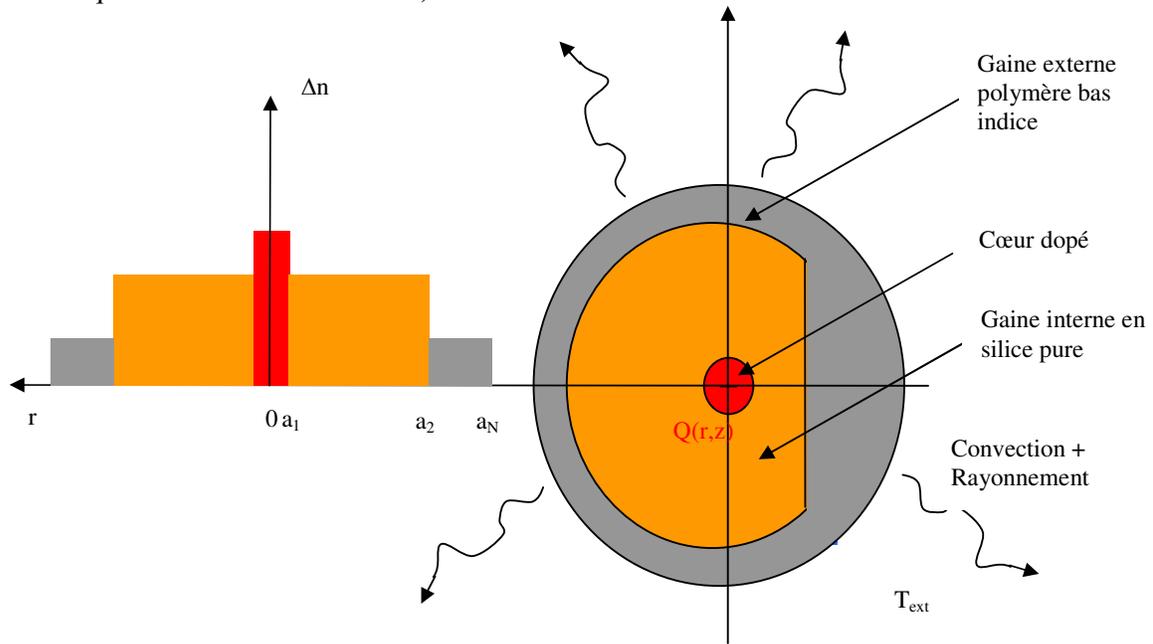


Figure 2.59 - Géométrie du transfert de chaleur dans la fibre.

Hypothèses 13 : Géométrie des échanges

Les équations qui gouvernent le transfert thermique sont alors les suivantes [2.44].

Dans le cœur de conductivité k_1 , défini par $0 \leq r < a_1$, où la densité volumique de chaleur générée est $q(r,z)$, on a l'équation :

$$k_1 \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] = -q(r,z) \quad (2.35)$$

Dans les couches de gaines de conductivité $k_i, i=2..N=3$, $a_{i-1} \leq r < a_i$, on a l'équation :

$$k_i \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] = 0 \quad (2.36)$$

Les conditions aux limites de continuité du flux entre les couches $i-1$ et i , $i=2..N=3$ s'écrivent :

$$k_{i-1} \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=a_{i-1}} = k_i \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=a_i} \quad (2.37)$$

Enfin, la condition de transfert convectif et radiatif à l'extérieur de la fibre s'écrit :

$$k_N \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=b} = h[T_{\text{ext}} - T(r = a_N)] + \varepsilon \cdot \sigma (T_{\text{ext}}^4 - T(r = a_N)^4) \quad (2.38)$$

Dans l'équation (2.38), T_{ext} est la température du fluide de refroidissement loin de la fibre ; $\varepsilon=0.95$ est l'émissivité de la silice ; $\sigma=5,67.10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2\text{K}^4)$ est la constante de Stefan ; h est le coefficient de convection qui est relié au nombre de Nusselt Nu , à la conductivité du fluide k_{fluide} et au rayon extérieur de la fibre a_N par

$$h = Nu \frac{k_{\text{fluide}}}{2a_N} \quad (2.39)$$

Les ordres de grandeur usuels pour les fibres dopées sont les suivants. La fibre mesure quelques mètres de longueur pour un rayon de quelques 100 μm ; la différence de température longitudinale peut atteindre au plus 300 K ; la différence de température radiale atteint en général moins de 1K. Le terme radial dans le Laplacien des équations (2.35, 2.36) est donc 1000 fois plus important que le terme longitudinal. Les simulations seront donc effectuées en négligeant ce dernier terme comme dans la plupart des modèles trouvés [2.43, 2.44]. La dépendance radiale de la charge thermique est faible puisque la concentration en dopant dans le cœur est relativement uniforme. Même pour les fibres pour lesquelles des hétérogénéités apparaissent (fibres Erbium-Ytterbium notamment), la conductivité thermique de la silice lisse le profil de température.

Hypothèse 14 Dissipation de la pompe uniforme dans le cœur

Nous supposons donc que la puissance de pompe est uniformément dissipée dans le cœur. Dans ce cas, le profil de température pour une géométrie fixée est uniquement fonction de la densité de chaleur thermique par unité de longueur dissipée dans le cœur.

$$Q(z) = 2\pi \int_0^{a_i} q(r, z) r dr \quad (2.40)$$

L'ordre de grandeur de la charge thermique Q qu'une fibre utilisée dans un amplificateur de puissance doit dissiper est de l'ordre de quelques centaines de W/m.

En négligeant la conductivité longitudinale, les équations (2.35)-(2.40) se résolvent aisément. Pour $i=2..3$ et $r_{i-1} \leq r \leq r_i$ on a :

$$T(r) = T_{i-1} + \frac{hr_N}{k_i} (T_N - T_{\text{ext}}) \ln \frac{r}{r_{i-1}} \quad (2.41)$$

Pour $0 \leq r \leq r_1$,

$$T(r) = T_1 - \frac{Q}{4k_1}(r^2 - r_1^2) \quad (2.42)$$

La température décroît lorsqu'on s'éloigne du centre et la température du cœur de la fibre est donnée par l'expression :

$$T(0) = T_{ext} + \frac{Q}{2\pi hr_3} + \frac{Q}{4\pi k_1} + \frac{Q}{2\pi} \left(\sum_{i=2}^3 \frac{1}{k_i} \ln \frac{r_i}{r_{i-1}} \right) \quad (2.43)$$

Enfin, pour déterminer la valeur h, il faut évaluer le nombre de Nusselt (Nu). Celui-ci dépend du type de convection considéré. Lorsque la convection est uniquement naturelle comme lorsque la fibre est laissée à l'air libre, Nu est relié aux nombres de Prandtl (Pr) et de Grashof (Gr) par des expressions variables selon les modèles [2.44, 2.45].

$$Nu_u \exp\left(-\frac{2}{Nu_u}\right) = 0.16(Gr \cdot Pr)^{1/3} \quad (2.44)$$

$$Gr = 8 \cdot g \cdot d_A^2 b^3 \cdot \mu_A^{-2} \cdot T_{air}^{-1} (T_{clad} - T_{air}) \quad (2.45)$$

L'impact du choix exact du modèle est cependant assez faible : en utilisant [2.43] nous avons obtenu une variation de 20 % environ de la température de la fibre. Nous conserverons le modèle de transfert de [2.44]. Typiquement en convection libre, pour une gaine de 500 μm de diamètre, une différence de température de quelques dizaines de degrés, h est de l'ordre de quelques dizaines. Nu et h dépendent implicitement de la température externe T_N de la fibre. Ils sont donc évalués par une méthode implicite.

Deux techniques de refroidissement actif peuvent être envisagées : refroidissement par conduction (avec un Peltier par exemple) ou refroidissement par convection forcée. Lorsque la convection est forcée, le fluide en convection forcée autour de la fibre se déplaçant à vitesse v, le nombre de Nusselt (Nu) s'exprime à partir du nombre de Prandtl (Pr) et du nombre de Reynolds (Re). En supposant que la convection se fait en écoulement laminaire (Re < 2400) autour d'une fibre de diamètre 2 a_N, on obtient pour l'air et avec une vitesse supérieure à 1 m/s environ [2.45]

$$Nu = 81 \cdot a_N^{0.4} v^{0.4} \quad (2.46)$$

d'où la relation

$$h = 2.11 \cdot a_n^{-0.6} v^{0.4} \quad (2.47)$$

Typiquement pour une gaine de 500 μm de diamètre, une vitesse de quelques mètres par seconde, h est de l'ordre de $300 \text{ W.m}^{-2} \text{ K}^{-1}$.

2.6.4. Modélisation de l'effet sur les sections efficaces

A température fixée, la population des différents sous-niveaux (a-d) et (e-g) est fixée par la statistique de Boltzman. L'absorption au-delà de 1030 nm est principalement causée par la transition b-> e (1030 nm) dont la probabilité croît proportionnellement avec la population du niveau b. L'émission au-delà de 1030 nm est principalement causée par les transitions e-> b (1030 nm), e-> c (1087 nm) et f->d (1052 nm). Toutefois la transition f->d est beaucoup plus faible que la transition e->b car la population du niveau e est seulement 4% à température ambiante (figure 2.58). Nous supposons donc que l'émission dans cette région varie avec la température comme le facteur d'occupation du niveau e qui vaut $1/Z_+$ où Z_+ est la fonction de partition du niveau excité.

$$\sigma_e(\lambda, T) = \sigma_e(\lambda, T_{air}) \frac{Z_+(T_{air})}{Z_+(T)} \quad (2.48)$$

Hypothèse 15 Utilisation de la relation de Mac Cumber

Pour calculer l'évolution de l'absorption avec la température de la fibre, nous utiliserons la relation de Mac-Cumber. Cette formule approchée relie les sections efficaces d'absorption et d'émission (figure 2.54). Trois hypothèses doivent être vérifiées pour pouvoir l'appliquer [2.49] :

- il y a thermalisation des populations (pas de phénomène plus rapide que 10 ps). Cette hypothèse est bien vérifiée pour un laser en régime continu.
- la largeur de chaque sous-niveau Stark doit être petite devant $k_B T$ Dans le cas de l'Ytterbium cette hypothèse est bien vérifiée.
- la dispersion (ou largeur) inhomogène est petite devant $k_B T$. Cette hypothèse est discutable.

Notons E_i les énergies des différents sous niveaux Stark du niveau inférieur $^2F_{7/2}$ et E_j les énergies des différents sous-niveaux du niveau supérieur $^2F_{5/2}$. Notons E_{1i} la différence d'énergie entre E_i et le niveau a. Notons E_{2j} la différence d'énergie entre E_j et le niveau e. Enfin on note E_{12} l'écart entre les niveaux fondamentaux des niveaux inférieur et supérieur.

Les fonctions de partition des niveaux supérieur et inférieur s'écrivent :

$$Z_- = 1 + \sum_{k=1}^{g_1} \exp(-E_{1k} / k_B T) \quad (2.49)$$

$$Z_+ = 1 + \sum_{k=1}^{g_2} \exp(-E_{2k} / k_B T) \quad (2.50)$$

En définissant l'énergie effective par :

$$\mathcal{E}(T) = E_{12} + k_B T \times \ln \left[\frac{Z_-}{Z_+} \right] \quad (2.51)$$

La relation de Mac-Cumber s'écrit alors :

$$\sigma_a = \sigma_e \exp \frac{\mathcal{E}(T) - h\nu}{k_B T} \quad (2.52)$$

La détermination de l'énergie $E_{12} = 10256 \text{ cm}^{-1}$, et des fonctions de partition des niveaux supérieurs Z_+ et inférieurs Z_- nécessite de connaître les positions des niveaux Stark.

Les transitions laser dans l'Erbium ont lieu entre les niveaux $^4I_{15/2}$ et $^4I_{13/2}$ de l'Erbium qui sont divisés en 8 et 7 sous-niveaux Stark. La séparation moyenne entre les sous-niveaux Stark dans chaque niveau est de l'ordre de 60 cm^{-1} . Chaque sous-niveau Stark est donc peuplé à température ambiante et l'effet de la température sur les sections efficaces de l'Erbium est plus faible que pour l'Ytterbium. Il est cependant important en bord de bande vers 1570 nm. Pour tenir compte de cet effet nous utiliserons des relations de Mac-Cumber généralisées qui ont été calculés de manière semi-empirique dans [2.46]. Ces expressions permettent d'écrire :

$$\sigma_a(\lambda, T) = \sigma_a(\lambda, \infty) \exp \beta_a(\lambda) / k_B T \quad (2.53)$$

$$\sigma_e(\lambda, T) = \sigma_e(\lambda, \infty) \exp \beta_e(\lambda) / k_B T \quad (2.54)$$

Dans ces expressions, σ_a et σ_e sont calculées à partir de sections efficaces connues à une température infinie $\sigma_a(\lambda, \infty)$ et $\sigma_e(\lambda, \infty)$. $\beta_a(\lambda)$ et $\beta_e(\lambda)$ sont deux fonctions empiriquement mesurées à partir d'un ajustement opérés sur des spectres entre -40 et +80 °C (fig. 2.60). Ces expressions simplifiées permettent de modifier les spectres en fonction de la température à quelques pourcents près sur cette plage de température. Au-delà de 80°C, l'écart entre le modèle et les sections efficaces augmentent. Toutefois la variation des sections efficaces de l'Erbium avec la température étant moins importante que pour l'Ytterbium, nous considérerons ce modèle comme une approximation suffisante. Connaissant les sections efficaces d'absorption et d'émission à température ambiante T_0 , les sections efficaces à température T sont données par :

$$\sigma_a(\lambda, T) = \sigma_a(\lambda, T_0) \exp \beta_a(\lambda) (1/k_B T - 1/k_B T_0) \quad (2.55)$$

$$\sigma_e(\lambda, T) = \sigma_e^*(\lambda, T_0) \exp \beta_e(\lambda) (1/k_B T - 1/k_B T_0) \quad (2.56)$$

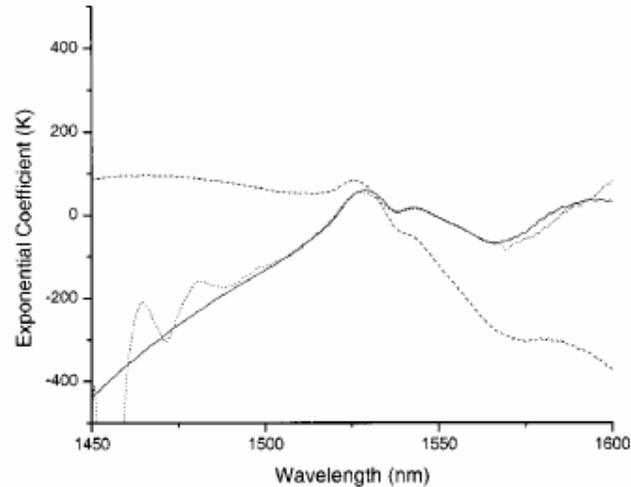


Figure 2.60 – Fonctions β_e/k (pointillée) et β_0/k (trait plein) utilisées dans (2.55) et (2.56). D'après [2.46]

2.6.5. Détermination approximative de la position des sous-niveaux Stark dans l'Ytterbium

La levée de dégénérescence qui permet aux sous-niveaux Stark d'apparaître est due au champ électrique local du verre qui est dépendant des ions des codopants présents dans le réseau. On constate donc une grande variabilité dans les énergies des sous-niveaux Stark [2.48, 2.49].

Puisque la population des sous-niveaux est gouvernée par la statistique de Boltzman, les mesures d'absorption à basse température permette de réduire les transitions qui démarrent d'un autre sous-niveau que a. De même les mesures d'émission à basse température réduisent les émissions qui démarrent d'un autre niveau que e. Les largeurs homogènes de toutes les transitions sont en outre réduites. Les maxima d'absorption a->e, a->f, a->g doivent donc apparaître plus distinctement. Les énergie de ces maxima doivent correspondre à E_{1i} pour $i=1..g2$. De même les maxima du spectre d'émission doivent correspondre à E_{2i} c'est-à-dire aux transitions e->a, e->b,e->c, e->d.

Nous avons donc effectué des mesures d'absorption par la méthode de la coupe arrière alors que la fibre était plongée dans l'azote liquide en ébullition à 77K (fig. 2.61). Lorsque la fibre est refroidie de 300 K jusqu'à 77 K, l'absorption dans la partie « infrarouge » aux grandes longueurs d'onde du spectre diminue fortement. Au contraire l'absorption aux courtes longueurs d'onde augmente. En effet, la population des niveaux excités b, c, d, f, g et h diminue alors que celle des niveaux a et e augmente. On identifie ainsi aisément le pic à 915 nm.

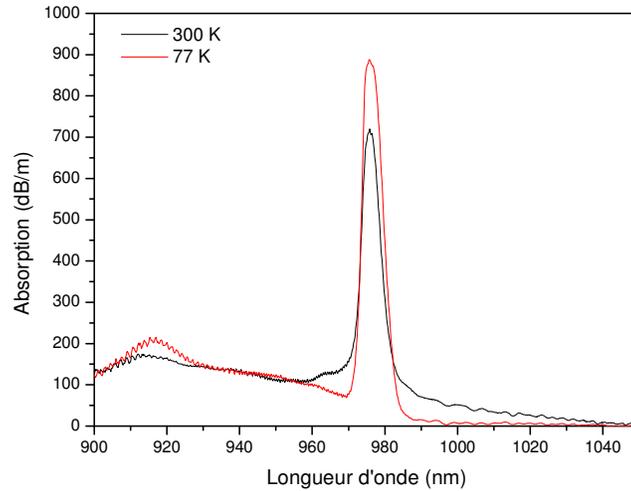


Figure 2.61 – Absorption de C471 à 300 K et à 77K.

De même, en mesurant la fluorescence longitudinale de la fibre à 77K, on note un décalage du pic d'émission qui passe de 975 nm à 979 nm (fig. 2.62). Le pic secondaire et le pic tertiaire à 1021 nm et 1056 nm se détachent plus nettement.

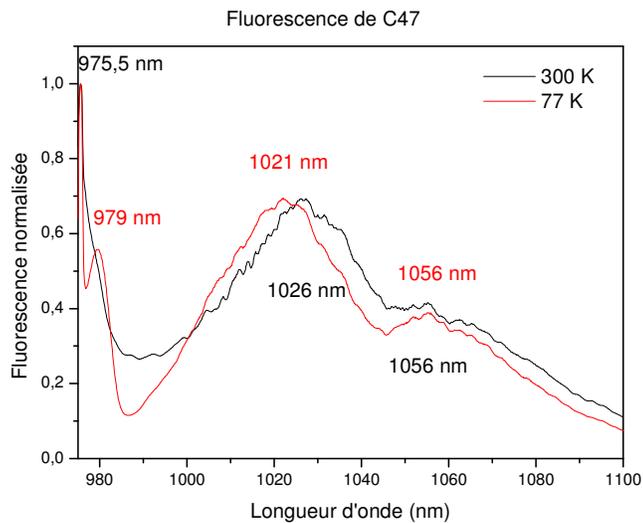


Figure 2.62 – Fluorescence de C471 à 300 K et à 77K

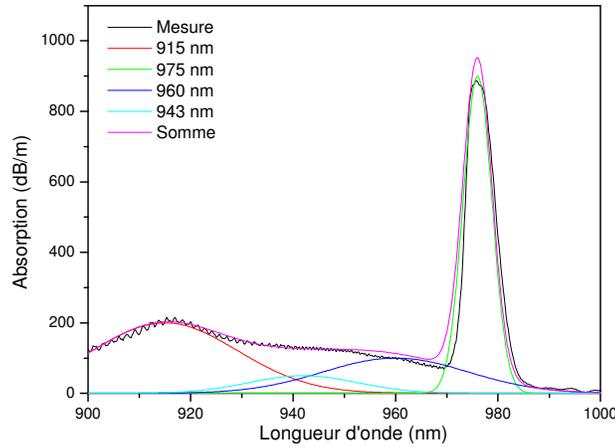


Figure 2.63 – Identification des pics approximés par des gaussiennes qui composent l'absorption de C471 à 77K

A partir des 4 sous-niveaux Stark du fondamental et des 3 sous-niveaux du niveau supérieur, 12 transitions sont possibles (fig. 2.65). Les deux pics principaux du spectre d'absorption à 975 nm et à 915 nm permettent de calculer la différence d'énergie $E(ae)$ et $E(af)$ (table 2.8). Le pic secondaire d'émission à 1026 nm permet de calculer la différence d'énergie $E(be)$. La différence d'énergie $E(bf)$ permet de localiser un pic à 960 nm. En soustrayant du spectre d'émission les pics déjà localisés approximés par des gaussiennes, on localise un pic à 1072 nm correspondant à $E(ce)$ (fig. 2.63, 2.64). En soustrayant du spectre d'absorption les pics déjà localisés approximés par des gaussiennes, on localise un pic à 943 nm correspondant à $E(cg)$. Enfin, en soustrayant le nouveau pic du spectre d'émission on localise un pic à 1056 nm correspondant à $E(df)$. Il est alors aisé d'en déduire l'énergie de chaque sous-niveau Stark. Le tableau 2.9 liste les énergies calculées et les compare à des mesures obtenues par d'autres groupes dans différentes matrices. Les énergies mesurées sont cohérentes avec les résultats des autres groupes en particulier avec [2.50].

Pic (nm)	Largeur à mi-hauteur (nm)
Absorption	
915	16.7
942	12.5
960	16.7
976	3.3
Emission	
975	4.2
986	5
1026	16.7
1056	14.2
1072	25

Table 2.8 Position et largeur des gaussiennes utiliser pour décomposer les spectres d'absorption et d'émission.

Elle constitue à notre connaissance la première estimation des énergies des niveaux Stark dans un codopage ErYb : SiO₂, P₂O₄, Al₂O₃.

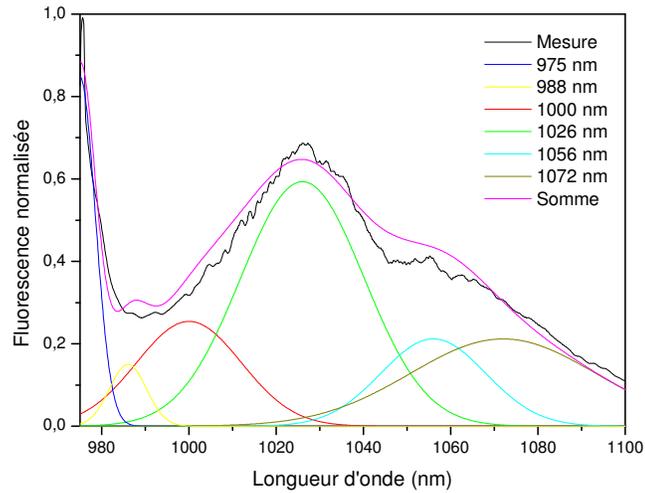


Figure 2.64 – Identification des pics approximés par des gaussiennes qui composent la fluorescence de C471 à 77K

Type	Er,Yb : SiO ₂ ,P,Al	Yb : SiO ₂ , Ge	Yb: Phosphate (QX)	Yb: SiO ₂ ,?	Yb: Fluorophosphate
g	11551	11630	10724	12380	10811
f	10932	11000	10441	10920	10460
e	10260	10260	10249	10240	10256
d	1428	1490	564	?	375
c	928	1060	377	940	365
b	520	600	182	510	196
A	0	0	0	0	0
Référence	Ce travail			[2.50]	[2.52]

Table 2.9– Position des sous-niveaux Stark (en cm⁻¹) dans différents hôtes.

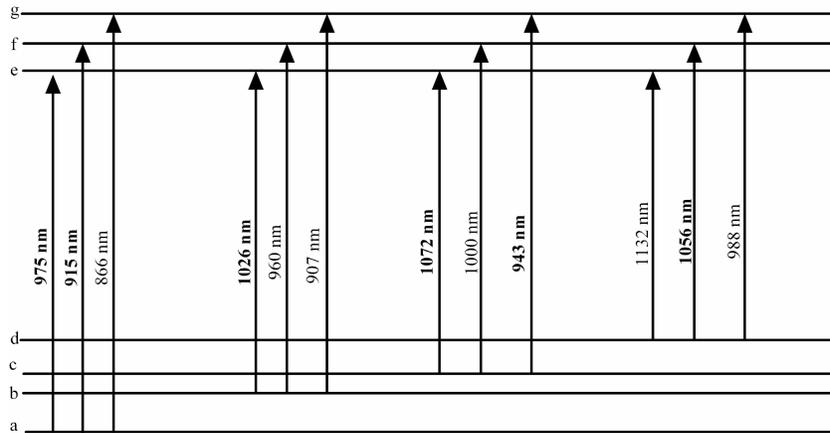


Figure 2.65 – Les 12 transitions possibles entre sous-niveaux Stark qui composent le spectre de l'Ytterbium. En gras, les longueurs d'onde qui ont été utilisées pour repérer la position des niveaux Stark.

2.6.6. Le modèle M5 de lasers incluant les effets thermiques

Hypothèse 16 Les sections efficaces sont évaluées à une température moyenne T^*

Nous avons modélisé la fibre à l'aide de la procédure suivante. Le laser est d'abord modélisé à l'aide des sections efficaces à température ambiante T_0 . La quantité de moyenne de chaleur libérée dans la fibre par unité de longueur est :

$$q^* A = P_{in} - P_{out} = [P_p(L)] - [P_p(0) + P_s(0) + P_s(L) + P_{ase}(0) + P_{ase}(L)] \quad (2.57)$$

La température moyenne T^* de la fibre est alors calculée en utilisant (2.43)-(2.45) sur le volume de la fibre. Les relations (2.48)-(2.56) sont utilisées pour modifier les sections efficaces de l'Ytterbium.

Comme prévu, on constate que l'effet d'une élévation de température est très important sur le gain et l'absorption de l'Ytterbium entre 990 nm et 1060 nm (fig. 2.66) : par exemple l'absorption à 1060 nm passe entre 300 K et 560 K de 2.5 dB/m à 10 dB/m, le gain de 125 dB/m à 110 dB/m. L'effet sur l'Erbium est plus faible mais néanmoins notable sur l'absorption de l'Erbium autour de 1560 nm : l'absorption passe de 12 dB/m à 16 dB/m à 1560 nm entre 300 K et 560 K, le gain de 21 dB/m à 22 dB/m.

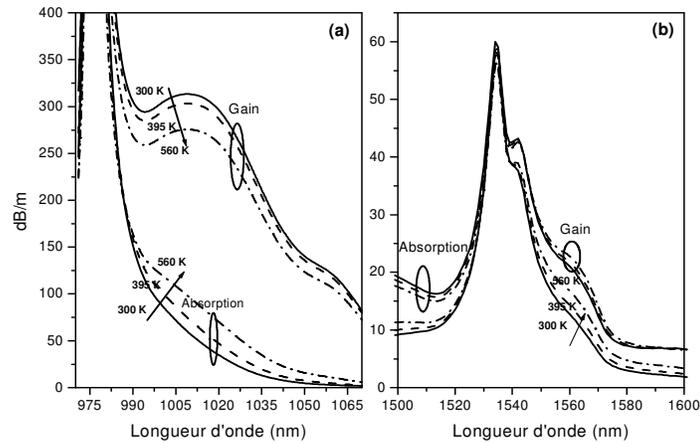


Figure 2.66 – Evolution du gain et de l'absorption en fonction de la température calculée d'après les relations de Mac-Cumber pour l'Ytterbium (a) et pour l'Erbium (b).

Les sections efficaces calculées sont donc les sections efficaces correspondant à la température moyenne de la fibre.

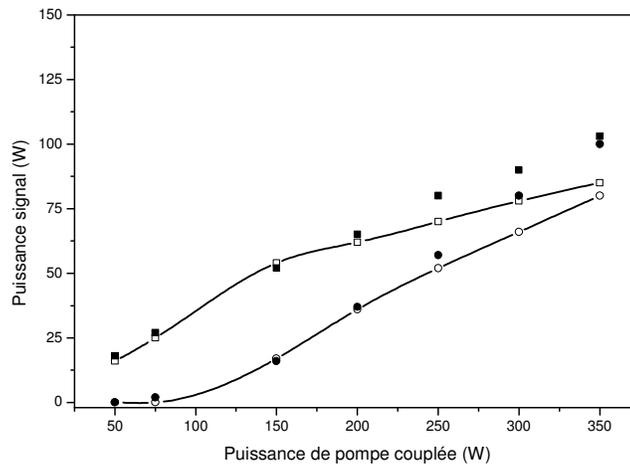


Figure 2.67 – Comparaison entre les mesures d'ORC ([2.42]) à $1.5 \mu\text{m}$ (■) et $1 \mu\text{m}$ (●) et les résultats de modélisation en appliquant le modèle M5 incluant la variation de température à $1.5 \mu\text{m}$ (-□-) et à $1 \mu\text{m}$ (-○-).

A partir des sections efficaces calculées à la température T^* , les nouvelles distributions de pompe et de signal ont été calculées. A partir de ces distributions, la température locale $T(z)$ est calculée et tracée dans la figure 2.68. Comme on le voit des gradients importants apparaissent. Le calcul de la valeur locale des sections efficaces à la température $T(z)$ et l'itération de la procédure auraient sans doute permis d'obtenir un résultat encore plus proche de la réalité. Cependant la structure du code de simulation ne permet pas ce calcul. La notion de température moyenne utilisée sur la fig. 2.68 est donc sujette à caution. Ce calcul permet cependant d'obtenir un excellent accord avec les résultats expérimentaux (fig. 2.67).

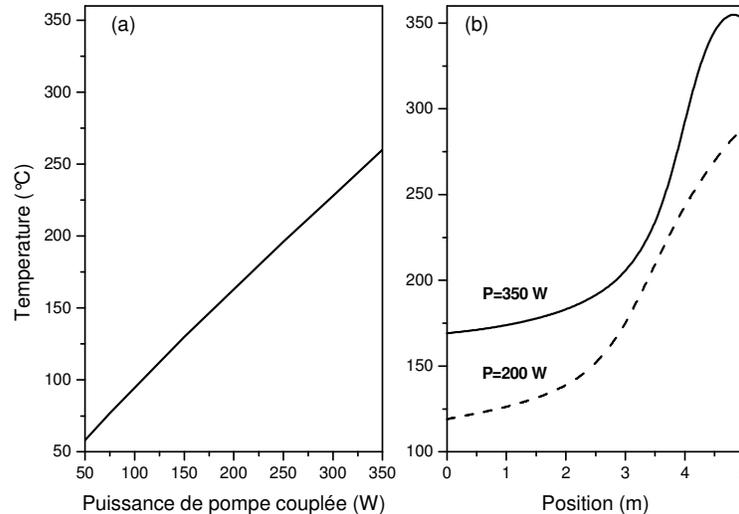


Figure 2.68 –Variation de la température moyenne du cœur en fonction de la puissance de pompe couplée dans le laser (a). Calcul de la température locale de la fibre pour une puissance de pompe couplée de 200 W (trait pointillé) et 350 W (trait plein). Les sections efficaces ont été calculées à la température moyenne de la fibre.

On observe donc le résultat paradoxal suivant : l'élévation de la température de la fibre en augmentant l'absorption de l'Ytterbium aux grandes longueurs d'onde a augmenté l'efficacité maximale de l'oscillation laser à 1,5 μm .

Le polymère bas indice qui entoure la fibre est détérioré à partir de 150 °C environ. La température de transition des acrylates est de l'ordre de 80°C. La température de dégradation est de l'ordre de 280°C [2.51]. Les silicones, d'indice 0,38 environ, peuvent supporter 150°C en utilisation continue ou 300°C pour de courtes périodes. Il est donc clair que le fonctionnement de laser Erbium-Ytterbium de forte puissance nécessiterait un refroidissement par convection forcée.

2.7. Conclusion du chapitre 2

Nous avons étudié dans ce chapitre les grandes caractéristiques des amplificateurs à fibres dopées Erbium-Ytterbium. Une dépendance de la spectroscopie et du profil d'indice avec la composition a été mise en évidence sur des fibres réalisées au LPMC. Deux modèles numériques originaux ont été présentés. Ils décrivent le comportement des amplificateurs à fibres optiques dopées en régime impulsionnel. Le modèle M1 inclut la dépendance radiale de l'inversion de population. Le modèle M2 se place dans le cadre de l'approximation du saut d'indice confiné. Les erreurs relatives liées à cette approximation sont du même ordre de grandeur que les autres approximations effectuées notamment sur les sections efficaces. Le modèle M2 a été validé sur des résultats expérimentaux en régime continu et impulsionnel sur des impulsions de quelques nanosecondes ou de l'ordre de la microseconde. L'effet des réflexions parasites résiduelles a notamment été mis en évidence : une réflectivité aussi faible que -40 dB peut réduire la puissance crête en

sortie d'un amplificateur de 3 dB à faible taux de répétition. La dynamique des inversions de population a été finement analysée conduisant à un modèle semi-analytique qui s'appuie sur l'équation de Frantz et Nodvik. L'utilisation de ce modèle indique qu'il est possible d'extraire 1 mJ d'une fibre de diamètre de cœur supérieur à 30 μm pompée par 20 W de pompe.

Enfin, le modèle M5 généralise le modèle M2 en incluant les effets thermiques induit par l'absorption de la pompe à forte puissance et leur influence sur les sections efficaces. Il a été validé en utilisant les résultats expérimentaux d'ORC. Il indique pour la première fois à notre connaissance que ces effets thermiques jouent un rôle important en retardant l'apparition de l'oscillation laser parasite de l'Ytterbium.

2.8. Références du chapitre 2

- [2.1] B.E. Schmidt et al., "980 nm single mode modules yielding 700 mW fiber coupled pump power", communication ThGG64, *OFC'02* (2002)
- [2.2] K. Furusawa, A. Malinowski, J.H.V. Price, T.M. Monro, J.K. Sahu, J.Nilsson, and D.J. Richardson, "Cladding pumped Ytterbium-doped fiber laser with holey inner and outer cladding," *Opt. Express* 9, pp. 714-720 (2001).
- [2.3] R. E. Kristiansen and J. Broeng , "Air-clad photonic crystal fibers for high-power single-mode lasers", www.crystal-fibre.com
- [2.4] D. Kouznetsov, J.V. Moloney, "Efficiency of pump absorption in double-clad fiber amplifiers. I. Fiber with circular symmetry", *J. Opt. Soc. Am. B.* 18, pp. 743-749 (2001)
- [2.5] P. Leproux et al., Modeling and optimization of double-clad fiber amplifier using chaotic propagation of the pump, *Optical Fiber Technology*, **6**, pp. 324-339 (2001)
- [2.6] G.Vienne, "Fabrication and characterisation of Ytterbium : Erbium Codoped Phosphosilicate Fibres For Optical Amplifiers And Lasers", Thèse de doctorat Université de Southampton, (1996)
- [2.7] F. Di Pasquale, M. Federighi, "Modelling of uniform and pair-induced upconversion mechanisms in high-concentration erbium-doped silica waveguides", *J. Light. Technol.*, 13, pp.1858 – 1864, (1995)
- [2.8] J. Nilsson, B. Jaskorzynska, P. Blixt, "Performance reduction and design modification of erbium-doped fiber amplifiers resulting from pair-induced quenching," *Photon. Technol. Lett., IEEE* , 5, pp.1427-1429, (1993)
- [2.9] P. F. Wysocki, J. I. Wagener, M. J. F. Digonnet, and H. J. Shaw, "Evidence and modeling of paired ions and other loss mechanisms in erbium-doped silica fibers," *Fiber Laser Sources and Amplifiers IV*, vol. SPIE-1789, pp. 66-79, (1992).
- [2.10] M.E. Fermann, D.C. Hanna, D.P. Shepherd, P.J. Suni, J.E. Townsend, "Efficient operation of an Yb-sensitised Er fibre laser at 1.56 μm ," *Electronics Letters* , 24, pp.1135-1136, (1988)
- [2.11] J. Kirchhof, S. Unger, "Codoping effects in Fibers for Active Applications", paper WM1-1, *OFC 1999*, pp.196-198 (1999)
- [2.12] M A Melkumov, I A Bufetov, K S Kravtsov, A V Shubin, E M Dianov, " Lasing parameters of ytterbium-doped fibres doped with P2O5 and Al2O3", *Quantum Electronics*, Vol. 34, No. 9, 843-848, 2004
- [2.13] E. Maurice, G. Monnom, B. Dussardier, D.B. Ostrowsky, "Clustering effects on double energy transfer in heavily ytterbium-erbium codoped silica fibers", *J. Opt. Soc. Am. B.* 13, pp. 693-701 (1996)

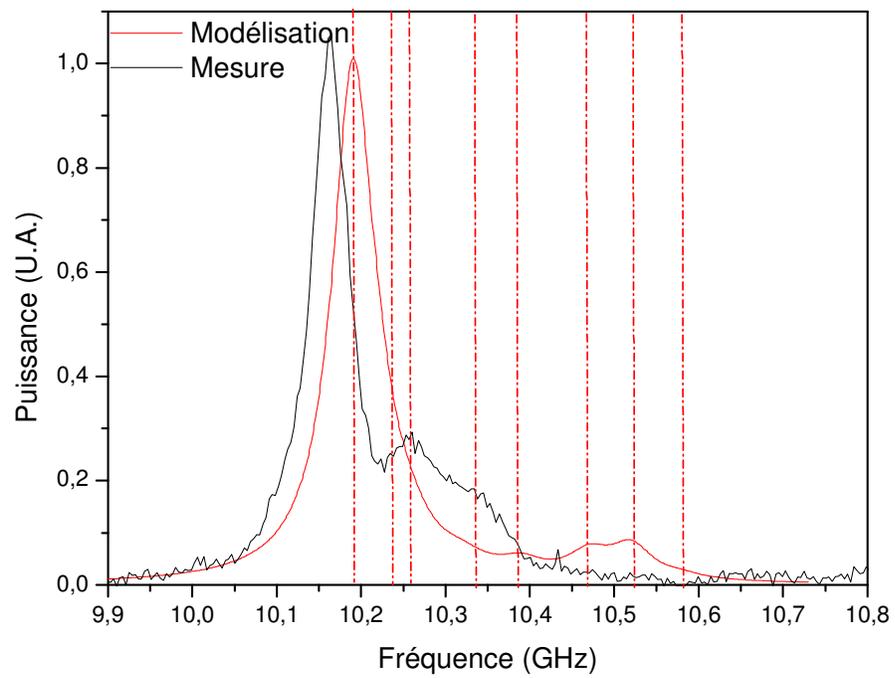
- [2.14] B.-C. Hwang, S. Jiang, T. Lao, J. Watson, G. Sorbello, N. Peyghambarian, "Cooperative upconversion and energy transfer of new high Er³⁺- and Yb³⁺-Er³⁺- doped phosphate glasses", J. Opt. Soc. Am. B, 17, pp. 833-839 (2000)
- [2.15] G.A. Sefler, W.D. Mack, G.C. Valley, T.S. Rose, "Secondary energy transfer and nonparticipatory Yb³⁺ ions in Er³⁺-Yb³⁺ high power amplifiers fibers", J. Opt. Soc. Am. B, 21 (2004)
- [2.16] Institut für Physikalische HochTechnologie, (IPHT, Jena) Rapport d'activité, p. 41, (2002)
- [2.17] A. Croteau, C. Paré, H. Zheng, P. Laperle, et Y. Taillon, « Bending Insensitive, Highly Yb-Doped LMA Triple-Clad Fiber for Nearly Diffraction-Limited Laser Output », Photonic West, papier 6101A-82-2, (2006)
- [2.18] S. Bordais, "Etude des amplificateurs et lasers à 1 µm de forte puissance à base de fibre double gaine dopée Ytterbium", Thèse de doctorat soutenue le 28 juin 2002, Université de Rennes I
- [2.19] C.R. Giles et E. Desurvire, "Modeling Erbium Doped Fiber Amplifiers", J. Lightwave Technol., Vol. 9, p. 271-283 (1991)
- [2.20] Renaud, C.C.; Offerhaus, H.L.; Alvarez-Chavez, J.A.; Nilsson, C.J.; Clarkson, W.A.; Turner, P.W.; Richardson, D.J.; Grudinin, A.B, "Characteristics of Q-switched cladding-pumped ytterbium-doped fiber lasers with different high-energy fiber designs" J. Quantum Elect., 37, pp. 199 - 206 (2001)
- [2.21] G. Agrawal, *Non linear fiber optics* (Academic press, 1989)
- [2.22] E. Yahel, A. Hardy, "Efficient optimization of high power, Er³⁺-Yb³⁺-codoped fiber amplifiers for wavelength-division-multiplexing applications", J. Opt. Soc. Am. B 20, pp. 1189-1197 (2003)
- [2.23] M. Achtenhagen, R.J. Beeson, F. Pan, B. Nyman, A. Hardy, "Gain and Noise in Ytterbium-Sensitized Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Measurements and Simulations", J. Lightwave Technol. 19, pp. 1521-1526 (2001)
- [2.24] E. Desurvire, C. R. Giles and J. R. Simpson, "Gain dynamics of erbium-doped fiber amplifiers", SPIE Vol. 1171, 1989
- [2.25] A. Bononi, L. Barbieri, "Design of gain-clamped doped fiber amplifiers for optimal dynamic performance", J. Light. Technol. 17, 1229-1240 (1999)
- [2.26] Y. Jaouën, J.-P. Bouzinac, J.-M. Delavaux, C. Chabran and M. Le Flohic, Electron. Lett. 36 (2000), 233-235
- [2.27] G. Canat, G.M. Williams, B. Cole, Y. Jaouen, L. Goldberg, G. Kulcsar, J.-C. Mollier, J.-P. Bouzinac, "Dynamics of high power Erbium-Ytterbium fiber amplifiers", J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 22, pp. 2308-2318 (November 2005)
- [2.28] Y. Wang et H. Po, "Dynamic characteristics of double-clad fiber amplifiers for high power pulse amplification », J. Light. Technol., 21, pp. 2262-2270, (2003)
- [2.29] Yves Jaouën, Guillaume Canat, S. Grot, S. Bordais, "Power limitation induced by nonlinear effects in pulsed high-power fiber amplifier", Annales de l'Académie des Sciences, Elsevier, (2005)
- [2.30] G. Canat, B. Dussardier, Y. Jaouën, J.-C. Mollier, « Evidence of thermal effects in high power Erbium-Ytterbium fiber laser", Opt. Lett. , 30, pp. 3030-3032 (2005)
- [2.31] Y. Wang, "Heat dissipation in kilowatt fiber power amplifiers", IEEE J. Quantum Electron., 40, pp. 731-740, (2004)
- [2.32] R. Oron, A.A. Hardy, "Rayleigh backscattering and amplified spontaneous emission in high-power ytterbium-doped fiber amplifiers", IEEE J. Quantum Electron., 33, pp. 307-313 (1997)

- [2.33] M. N. Zervas, R. I. Laming, « Rayleigh Scattering Effect on the Gain Efficiency and Noise of Erbium-Doped Fiber Amplifiers », *J. Quantum Elect.*, 31, pp. 468-471 (1995)
- [2.34] J. Nilsson, P. Scheer, B. Jaskorzynska, “Modeling of Optimization of Short Yb³⁺-Sensitized Er³⁺-Doped Fiber Amplifiers”, *IEEE Photon. Techn. Lett.*, Vol. 6 No. 3, 383-385 (1994)
- [2.35] M.-Y. Chen, Y.-C. Chang, A. Galvanauskas, P. Mamidipudi, R. changkakoti, P. Gatchell, "27-mJ nanosecond pulses in M²=6.5 beam from a coiled highly multimode Yb-doped fiber amplifier", communication CTuS4, Conference on Lasers and Electro-Optics, San Francisco (2004)
- [2.36] Y. Jaouën, J.-P. Bouzinac, J.-M. Delavaux, C. Chabran and M. LeFlohic, “Generation of four-wave mixing products inside WDM c-band 1 W Er³⁺/Yb³⁺ amplifier”, *Electron. Lett.* 36, pp. 233-235 (2000)
- [2.37] S. Lomholt Hansen, K. Dybdal, C.C. Larsen, « Gain Limit in Erbium-Doped Fiber Amplifiers Due to Internal Rayleigh Backscattering », *Photon. Technol. Lett.*, 4, pp. 559-561 (1992)
- [2.38] A.E. Siegman, *Lasers* (University Science Books 1986)
- [2.39] W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering* (Springer-Verlag, New York, 1976)
- [2.40] A. Bononi, L. Barbieri, “Design of gain-clamped doped fiber amplifiers for optimal dynamic performance”, *J. Light. Technol.* 17, 1229-1240 (1999)
- [2.41] V. Philippov, J.K. Sahu, C. Codemard, W.A. Clarkson, J.-N. Jang, J. Nilsson, G.N. Pearson, “All-fiber 1.15 mJ pulsed eye-safe optical source” in *Fiber Lasers: Technology, Systems, and Applications*, L. N. Durvasula, ed., Proc. SPIE 5335, 1-7, (2004)
- [2.42] J.Nilsson, J.K. Sahu, Y.J. Jeong, W.A. Clarkson, et al., « High power fiber lasers: new developments » proc. SPIE [4975-11], San Jose, January 2003
- [2.43] J. Limpert, T. Schreiber, A. Liem, S. Nolte, H. Zellmer, T. Peschel, V. Guyenot, and A. Tünnermann, "Thermo-optical properties of air-clad photonic crystal fiber lasers in high power operation," *Opt. Express*, 11, pp. 2982-2990 (2003).
- [2.44] L. Zenteno, “High Power Double-Clad Fiber Lasers”, *J. Lightwave Technol.*, 11, (1993)
- [2.45] H. Hofman, “Phénomènes de transfert de chaleur et de masse – Partie I ”, Ecole Polytechnique Fédérale de Lauzane
- [2.46] M. Bolshtyansky, P. Wysocki, et N. Conti, “Model of Temperature Dependence for Gain Shape of Erbium-Doped Fiber Amplifier”, *J. Lightwave Technol.*, 18, pp. 1533- 1540 (2000)
- [2.47] R.S. Quimby, “Range of validity of McCumber theory in relating absorption and emission cross sections”, *J. App. Physics*, 92, pp. 180-187 (2002)
- [2.48] M. A. Melkumov, I. A. Bufetov, M. M. Bubnov, K. S. Kravtsov, S. L. Semjonov, A. V. Shubin, E. M. Dianov, “Ytterbium Lasers Based on P2O5- and Al2O3 -Doped Fibers”, papier Th1.3.2, ECOC 2004 Stockholm (2004)
- [2.49] G.Lei, E. Anderson, M.I. Buchwald, B.C. Edwards, et al., “Spectroscopic Evaluation of Yb³⁺-Doped Glasses for Optical Refrigeration”, *J. Quantum Elect.*, 34, pp. 1839-1845 (1998)
- [2.50] E. Maurice, S.A. Wade, S.F. Collins., G. Monnom, G. W. Baxter, « Self-referenced point temperature sensor based on a fluorescence intensity ratio in Yb³⁺-doped silica fiber”, *Appl. Opt.*, 36, pp. 8264-8269 (1997)
- [2.51] Documentation des colles d'indice www.luvantix.com
- [2.52] M.J.F. Digonnet, , "Closed-form expressions for the gain in three- and four-level laser fibers," *Quantum Electronics*, IEEE Journal of , 26, pp.1788-1796, (1990)
- [2.53] D. Marcuse, “Loss Analysis of Single Mode Fiber Splices”, *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 56, n°5, p. 703, (1977)

[2.54] E. Desurvire, “Erbium-doped Fiber Amplifiers”, John Wiley, New York, (1994)

CHAPITRE 3 : DIFFUSION BRILLOUIN STIMULEE DANS LES AMPLIFICATEURS

3.1.	GENERALITES SUR LES EFFETS NON-LINEAIRES DANS LA SILICE.....	130
3.1.1.	<i>Principaux effets non-linéaires dans la silice</i>	<i>130</i>
3.1.2.	<i>L'équation de propagation paraxiale.....</i>	<i>132</i>
3.2.	ONDES DE DENSITE DANS LES FIBRES OPTIQUES.....	135
3.2.1.	<i>Fluctuations de densité.....</i>	<i>135</i>
3.2.2.	<i>Ondes de densité</i>	<i>137</i>
3.3.	MODELE DE LA DIFFUSION BRILLOUIN	141
3.3.1.	<i>Polarisation non-linéaire</i>	<i>141</i>
3.3.2.	<i>Rétrodiffusion Brillouin en régime stationnaire.....</i>	<i>145</i>
3.3.3.	<i>Modèle stochastique à source distribuée</i>	<i>147</i>
3.3.4.	<i>Modèle dynamique de la rétrodiffusion Brillouin en régime dynamique avec source de bruit.....</i>	<i>150</i>
3.4.	MESURES DES SPECTRES STOKES SPONTANES	152
3.4.1.	<i>Techniques de mesures du spectre de gain Brillouin</i>	<i>152</i>
3.4.2.	<i>Mesure du spectre Stokes d'une fibre monomode standard.....</i>	<i>154</i>
3.4.3.	<i>Mesure du spectre Brillouin d'une fibre dopée Erbium-Ytterbium de 7 µm de Coeur.....</i>	<i>156</i>
3.4.4.	<i>Mesure sur une fibre de 18 µm de coeur non pompée.....</i>	<i>157</i>
3.4.5.	<i>Mesure sur une fibre de 20 µm de coeur pompée</i>	<i>158</i>
3.4.6.	<i>Conclusion sur les résultats expérimentaux.....</i>	<i>159</i>
3.5.	MODELISATION DES SPECTRES STOKES SPONTANES.....	161
3.5.1.	<i>Equation de Helmholtz pour les ondes acoustiques.....</i>	<i>161</i>
3.5.2.	<i>Détermination du profil de vitesse longitudinale</i>	<i>162</i>
3.5.3.	<i>Application une fibre monomode standard</i>	<i>164</i>
3.5.4.	<i>Application à la fibre de 7 µm de cœur.....</i>	<i>165</i>
3.5.5.	<i>Application à la fibre de 18 µm de cœur.....</i>	<i>167</i>
3.5.6.	<i>Application à la fibre de 20 µm de cœur.....</i>	<i>168</i>
3.5.7.	<i>Conclusion sur la modélisation des spectres.....</i>	<i>168</i>
3.6.	MODELE DYNAMIQUE DE LA DIFFUSION BRILLOUIN STIMULEE DANS LES AMPLIFICATEURS ...	170
3.6.1.	<i>Amplificateur en pompage copropagatif.....</i>	<i>170</i>
3.6.2.	<i>Amplificateur en configuration contrapropagative.....</i>	<i>179</i>
3.6.3.	<i>Evaluation approchée du seuil Brillouin.....</i>	<i>182</i>
3.7.	CONCLUSION DU CHAPITRE 3.....	184
3.8.	RÉFÉRENCES DU CHAPITRE 3.....	186



Comparaison entre les résultats de modélisation et de mesure du spectre de l'onde Stokes créé par la Diffusion Brillouin Stimulée.

CHAPITRE 3 :**DIFFUSION BRILLOUIN STIMULEE DANS
LES AMPLIFICATEURS A FIBRES OPTIQUES DOPEES**

Les fibres optiques dopées sont des milieux amplificateurs qui présentent une efficacité élevée grâce au fort confinement du mode optique. La longueur effective d'interaction entre le signal et le milieu est de plus grande lorsqu'elle est comparée à celle des milieux amplificateurs massifs. Il en résulte que les seuils d'apparition des effets non linéaires sont beaucoup plus faibles que dans la plupart des autres milieux. Ils entraînent la détérioration de la cohérence spectrale du signal amplifié.

L'amplification de signaux fortement cohérents (dont la largeur spectrale est inférieure à quelques MHz), nécessaires pour les applications Lidar à détection cohérente et spectroscopie, est principalement limitée par la diffusion Brillouin stimulée. Celle-ci diffuse de la lumière en sens contraire du sens de propagation du signal amplifié. Dans un amplificateur classique optimisé pour les télécommunications optiques délivrant 1 W de puissance moyenne, cet effet limite la puissance crête des impulsions générées à une vingtaine de watts. Elle peut aussi générer des impulsions géantes capables de détruire les composants passifs.

Nous étudierons donc en détail ce phénomène dans ce chapitre. Nous passerons d'abord en revue les principaux effets non-linéaires qui peuvent être observés dans les fibres optiques. Nous présenterons ensuite un modèle cohérent de la diffusion Brillouin stimulée (DBS). Ce modèle nécessite comme paramètre d'entrée la largeur de la courbe de gain Brillouin spontané et sa valeur maximale. Nous présenterons des résultats expérimentaux et théoriques originaux relatifs aux spectres Brillouin dans des fibres passives et dopées. Nous introduirons ensuite un modèle original de la dynamique de la DBS dans les amplificateurs. Ce modèle inclut à notre connaissance pour la première fois la dynamique de gain associé aux ions Erbium, la dynamique Brillouin et la répartition transverse des modes acoustiques. Nous l'appliquerons à quelques situations expérimentales jusqu'à une source délivrant 100 μ J par impulsion pour 180 W de puissance crête.

3.1. GENERALITES SUR LES EFFETS NON-LINEAIRES DANS LA SILICE

3.1.1. Principaux effets non-linéaires dans la silice

Lorsque le champ électrique d'une onde électromagnétique traverse un milieu diélectrique, il induit des transitions électroniques qui se traduisent par l'apparition de moments dipolaires électriques. A l'échelle macroscopique ils engendrent une polarisation P somme des moments dipolaires locaux. A faible amplitude du champ électrique, la polarisation est proportionnelle au champ incident. Lorsque la force exercée par le champ électrique sur les électrons n'est plus négligeable devant les forces de liaison atomique, la polarisation n'est plus proportionnelle au champ incident. On décompose alors la polarisation en un terme linéaire P_L et un terme non-linéaire P_{NL} par rapport au champ selon

$$P = P_L + P_{NL} \quad (3.1)$$

Comme les corrections non-linéaires sont petites, on développe la polarisation en série de Taylor :

$$P_{NL} = \varepsilon \left(\underline{\underline{\chi}}^{(2)} : EE + \underline{\underline{\chi}}^{(3)} : EEE + \dots \right) \quad (3.2)$$

$\underline{\underline{\chi}}^{(i)}$ est le tenseur de susceptibilité d'ordre i .

Les fibres optiques sont constituées de verre qui est un milieu amorphe. A l'échelle macroscopique, c'est donc un milieu centrosymétrique. L'invariance par parité entraîne $\underline{\underline{\chi}}^{(2)} = 0$. Des procédés de création et d'inversion de domaines ferroélectriques permettent dans des cas très particuliers d'obtenir un faible $\underline{\underline{\chi}}^{(2)} \neq 0$.

La susceptibilité d'ordre 3 est donc à l'origine de tous les effets non-linéaires importants observés dans les fibres optiques. Ces effets se répartissent en effets élastiques et non élastiques. Dans les effets élastiques, le champ électromagnétique n'échange pas d'énergie avec le milieu. Ces effets sont modélisés par la partie réelle de $\underline{\underline{\chi}}^{(3)}$. Les effets non élastiques sont liés à des échanges d'énergie entre le champ électromagnétique et le milieu sous forme de modes de vibration. Selon l'énergie de ces phonons, on distingue la diffusion Raman stimulée liée aux vibrations moléculaires (ou phonons optiques) et la diffusion Brillouin stimulée liée aux vibrations du réseau (ou phonons acoustiques) de plus basse énergie (figure 3.1).

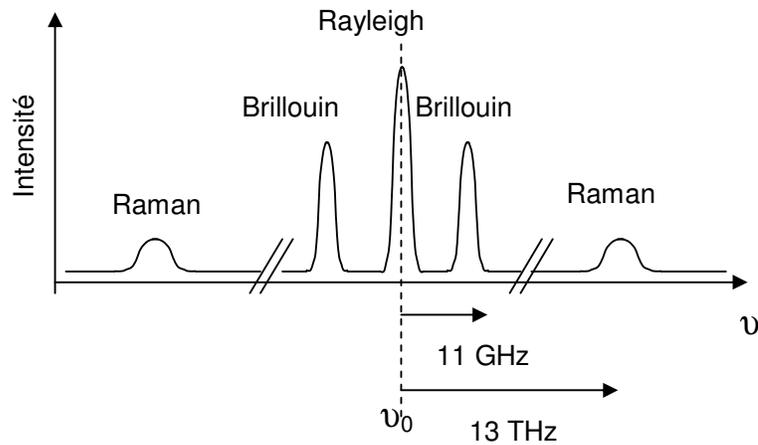


Figure 3.1 – Les différents processus de diffusion dans la silice à 1,55 μm.

Les effets non-linéaires observés dans les fibres dépendent des intensités mises en jeu et des temps caractéristiques des phénomènes sous jacents (tableau 3.1).

On peut en déduire le tableau 3.2 qui donne l'effet non-linéaire dominant en fonction des puissances crêtes, diamètres des fibres et durées des impulsions dont la largeur spectrale est supposée limitée par transformée de Fourier. Pour nos applications de faible largeur spectrale (< 1 MHz), l'effet non-linéaire dominant est la diffusion Brillouin stimulée. Dans un amplificateur à fibre monomode standard de quelques mètres de long, le seuil est atteint à partir de quelques dizaines de Watt.

Effet non-linéaire		Valeur du gain au pic	Temps caractéristique	Conséquence
Kerr		$g_p=8.1 \cdot 10^{-14} \text{ m/W}$	0,1 fs (non linéarité électronique)	Automodulation de phase, mélange à quatre ondes...
Diffusions inélastique	Raman	$g_R=7 \cdot 10^{-14} \text{ m/W}$	60 fs (vibrations moléculaires)	Elargissement spectral
	Brillouin	$g_B=2 \cdot 10^{-11} \text{ m/W}$	10 ns (vibrations du réseau)	Distorsion dans le domaine temporel

Table 3.1 Principaux effets non-linéaires dans la Silice. Les valeurs typiques du gain au pic sont données à 1.5 μm.

Effet non-linéaire		Durée d'impulsion	Effet	Fibre Standard 6 μm ON~0.13 E _{max} 10-20 μJ	Fibre à large mode monomode 12 μm NA~0.08 E _{max} ~50-100 μJ	Fibre à large cœur multimode >20 μm NA~0.07 E _{max} ~0.1-1 mJ
Kerr	SPM	< 10 ps	Elargissement spectral	0.5 - 2 kW	2-10 kW	> 100 kW
	IM	10 ps – 10 ns	Diffusion domaine spectral	0.5 kW	> 5-10 kW	> 20 kW
Diffusion	Raman	10 ps – 10 ns		~0.5 kW	> 5-10 kW	> 20 kW
	Brillouin	> 10 ns	Distorsion domaine temporel	10-30 W	50-120 W	> 300 W

Table 3.2 Plages de prédominances des effets non-linéaires selon le type de fibre amplificatrice utilisée. D'après [3.1].

3.1.2. L'équation de propagation paraxiale

Considérons une onde électromagnétique se propageant selon l'axe z vers les z positifs polarisée selon le vecteur \vec{x} . Elle peut être décrite par son amplitude réelle $E(z,t)$ telle que :

$$\vec{E}(z,t) = E(z,t)\vec{x} = A(z,t) \cdot \cos(kz - \omega t + \varphi)\vec{x} \tag{3.3}$$

$A(z,t)$ étant son enveloppe lentement variable et φ sa phase à l'origine.

A cette amplitude réelle est associée une amplitude complexe $\tilde{E}(z,t)$ et une enveloppe lentement variable complexe $\tilde{A}(z,t)$ telle que :

$$\tilde{E}(z,t) = \tilde{A}(z,t) \cdot \exp i(kz - \omega t) \tag{3.4}$$

Amplitudes réelle et complexe sont reliées par la relation

$$E = Re \{ \tilde{E} \} = \frac{1}{2} \{ \tilde{E} + cc \} \tag{3.5}$$

$$\tilde{A} = A \cdot \exp j\varphi$$

Les équations de Maxwell qui décrivent la propagation de l'onde dans la fibre permettent d'écrire pour le champ électrique :

$$\Delta E = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 P_L}{\partial t^2} - \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 P_{NL}}{\partial t^2} \quad (3.6)$$

Les termes non linéaires étant petits, on résout en général l'équation de propagation (3.6) en traitant la polarisation non linéaire comme une perturbation. En utilisant la méthode de l'enveloppe lentement variable, et dans l'approximation de faible guidage, (3.6) peut être réécrite de façon à séparer les variables transverses et longitudinales [3.1]:

$$E = \text{Re}\{F(x, y)\tilde{A}(z, t)\exp i(\beta_0 z - \omega_0 t)\} \quad (3.7)$$

F est supposée normalisée de sorte que $\int_{-\infty+\infty}^{+\infty+\infty} |F(x, y)|^2 dx dy = 1$

F vérifie l'équation de Helmholtz dont les modes propres de la fibre sont les solutions. $\beta(\omega)$ est le vecteur d'onde correspondant à ce mode.

$$\Delta F + (k_0^2 n^2 - \beta^2(\omega))F = 0 \quad (3.8)$$

Posons $\beta_0 = \beta(\omega_0)$. \hat{A} transformée de Fourier de \tilde{A} vérifie l'équation de propagation

$$2i\beta_0 \frac{\partial \hat{A}}{\partial z} + (\beta^2(\omega) - \beta_0^2)\hat{A} = -\frac{\omega^2}{\epsilon_0 c^2} \hat{P}_{NL}(\omega) \quad (3.9)$$

Le développement limité de β au voisinage de β_0 s'écrit :

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \beta_2 \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2} + O((\omega - \omega_0)^3) \quad (3.10)$$

Soit \hat{P}_{NL} la polarisation qui oscille à la pulsation ω proche de ω_0 . L'équation de propagation dans le domaine fréquentiel s'écrit alors :

$$\left(\frac{\partial \hat{A}}{\partial z} - i(\omega - \omega_0)\beta_1 \hat{A} - \frac{i}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 \hat{A} \right) F = +\frac{i\omega^2}{2\beta\epsilon_0 c^2} \hat{P}_{NL}(\omega) \approx +\frac{i(2(\omega - \omega_0)\omega_0 + \omega_0^2)}{2\beta\epsilon_0 c^2} \hat{P}_{NL}(\omega) \quad (3.11)$$

Où on a utilisé le fait que $|\omega - \omega_0| \ll \omega_0$. Si la bande de \hat{P}_{NL} est suffisamment étroite, on peut même négliger le terme en $(\omega - \omega_0)\omega_0$. En repassant dans le domaine temporel, on a donc :

$$\left(\frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial \tilde{A}}{\partial t} + \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 \tilde{A}}{\partial t^2} \right) F = -\frac{i}{2\beta\epsilon_0 c^2} \tilde{P}_{NL} \quad (3.12)$$

Pour une onde se propageant vers les z négatifs, il convient de remplacer les β_i et g par leurs opposés. Pour aller plus loin dans la description des interactions il est nécessaire d'être plus spécifique. On considère

l'interaction de deux ondes qui oscillent aux pulsations ω_1 et ω_2 . Nous supposons de plus que la lumière est polarisée linéairement.

Pour un milieu actif de gain par unité de longueur g , (3.12) peut être modifiée en l'équation

$$\left(\frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial \tilde{A}}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 \tilde{A}}{\partial t^2} - \frac{g}{2} \tilde{A} \right) F = - \frac{i}{2\beta \epsilon_0 c^2} \tilde{P}_{NL}$$

La polarisation qui oscille à la pulsation ω_1 peut être issue de l'interaction liée à la susceptibilité $\chi^{(3)}(\omega_1; \omega_1, -\omega_1, \omega_1)$ ou à l'interaction $\chi^{(3)}(\omega_1; \omega_2, -\omega_2, \omega_1)$. Dans le premier cas la polarisation s'écrit

$$\tilde{P}_{NL}(\omega_1; \omega_1, -\omega_1, \omega_1) = \frac{3}{4} \epsilon_0 \chi^{(3)} |\tilde{A}|^2 \tilde{A} |F|^2 F \quad (3.13)$$

soit

$$\epsilon_{NL} = \frac{3}{4} \epsilon_0 \chi^{(3)} |\tilde{A}_1|^2 |F|^2 \quad (3.14)$$

On obtient en multipliant les deux membres de (3.12) par F^* et en intégrant radialement

$$\frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial \tilde{A}}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 \tilde{A}}{\partial t^2} = + \frac{g}{2} \tilde{A} + i \frac{3k^2}{8\beta} \iint \chi^{(3)} |F|^4 dx dy |\tilde{A}|^2 \tilde{A} \quad (3.15)$$

La partie réelle de $\chi^{(3)}$ entraîne un déphasage pur. On pose en général

$$n_2 = \frac{3}{8n_{eff}} \text{Re } \chi^{(3)} = \frac{3k}{8\beta} \text{Re } \chi^{(3)} \quad (3.16)$$

$$A_{eff} = \int_{-\infty+\infty}^{+\infty+\infty} |F(x, y)|^4 dx dy \quad (3.17)$$

En supposant que $\chi^{(3)}$ est constant dans une section transverse de la fibre, du fait des faibles variations de composition, on obtient l'équation de Schrödinger bien connue :

$$\frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial \tilde{A}}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 \tilde{A}}{\partial t^2} = + \frac{g}{2} \tilde{A} + i \frac{kn_2}{A_{eff}} |\tilde{A}|^2 \tilde{A} \quad (3.18)$$

La principale source de diffusion élastique est l'effet Kerr représenté par le dernier terme de (3.18). Sous l'effet du champ électrique d'intensité $I(r)$ au point r , l'indice de réfraction devient $n(r) = n_0 + n_2 I(r)$. Elle se traduit donc par une variation de la phase de A .

L'autre interaction $\chi^{(3)}(\omega_1; \omega_2, -\omega_2, \omega_1)$ est à l'origine de la polarisation :

$$P_{NL}(\omega_1; \omega_2, -\omega_2, \omega_1) = \frac{3}{4} \varepsilon_0 \chi^{(3)} |\tilde{A}_2|^2 \tilde{A}_1 |F|^2 F \quad (3.19)$$

soit

$$\varepsilon_{NL} = \frac{3}{4} \chi^3 \tilde{A}_2 \tilde{A}_2^* \tilde{A}_1 |F|^2$$

On obtient en multipliant les deux membres par F^* et en intégrant radialement

$$\frac{\partial \tilde{A}_1}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial \tilde{A}_1}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 \tilde{A}_1}{\partial t^2} = + \frac{g}{2} \tilde{A}_1 + i \frac{3k^2}{8\beta} \iint \chi^3(\omega_1; \omega_2, -\omega_2, \omega_1) |F|^4 dx dy \tilde{A}_2 \tilde{A}_2^* \tilde{A}_1 \quad (3.20)$$

En multipliant les deux membres par A_1^* on obtient les équations sur l'intensité

$$\frac{\partial I_1}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial I_1}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \left(\tilde{A}_1^* \frac{\partial^2 \tilde{A}_1}{\partial t^2} + \tilde{A}_2^* \frac{\partial^2 \tilde{A}_2}{\partial t^2} \right) = + \frac{g}{2} I_1 + i \frac{3k^2}{8\beta} \iint \chi^3(\omega_1; \omega_2, -\omega_2, \omega_1) |F|^4 dx dy I_2 I_1 \quad (3.21)$$

On note que si la partie imaginaire de $\chi^{(3)}$ est non-nulle, elle entraîne un gain ($\chi^{(3)} < 0$) ou des pertes ($\chi^{(3)} > 0$) pour l'onde 1. Les processus de diffusion inélastiques (diffusion Raman et Brillouin) se traduisent par une susceptibilité de partie imaginaire non-nulle. Ils peuvent donc conduire à l'amplification ou à l'atténuation de signaux.

3.2. ONDES DE DENSITE DANS LES FIBRES OPTIQUES

Les deux processus de diffusion inélastiques sont liés à l'interaction de l'onde incidente avec des fluctuations de la constante diélectrique du milieu. Ce sont ces fluctuations qui sont à l'origine de la polarisation non-linéaire. Nous allons d'abord donner une image intuitive de ces phénomènes [3.3]. Ensuite nous établirons les équations de la DBS dans les amplificateurs à fibres dopées en tenant compte du caractère guidé des ondes acoustiques.

3.2.1. Fluctuations de densité

Un milieu homogène V (i.e. invariant par toute translation) ne peut pas diffuser la lumière dans une direction autre que la direction de propagation. En effet, supposons qu'une onde plane se propage dans un milieu homogène. Supposons qu'un élément de volume dV_1 diffuse la lumière dans une direction qui fait un angle θ avec la direction d'incidence. Alors on peut toujours trouver un élément de volume dV_2 qui émette de la lumière en opposition de phase sauf si $\theta=0$. Il suffit pour cela de le choisir à la distance dl de sorte que la lumière soit diffusée avec une différence de marche $dl \sin \theta = \lambda/2$. C'est toujours possible, sauf lorsque $\theta=0$

c'est-à-dire lorsque la lumière est diffusée dans la direction de propagation. Au contraire, un milieu qui est le siège de fluctuations de la constante diélectrique peut diffuser la lumière.

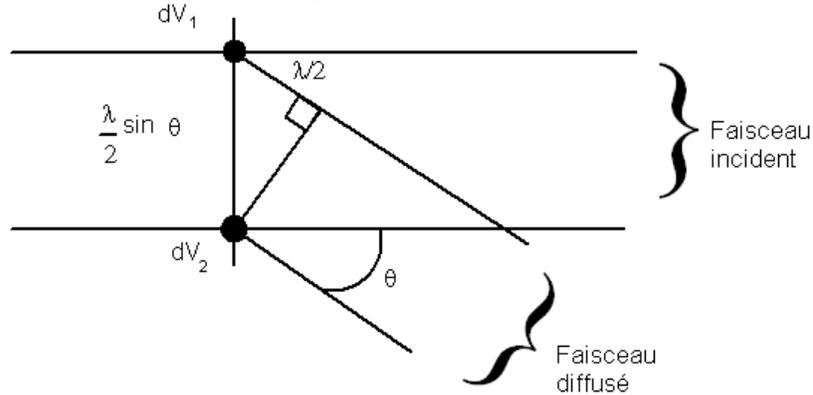


Figure 3.2 - Absence de diffusion d'une onde lumineuse incidente par un milieu homogène

Considérons maintenant les fluctuations de constante diélectrique à l'origine de cette diffusion. A température non nulle, la constante diélectrique de la silice est soumise à des fluctuations thermodynamiques qui localement causent des variations de la polarisation.

$$\delta P = \delta \epsilon E \tag{3.22}$$

Prenons la densité et la température comme couple de variables thermodynamiques indépendantes

$$\delta \epsilon = \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \right)_T \delta \rho + \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial T} \right)_{\rho_0} \delta T \tag{3.23}$$

Les fluctuations de températures sont à l'origine de la diffusion Rayleigh. On peut montrer qu'elles ne se propagent pas. En outre la variation de la constante diélectrique avec la densité est beaucoup plus grande qu'avec la température. C'est pourquoi nous négligerons les fluctuations de température dans la suite de la discussion. Nous omettrons de plus par la suite par souci de simplification le signe δ devant ρ pour désigner les fluctuations de densité.

La polarisation peut être exprimée en fonction de la constante d'électrostriction γ et de la densité moyenne ρ_0 :

$$\gamma = \rho_0 \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \right)_{\rho=\rho_0} \tag{3.24}$$

$$\delta P = \frac{\gamma}{\rho_0} \rho E \tag{3.25}$$

Les fluctuations de densité peuvent se propager sous forme d'ondes acoustiques. En appliquant les mêmes techniques qu'aux ondes optiques, on peut donc les décomposer en ondes planes de fréquence Ω et de vecteur d'onde q sous la forme

$$\rho = \text{Re}\{u(x, y) \tilde{a}(z, t) \exp[-i(\Omega t - qz)]\} \tag{3.26}$$

Où u est le profil transverse de l'onde et \tilde{a} son enveloppe lentement variable.

Considérons une onde acoustique de longueur d'onde λ_a se propageant dans un milieu quelconque à 3 dimensions. Les maxima de l'onde sont espacés de λ_a . Chaque front réfléchit une petite fraction de l'onde incidente qui arrive sous l'angle θ_i . L'interférence est constructive et maximale lorsque la différence de marche entre les ondes réfléchies sur deux fronts consécutifs est égale à un multiple de la longueur d'onde λ_L (figure 3.3). On en tire la condition de Bragg :

$$\lambda_L = 2\lambda_a \sin \theta_i \tag{3.27}$$

La conservation de la quantité de mouvement permet en outre d'écrire

$$k_L = k_S + q \tag{3.28}$$

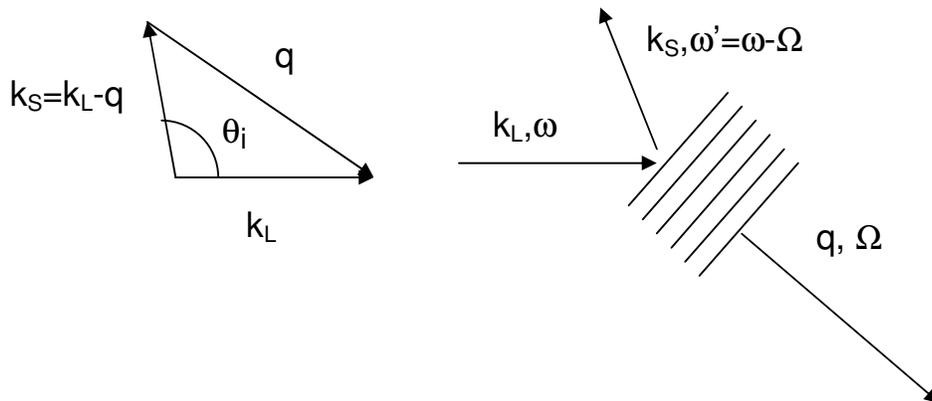


Figure 3.3 -Interaction entre l'onde optique incidente de vecteur d'onde k_L et l'onde acoustique de vecteur d'onde q . Configuration Stokes.

Dans une fibre optique, la ondes incidente et réfléchié doivent se propager selon l'axe de la fibre, donc k_L et k_S sont parallèles ou antiparallèles et l'angle θ_i vaut 0 ou π . D'après (3.27), λ_a est donc grand devant les longueurs d'onde optiques.

3.2.2. Ondes de densité

Un milieu soumis à des déformations et à des vibrations est caractérisé en tout point par son champ de déplacement $R(r,t)$ et son champ de contraintes $\sigma(r,t)$.

Dans un milieu isotrope comme le verre, l'équation qui régit l'évolution des perturbations est donnée [3.5], [3.6], [3.7] par

$$\rho_0 \frac{\partial^2 R}{\partial t^2} = \left(\rho_0 V_L^2 + \eta_{11} \frac{\partial}{\partial t} \right) \nabla(\nabla \cdot R) - \left(\rho_0 V_S^2 + \eta_{44} \frac{\partial}{\partial t} \right) \nabla \times \nabla \times R \quad (3.29)$$

Dans cette équation, η_{11} et η_{44} représentent des termes de viscosité, ρ_0 la densité moyenne. Pour résoudre cette équation dans le cas des fibres, on fait en général l'approximation que les variations radiales relatives de densité, de vitesses longitudinale et de vitesse transverse sont petites [3.8]. En particulier en utilisant l'indice 1 pour le cœur et l'indice 2 pour la gaine supposés homogènes :

$$\frac{|V_{L,1} - V_{L,2}|}{V_{L,1}} \ll 1, \frac{|V_{T,1} - V_{T,2}|}{V_{T,1}} \ll 1, \frac{|\rho_{T,1} - \rho_{T,2}|}{\rho_{T,1}} \ll 1 \quad (3.30)$$

Lorsque ces variations sont nulles, les équations sur les ondes transverses et longitudinales se découplent. Lorsqu'elles sont petites mais non nulles, les solutions d'ordre 0 donnent les modes acoustiques guidés transverses comme solution d'une équation vectorielle et les modes acoustiques guidés longitudinaux comme solution de l'équation scalaire. Leurs vitesses de propagation V_{eff} se situent respectivement entre V_{S1} et V_{S2} pour les modes transverses et V_{L1} et V_{L2} pour les modes longitudinaux. Cette approximation de « faible guidage » est généralement bonne pour les inégalités sur les vitesses mais discutables en ce qui concerne la densité, en particulier dans le cadre des fibres à cristaux photoniques où les densités de l'air et de la silice sont très différentes. La vitesse de propagation des modes longitudinaux est en général grande devant la vitesse transverse V_S :

$$V_{S,1} < V_{S,2} < V_{L,1} < V_{\text{eff}} < V_{L,2}$$

Les modes longitudinaux sont alors en toute rigueur à fuite [3.8].

Dans toute la suite de ce chapitre, nous négligerons les variations transverses de vitesse et de densité ce qui permet de découpler les équations transverses et longitudinales.

On introduit donc les potentiels vecteurs scalaire ϕ et vectoriel ψ .

$$R = \nabla \phi + \nabla \times \psi \quad (3.31)$$

En prenant la divergence des deux membres, on obtient l'équation pour ϕ :

$$\rho_0 \frac{\partial^2 \nabla \cdot R}{\partial t^2} = \left(\rho_0 V_L^2 + \eta_{11} \frac{\partial}{\partial t} \right) \nabla \cdot (\nabla(\nabla \cdot R)) - \left(\rho_0 V_S^2 + \eta_{44} \frac{\partial}{\partial t} \right) \nabla \cdot (\nabla \times \nabla \times R) \quad (3.32)$$

La divergence d'un rotationnel étant nul, l'équation se simplifie.

On définit alors la variation de la densité du matériau par analogie avec un fluide par :

$$\rho = -\rho_0 \nabla \cdot R$$

L'équation (3.32) peut donc être réécrite :

$$-\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = -\left(\rho_0 V_L^2 + \eta_{11} \frac{\partial}{\partial t}\right) \frac{\Delta \rho}{\rho_0} \quad (3.33)$$

On reconnaît dans le terme dérivée par rapport au temps un terme d'amortissement. On peut donc définir une constante d'amortissement :

$$\Gamma' = \frac{\eta_{11}}{\rho_0} \quad (3.34)$$

D'où l'équation

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - V_L^2 \Delta \rho + \Gamma' \frac{\partial \Delta \rho}{\partial t} = 0 \quad (3.35)$$

Au terme en Γ' près, l'équation (3.35) est une équation d'onde. Cette équation est formellement identique à l'équation de propagation dans un fluide mais elle n'est valable qu'avec l'hypothèse de faible variation des constantes mécaniques. Le traitement général a été effectué numériquement dans le cas des fibres radialement très hétérogènes par une équipe de Corning [3.9].

Si le milieu est homogène, on peut chercher des solutions à l'équation d'onde sous la forme d'ondes planes :

$$\rho = \text{Re}\{\tilde{a} \cdot \exp[-i\{\Omega t - (q_x x + q_y y + q_z z)\}]\} \quad (3.36)$$

$$q^2 = q_x^2 + q_y^2 + q_z^2 = \frac{\Omega^2}{V_L^2} \left(1 + i \frac{\Gamma' q^2}{\Omega}\right) = \frac{\Omega^2}{V_L^2} \left(1 + i \frac{\Gamma_B}{\Omega}\right) \quad (3.37)$$

La constante d'amortissement Γ_B (inverse du temps de vie) des ondes acoustiques est définie par :

$$\Gamma_B = \Gamma' q^2 \quad (3.38)$$

On peut de plus supposer que $\Gamma_B \ll \Omega$ comme on le vérifiera ultérieurement.

Enfin on obtient la relation de dispersion des ondes acoustiques :

$$q = \pm \left(\frac{\Omega}{V_L} + i \frac{\Gamma_B}{2V_L} \right) \quad (3.39)$$

Le vecteur d'onde q est complexe car l'onde s'atténue au cours de sa propagation.

Si le milieu n'est pas homogène mais présente une dépendance radiale de la vitesse acoustique V_L . On cherche alors des solutions à l'équation d'onde sous la forme d'ondes planes :

$$\rho = \text{Re}\{u(x, y) \tilde{a}(z, t) \exp[-i(\Omega t - qz)]\} \quad (3.40)$$

En reportant (3.40) dans (3.33), on obtient l'équation :

$$\left[(\Gamma_B - 2i\Omega) \frac{\partial a}{\partial t} - 2\Omega \frac{\Gamma_B}{q} \frac{\partial a}{\partial z} + (-i\Omega\Gamma_B - \Omega^2) a \right] u = \left[\left(V_L^2 - i\Omega \frac{\Gamma_B}{q^2} \right) \Delta_t u - q^2 V_L^2 u \right] a - 2iqV_L^2 u \frac{\partial a}{\partial z} \quad (3.41)$$

On recherche des solutions pour lesquelles u et a ne sont pas identiquement nulles. On peut donc diviser les deux membres par le produit $a \times u$. On obtient alors :

$$\frac{\left[(\Gamma_B - 2i\Omega) \frac{\partial a}{\partial t} - 2\Omega \frac{\Gamma_B}{q} \frac{\partial a}{\partial z} + (-i\Omega\Gamma_B - \Omega^2) a \right]}{a} = \frac{\left[\left(V_L^2 - i\Omega \frac{\Gamma_B}{q^2} \right) \Delta_t u - q^2 V_L^2 u \right] - 2iqV_L^2 u \frac{1}{a} \frac{\partial a}{\partial z}}{u} \quad (3.42)$$

Soit l_a une dimension caractéristique de la variation longitudinale de a et r_a une dimension caractéristique de la variation transverse de u . Le coefficient multiplicatif de $\frac{1}{a} \frac{\partial a}{\partial z}$ est de l'ordre de $1/ql_a$ fois plus petit que celui de u . Le coefficient multiplicatif du laplacien transverse est de l'ordre de $1/q^2 r_a^2$ fois plus petit que celui de u . On montrera en annexe que l_a est donné par l'ordre de grandeur de la longueur caractéristique de variation des amplitudes optiques lentement variables. De plus r_a est de l'ordre du rayon du cœur. En prenant $l_a \sim 10$ m et $r_a \sim 4$ μ m, on montre que le dernier terme de (3.42) est négligeable devant les autres. On montre de même que le terme en $\frac{\partial a}{\partial z}$ est négligeable dans le membre de gauche. Le membre de gauche ne dépend que de z et t . Le membre de droite ne dépend que des coordonnées transverses. Les deux membres sont donc constants et cette constante est homogène au carré d'une pulsation. Soit :

$$\frac{\left[(\Gamma_B - 2i\Omega) \frac{\partial a}{\partial t} + (-i\Omega\Gamma_B - \Omega^2) a \right]}{a} = \frac{\left[\left(V_L^2 - i\Omega \frac{\Gamma_B}{q^2} \right) \Delta_t u - q^2 V_L^2 u \right]}{u} = -\Omega_B^2 \quad (3.43)$$

Nous obtenons ainsi deux équations découplées. Pour les simplifier d'avantage, nous utiliserons le fait que $\Omega, \Omega_B \gg \Gamma_B$.

La première équation décrit les modes propres acoustiques. Elle s'écrit alors :

$$\Delta_t u + \left(\frac{\Omega_B^2}{V_L^2} - q^2 \right) u = 0 \quad (3.44)$$

Ω_B s'interprète donc comme la pulsation propre d'un mode de vecteur d'onde q . $\Omega_B(q)$ est la relation de dispersion caractéristique du mode et du guide. Nous omettrons par souci de simplification d'indexer Ω_B par m pour traduire cette dépendance avec l'ordre du mode. Les solutions de cette équation seront étudiées dans la section 3.5.

La deuxième équation décrit l'évolution de l'enveloppe :

$$\frac{\partial \tilde{a}}{\partial t} + \left(\frac{\Gamma_B}{2} + i \frac{\Omega_B^2 - \Omega^2}{2\Omega} \right) \tilde{a} = 0 \quad (3.45)$$

Posons $\Delta = \Omega - \Omega_B$ le désaccord entre la fréquence propre liée à la structure du guide Ω_B et celle de l'onde acoustique Ω . Supposons de plus que $\Delta \ll \Omega, \Omega_B$. Alors (3.45) se réécrit :

$$\frac{\partial \tilde{a}}{\partial t} + \left(\frac{\Gamma_B}{2} - i\Delta \right) \tilde{a} = 0 \quad (3.46)$$

Les équations (3.44) et (3.46) traduisent donc le fait que le guidage n'autorise que certaines fréquences propres pour des modes qui se propagent avec le vecteur d'onde q . Ces fréquences vérifient a priori $\Omega_B \neq \Omega$, ces ondes sont donc atténuées. Examinons à présent l'origine de ces ondes acoustiques.

3.3. MODELE DE LA DIFFUSION BRILLOUIN

L'établissement des équations qui gouvernent la diffusion Brillouin spontanée et l'excitation d'une onde acoustique par électrostriction est reporté dans l'annexe E. Examinons à présent comment l'onde acoustique créée par le battement entre l'onde pompe et l'onde Stokes amplifie l'onde Stokes.

3.3.1. Polarisation non-linéaire

Supposons que la fibre soit traversée par deux ondes E_1 et E_2 . La polarisation non-linéaire est produite par l'interaction du champ électrique total $E = E_1 + E_2$ avec une onde acoustique ρ produite par E se propageant selon un mode acoustique m de profil transverse u donné. Par abus de notation, nous indiquerons par u les grandeurs dépendant du mode.

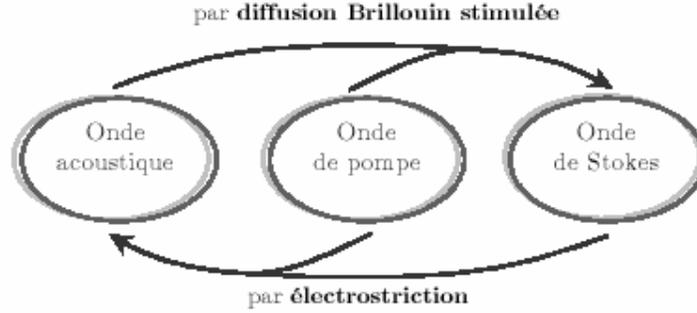


Figure 3.4 - Bouclage par électrostriction de la diffusion Brillouin. D'après [3.11]

$$P_{NL} = \frac{\gamma}{\rho_0} \rho E$$

$$P_{NL} = \frac{\gamma}{4\rho_0} \left\{ \begin{array}{l} (u\tilde{a}(z,t) F\tilde{A}_1(z,t) \exp-i[(\Omega + \omega_1)t - (q + k_1)z] + c.c) + \\ (u\tilde{a}^*(z,t) F\tilde{A}_1(z,t) \exp-i[(\omega_1 - \Omega)t - (k_1 - q)z] + c.c) + \\ (u\tilde{a}(z,t) F\tilde{A}_2(z,t) \exp-i[(\Omega + \omega_2)t - (q + k_2)z] + c.c) + \\ (u\tilde{a}^*(z,t) F\tilde{A}_2(z,t) \exp-i[(\omega_2 - \Omega)t - (k_2 - q)z] + c.c) \end{array} \right\} \quad (3.47)$$

Le deuxième terme oscille à la pulsation $\omega_1 - \Omega = \omega_2$, il est responsable de la diffraction de la pompe en une onde Stokes. Le quatrième terme oscille à la pulsation $\omega_2 + \Omega = \omega_1$, il est responsable de la déplétion de la pompe par l'onde Stokes. Le premier terme correspond à l'excitation d'une onde antistokes, le troisième terme à la déplétion de la pompe associée.

En reportant dans (3.12), on en tire les équations de propagation des ondes électromagnétiques

$$\left(\frac{\partial \tilde{A}_1}{\partial z} - j\omega_1 \beta_1 \tilde{A}_1 \right) F = + \frac{i(\omega_1)^2}{4k_1 \varepsilon_0 c^2} \frac{\gamma}{\rho_0} u\tilde{a} F\tilde{A}_2 \quad (3.48)$$

$$\left(\frac{\partial \tilde{A}_2}{\partial z} + j\omega_2 \beta_1 \tilde{A}_2 \right) F = - \frac{i(\omega_2)^2}{4k_2 \varepsilon_0 c^2} \frac{\gamma}{\rho_0} u\tilde{a}^* F\tilde{A}_1 \quad (3.49)$$

Récrivons les équations (3.48) et (3.49) dans le domaine temporel avec des notations similaires après intégration transverse :

$$\left(\frac{\partial \tilde{A}_1}{\partial z} - \beta_1 \frac{\partial \tilde{A}_1}{\partial t} \right) = +i \frac{g_1}{\sqrt{A_{eff}}} \Gamma_u a \tilde{A}_2 \quad (3.50)$$

$$\left(\frac{\partial \tilde{A}_2}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial \tilde{A}_2}{\partial t} \right) = -i \frac{g_1}{\sqrt{A_{eff}}} \Gamma_u \tilde{a}_u^* \tilde{A}_1 \quad (3.51)$$

Où

$$g_1 = \frac{\omega_1^2}{4k_2 \epsilon_0 c^2} \frac{\gamma}{\rho_0} \quad (3.52)$$

En réalité, le battement entre E_1 et E_2 peut exciter toute une famille de modes acoustiques. Ainsi par linéarité des équations, il convient de réécrire (3.50) et (3.51) en sommant sur les amplitudes de tous ces modes acoustiques.

$$\left(\frac{\partial \tilde{A}_1}{\partial z} - \beta_1 \frac{\partial \tilde{A}_1}{\partial t} \right) = +i \frac{g_1}{\sqrt{A_{eff}}} \sum_u \Gamma_u a_u \tilde{A}_2 \quad (3.53)$$

$$\left(\frac{\partial \tilde{A}_2}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial \tilde{A}_2}{\partial t} \right) = -i \frac{g_1}{\sqrt{A_{eff}}} \sum_u \Gamma_u \tilde{a}_u^* \tilde{A}_1 \quad (3.54)$$

En pratique nous verrons que pour les fibres usuelles, seul le mode fondamental acoustique contribue à cette somme car le facteur de recouvrement avec le fondamental optique diminue rapidement avec l'ordre du mode acoustique. La situation serait bien plus complexe dans une fibre multimode excitée de manière multimode.

Les équations (3.53)-(3.54) décrivent la diffusion Brillouin Stimulée des ondes optiques dans les fibres optiques. Il convient de leur adjoindre l'équation (D.28) qui décrit l'évolution de l'amplitude acoustique.

Rappelons les hypothèses qui ont été utilisées :

Hypothèse 17 Faible guidage transverse acoustique $\frac{|V_{L,1} - V_{L,2}|}{V_{L,1}} \ll 1, \frac{|V_{T,1} - V_{T,2}|}{V_{T,1}} \ll 1, \frac{|\rho_{T,1} - \rho_{T,2}|}{\rho_{T,1}} \ll 1$

Hypothèse 18 Faible guidage transverse optique $\frac{|n_1 - n_2|}{n_2} \ll 1$

Hypothèse 19 Enveloppes lentement variables optiques et acoustiques et séparation des variables

Hypothèse 20 Le mode fondamental optique est le seul excité

Hypothèse 21 $\Delta \ll \Omega, \Omega_B$ et $\Omega, \Omega \gg \Gamma_B$.

Hypothèse 22 Variation lente de l'enveloppe acoustique $\frac{1}{ql_a} \ll 1$

Récapitulons les équations du modèle cohérent à 3 ondes.

Pour les ondes optiques :

$$\left(\frac{\partial \tilde{A}_1}{\partial z} - \beta_1 \frac{\partial \tilde{A}_1}{\partial t} \right) = +j \sum_u \frac{g_1}{\sqrt{A_{eff}}} \Gamma_u \tilde{a} \tilde{A}_2 \quad (3.55)$$

$$\left(\frac{\partial \tilde{A}_2}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial \tilde{A}_2}{\partial t} \right) = -j \sum_u \frac{g_1}{\sqrt{A_{eff}}} \Gamma_u \tilde{a}^* \tilde{A}_1 \quad (3.56)$$

Pour les ondes acoustiques :

$$\frac{\partial \tilde{a}}{\partial t} + \left(\frac{\Gamma_B}{2} - j\Delta \right) \tilde{a} = +j \sum_u \frac{g_2}{\sqrt{A_{eff}}} \tilde{A}_1 \tilde{A}_2^* \Gamma_u \quad (3.57)$$

Où le facteur de recouvrement Γ_u est donné par

$$\Gamma_u = \frac{\iint_{\text{fibre}} |F(x, y)|^2 u(x, y) dx dy}{\left(\iint_{\text{fibre}} |F(x, y)|^4 dx dy \right)^{1/2}} \leq 1 \quad (3.58)$$

et

$$g_1 = \frac{\omega_1^2}{4k_2 \epsilon_0 c^2} \frac{\gamma}{\rho_0} \quad (3.59)$$

$$g_2 = \frac{q^2 \gamma}{4\Omega_B} \quad (3.60)$$

En prenant la transformée de Fourier de (3.57), on obtient le spectre de l'onde acoustique

$$\tilde{a}(\omega) = + \frac{2j}{\Gamma_B} \frac{\Gamma_u}{\sqrt{A_{eff}}} \frac{g_2 A_1 A_2^*}{1 - j \frac{2\Delta}{\Gamma_B} - j \frac{2\omega}{\Gamma_B}} \quad (3.61)$$

$$|\tilde{a}(\omega)|^2 = \left| \frac{2}{\Gamma_B} g_2 A_1 A_2^* \frac{\Gamma_u}{\sqrt{A_{eff}}} \right|^2 \frac{1}{1 + 4 \left(\frac{\Delta + \omega}{\Gamma_B} \right)^2} \quad (3.62)$$

En l'absence de désaccord, l'onde acoustique possède donc un spectre lorentzien centré à la pulsation Ω_B et de largeur à mi-hauteur Γ_B . L'onde acoustique est déphasée de $\pi/2$ avec le réseau d'interférence formé par E_1 et E_2 . En présence de désaccord, le spectre est décalé en fréquence de $-\Delta$, l'onde acoustique subit un déphasage qui dépend de Δ . La fréquence propre du mode acoustique Ω_B dépend du mode considéré. Aussi

en toute rigueur, Δ dépend-il du mode. Nous ne considérerons ici que des fibres pour lesquelles Ω_B varie de l'ordre de plusieurs Γ_B d'un mode acoustique à l'autre. C'est-à-dire que les modes sont suffisamment espacés fréquentiellement. Aussi un seul mode acoustique interagira avec un couple onde signal / onde Stokes. Nous pouvons donc simplifier les équations de propagation en omettant la somme sur u dans (3.57)-(3.59).

3.3.2. Rétrodiffusion Brillouin en régime stationnaire

Considérons une fibre optique monomode de longueur L et dont l'aire effective du mode est A_{eff} . Nous supposons que la fibre est de plus sans atténuation. Une onde signal d'amplitude E_1 est injectée à une extrémité. En régime stationnaire, les équations précédentes donnent :

$$\tilde{a} = +j \frac{2}{\Gamma_B} \frac{g_2}{\left(1 - j \frac{2\Delta}{\Gamma_B}\right)} \tilde{A}_1 \tilde{A}_2^* \frac{\Gamma_u}{\sqrt{A_{eff}}} \quad (3.63)$$

Avec les normalisations des modes transverses utilisées, l'intensité (en fait l'éclairement) s'exprime en fonction des amplitudes par

$$I_1 = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c n \frac{|A_1|^2}{A_{eff}} = \frac{1}{2Z_0} n \frac{|A_1|^2}{A_{eff}} \quad (3.64)$$

avec Z_0 l'impédance du vide.

En reportant dans (3.53) on obtient

$$\frac{\partial I_1}{\partial z} = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c n \frac{1}{A_{eff}} \left(\tilde{A}_1^* \frac{\partial \tilde{A}_1}{\partial z} + \tilde{A}_1 \frac{\partial \tilde{A}_1^*}{\partial z} \right) = - \frac{8g_1 g_2 Z_0}{\Gamma_B n} \Gamma_u^2 \frac{I_1 I_2}{1 + \left(\frac{4\Delta}{\Gamma_B}\right)^2} \quad (3.65)$$

Définissons le gain Brillouin g_B par

$$g_B \equiv \frac{8g_1 g_2 Z_0}{\Gamma_B n} \quad (3.66)$$

et un gain Brillouin effectif par

$$g_B^e \equiv \frac{8g_1 g_2 Z_0}{\Gamma_B n} \Gamma_u^2 \quad (3.67)$$

Alors

$$\frac{\partial I_1}{\partial z} = -g_B \Gamma_u^2 \frac{I_1 I_2}{1 + \left(\frac{4\Delta}{\Gamma_B}\right)^2} = -g_B^e \frac{I_1 I_2}{1 + \left(\frac{4\Delta}{\Gamma_B}\right)^2} \quad (3.68)$$

De même pour l'évolution de l'onde Stokes on a :

$$\frac{\partial I_2}{\partial z} = -g_B^e \frac{I_1 I_2}{1 + \left(\frac{4\Delta}{\Gamma_B}\right)^2} \quad (3.69)$$

A désaccord nul, les équations s'écrivent simplement :

$$\frac{\partial I_1}{\partial z} = -g_B^e I_1 I_2 \quad (3.70)$$

$$\frac{\partial I_2}{\partial z} = -g_B^e I_1 I_2 \quad (3.71)$$

Supposons que l'onde Stokes près de $z=L$ démarre à partir de quelques photons de bruit dans une bande $\Delta\nu_B = \frac{\Gamma_B}{2\pi}$ représentant une intensité de bruit optique I_N . Supposons que la pompe ne soit pas déplétée par la diffusion Brillouin i.e. $\forall z, I_1(z) \ll I_2(z)$ on a alors :

$$I_2 = I_N \exp g_B^e I_1 L = I_N \exp G_B \quad (3.72)$$

en posant le facteur de gain Brillouin de la fibre

$$G_B = g_B^e I_1 L \quad (3.73)$$

Pour un tronçon de SMF 28 de longueur $L=10$ m, de diamètre de mode $2\omega=10,6$ μm , et une puissance injectée de 10 W, $G_B=17$. Le bruit initial I_N est donc amplifié 10^8 fois.

Lorsque P_2 atteint quelques pourcents de la pompe injectée P_1 , la déplétion de celle-ci ne peut plus être négligée. On peut remarquer que $I_1(z)-I_2(z)=K$ est une intégrale du mouvement des équations (3.70) et (3.71) [3.13], [3.14]. A partir de cette intégrale, l'évolution de I_1 et I_2 peut être calculée en tout point.

En reportant dans (3.69) on obtient :

$$\frac{\partial I_2}{\partial z} = -g_B^e (K + I_2) I_2$$

Cette équation s'intègre aisément et l'évolution de I_1 et I_2 peut être déterminée en tout point z de la fibre en fonction de la réflectivité Brillouin. Cette réflectivité est définie par le rapport de l'intensité rétrodiffusée à l'intensité incidente :

$$R = \frac{I_2(0)}{I_1(0)} \quad (3.74)$$

Alors

$$I_1(z) = \frac{(1-R)Q(z)}{Q(z)-R} I_1(0)$$

$$I_2(z) = \frac{R}{Q(z)-R} I_1(0)$$

$$Q(z) = e^{(1-R)G_B z}$$

On montre que ce seuil où l'amplification des photons de bruit est suffisante pour atteindre une fraction de la puissance de pompe est atteint pour $G_B \sim 21$ [3.12].

A ce stade, une question reste en suspens : comment choisir la puissance de bruit P_N pour modéliser correctement l'initiation de la diffusion Brillouin. C'est ce que nous allons examiner en introduisant le modèle stochastique à source distribuée.

3.3.3. Modèle stochastique à source distribuée

En l'absence d'onde Stokes le réseau de silice est néanmoins le siège de fluctuations spontanées de la densité dues à l'agitation thermique des molécules. L'onde laser de pompe est diffractée par ces fluctuations et donne les photons de bruit qui permettent d'initier la diffusion. Les fluctuations de densité peuvent être modélisées à l'aide d'un processus stochastique dont le terme source est appelé force de Langevin [3.16].

Divisons la fibre en N petites sections de longueur Δz repérées par l'indice i . La fluctuation de densité moyenne dans la section i obéit à l'équation

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{\Gamma_B}{2} \rho_i = f_i \quad (3.75)$$

où f_i est la force de Langevin. Les fluctuations étant par nature décorréélées, ce terme de bruit est naturellement choisi comme un bruit blanc gaussien :

$$\langle f_i \rangle = 0 \quad (3.76)$$

$$\langle f_i(t) f_j(t')^* \rangle = \tilde{Q} \delta_{ij} \delta(t-t') \quad (3.77)$$

La valeur de \tilde{Q} peut être évaluée à l'aide d'un raisonnement thermodynamique. La densité d'énergie acoustique stockée dans les fluctuations de densité de vitesse locale V s'écrit :

$$\langle u \rangle = \frac{1}{2} \rho_0 \langle V \rangle^2 + \frac{1}{2} V_a^2 \frac{\langle \rho^2 \rangle}{\rho_0} \quad (3.78)$$

Le premier terme correspond à l'énergie cinétique de l'onde acoustique, le second terme à son énergie potentielle élastique liée au travail des forces de pression. Dans la tranche i , l'énergie stockée est donc [3.16] :

$$E_i = \left(\frac{1}{2} \rho_0 \langle V \rangle^2 + \frac{1}{2} V_a^2 \frac{\langle \rho^2 \rangle}{\rho_0} \right) S_{eff} \Delta z \quad (3.79)$$

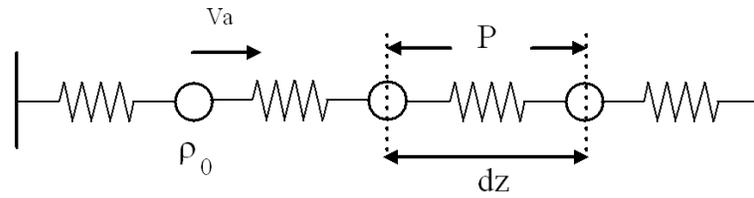


Figure 3.5 - Fluctuations de densité à l'origine du bruit de Langevin. L'énergie stockée est la somme d'un terme d'énergie cinétique et d'un terme lié au travail des forces de pression P .

A l'équilibre thermodynamique, chacun des deux termes de (3.79) vaut $\frac{1}{2}kT$ où k est la constante de Boltzman et T la température du milieu.

D'où :

$$\tilde{Q} = \frac{kT \Gamma_B \rho_0}{V_a^2 S_{eff} \Delta z} \quad (3.80)$$

Enfin,

$$f_i = \frac{1}{\Delta z} \int f(z) dz \quad (3.81)$$

Donc

$$\langle f(z, t) f(z, t')^* \rangle = \Delta z \langle f_i(t) f_j(t')^* \rangle = \tilde{Q} \Delta z \delta(t - t') \quad (3.82)$$

L'équation (3.57) peut donc être complétée afin d'introduire une force de Langevin appropriée par :

$$\frac{\partial \tilde{a}}{\partial t} + \left(\frac{\Gamma_B}{2} - j\Delta \right) \tilde{a} = +jg_2 \tilde{A}_1 \tilde{A}_2^* \frac{\Gamma_u}{\sqrt{A_{eff}}} + f_u \quad (3.83)$$

avec

$$\langle f_u \rangle = 0 \quad (3.84)$$

$$\langle f_u(z, t) f_u(z', t')^* \rangle = Q_u \delta(z - z') \delta(t - t') \quad (3.85)$$

et

$$Q_u = \tilde{Q} \Delta z = \frac{kT \Gamma_B \rho_0}{V_a^2 S_{eff}} \quad (3.86)$$

Dans l'approximation de non déplétion de la pompe et en l'absence de pertes ou de gain dans la fibre, (3.53) et (3.54) permettent de calculer analytiquement l'intensité de l'onde Stokes rétrodiffusée I_2 [3.16], [3.11].

$$I_2(0) = \frac{kT \omega_s \Gamma_B}{4S_{eff} \Omega_B} G_B e^{G_B/2} [I_0(G_B/2) - I_1(G_B/2)] \quad (3.87)$$

Dans cette expression, I_0 et I_1 représentent respectivement les fonctions de Bessel modifiées du 1^{er} ordre I_m pour $m=0$ et $m=1$ respectivement.

Posons R_{sp} la réflectivité spontanée de la fibre, i.e. la réflectivité limite lorsque $G_B \rightarrow 0$ dans (3.87).

$$R_{sp} = \frac{kT \omega_s \Gamma_B}{4S_{eff} \Omega_B} g_B^e L \quad (3.88)$$

On peut alors réécrire (3.87) en

$$R = R_{sp} e^{G_B/2} [I_0(G_B/2) - I_1(G_B/2)] \quad (3.89)$$

Dans la limite des faibles gain, $R \sim R_{sp}$. Dans la limite des forts gains,

$$R \approx \frac{R_{sp}}{\sqrt{\pi}} \frac{e^{G_B}}{G_B^{3/2}} \quad (3.90)$$

Le seuil est généralement défini comme la puissance incidente pour laquelle $R=1$ (dans l'approximation de non déplétion de la pompe ce qui il est vrai n'est pas très cohérent...). La résolution de (3.90) pour $R=1$ donne une équation transcendante en G_B donne pour une fibre de diamètre de mode $10,6 \mu\text{m}$ identique à la SMF 28, pour $L=10$ m et $g_B \sim 1,5 \cdot 10^{-11}$ m/W : $G_B=21$ au seuil. Pour $L=1$ km, $G_B \sim 18$. On retrouve l'expression approchée bien connue qui donne l'ordre de grandeur du seuil en explicitant G_B :

$$\frac{g_B P_1(0)L}{A_{eff}} = 21$$

Les équations (3.53), (3.54) et (3.83)-(3.86) forment le modèle de DBS à source distribuée fluctuante ou SDF. La réflectivité Brillouin (3.74) peut être calculée en les intégrant numériquement. Leur intégration

analytique dans l'hypothèse de non déplétion de la pompe conduit à l'équation (3.89). Enfin, les équations (3.70) et (3.71), peuvent être intégrées analytiquement avec $I_N = R_{SP} I_1(0)$ de sorte que la réflectivité à puissance incidente nulle soit la réflectivité spontanée. Ce dernier modèle constitue le modèle à source localisée non fluctuante ou SLNF. Les réflectivités calculées en fonction du facteur de gain Brillouin $G_B = g_B^c I_1 L$ selon ces trois modèles ont été tracées sur la figure 3.6 dans le cas d'un tronçon de fibre SMF de longueur $L=100$ m.

On constate que les trois modèles se rejoignent pour les faibles gains. Le modèle analytique SDF ne prend pas en compte la déplétion de la pompe. Aussi la courbe continue-t-elle de croître à forts gains sans atteindre de saturation. Près du seuil, le modèle SLNF surestime la réflectivité par rapport au modèle SDF numérique.

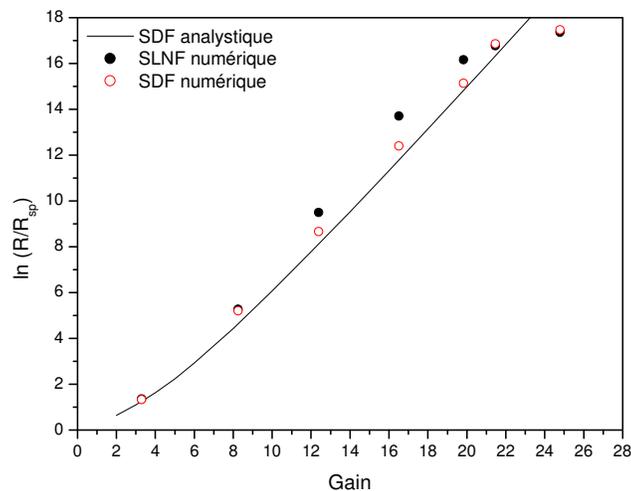


Figure 3.6 - Evolution de la réflectivité de la fibre en fonction du facteur de gain Brillouin G_B .

Pour la modélisation des amplificateurs en régime impulsionnel, nous devons utiliser un modèle numérique afin de conserver la dimension temporelle. La comparaison ci-dessus montre que le modèle SLNF surestime la réflectivité. Nous utiliserons donc le modèle SDF comme base du modèle d'amplificateur avec DBS.

3.3.4. Modèle dynamique de la rétrodiffusion Brillouin en régime dynamique avec source de bruit

Dans la suite du chapitre, nous nous intéresserons à la DBS dans les amplificateurs à fibres dopées. Les équations de la DBS devront donc être couplées à celles du modèle M2 de dynamique dans les amplificateurs. Nous allons introduire de nouvelles normalisations, plus pratiques à utiliser qui diminueront le nombre de paramètres libres.

Avec nos conventions précédentes, la puissance optique est reliée à l'intensité (l'éclairement) du faisceau k par

$$P_k = A_{\text{eff}} I_k. \text{ Posons}$$

$$\hat{A}_k = \sqrt{\frac{2}{\epsilon_0 c n}} A_k \quad (3.91)$$

Alors

$$P_k = |\hat{A}_k|^2 \quad (3.92)$$

Renormalisons l'amplitude des ondes acoustiques en définissant \hat{a} selon

$$\tilde{a} = +i \frac{2}{\Gamma_B} \frac{g_2}{\left(1 - j \frac{2\Delta}{\Gamma_B}\right)} \frac{\Gamma_u}{\sqrt{A_{eff}}} \hat{a} \quad (3.93)$$

En utilisant l'équation (3.93) et l'équation (3.66) qui définit le gain Brillouin, nous pouvons réécrire les équations (3.55), (3.56) et (3.79) de façon à faire apparaître g_B .

Pour les ondes optiques on obtient

$$\left(\frac{\partial \hat{A}_1}{\partial z} - \beta_1 \frac{\partial \hat{A}_1}{\partial t} \right) = - \frac{g_B}{A_{eff}} \Gamma_u^2 \hat{a} \hat{A}_2 \quad (3.94)$$

$$\left(\frac{\partial \hat{A}_2}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial \hat{A}_2}{\partial t} \right) = - \frac{g_B}{A_{eff}} \Gamma_u^2 \hat{a}^* \hat{A}_1 \quad (3.95)$$

Pour les ondes acoustiques on obtient:

$$\frac{\partial \hat{a}}{\partial t} + \frac{\Gamma_B}{2} \hat{a} = \frac{\Gamma_B}{2} \hat{A}_1 \hat{A}_2^* + \hat{f}_u \quad (3.96)$$

Où

$$\langle \hat{f}_u \rangle = 0 \quad (3.97)$$

$$\langle \hat{f}_u(z, t) \hat{f}_u(z', t')^* \rangle = \hat{Q}_u \delta(z - z') \delta(t - t') \quad (3.98)$$

$$\hat{Q}_u = \frac{kT \Gamma_B^2}{V_{a,u} \Gamma_u^2 g_B S_{eff,u} \beta_1} \quad (3.99)$$

Le modèle ne dépend plus que de quelques paramètres relativement faciles à mesurer : le gain Brillouin g_B , la largeur de la courbe de gain Γ_B , la vitesse des ondes acoustiques qui se déduit de Ω_B , l'aire effective des ondes acoustiques qui peut être prise du même ordre de grandeur que le mode optique, l'inverse de la vitesse de groupe β_1 .

Ce sont ces paramètres que nous allons maintenant déterminer.

3.4. MESURES DES SPECTRES STOKES SPONTANES

La section précédente nous a permis d'établir les équations d'un modèle cohérent de la DBS qui nécessite différents paramètres d'entrée. Dans cette section, nous allons passer en revue différentes techniques de mesures des spectres Brillouin. Nous en retiendrons une que nous utiliserons afin de déterminer la largeur spectrale et le facteur de recouvrement des différents modes acoustiques impliqués.

3.4.1. Techniques de mesures du spectre de gain Brillouin.

Toutes les techniques de mesure du spectre de gain d'une fibre consistent à analyser la lumière rétrodiffusée par les ondes acoustiques. Le laser injecteur doit être d'autant plus puissant que la fibre est courte, que son diamètre est élevé ou que son absorption est élevée. Dans le cas des fibres dopées, des puissances de l'ordre du Watt et une chaîne de mesure optimisée sont donc nécessaires puisque les échantillons sont généralement courts (quelque mètres de longueur), le diamètre peut être élevé dans le cadre des fibres faiblement multimodes et l'absorption de l'Erbium est élevée lorsque la fibre n'est pas pompée.

Les trois principales méthodes de mesures du spectre de gain Brillouin sont l'analyse avec un Fabry-Pérot, la mesure pompe-sonde et l'analyse hétérodyne [3.17]. Dans le cas de l'analyse avec un Fabry-Pérot, l'onde Stokes rétrodiffusée est extraite via une lame semi-réfléchissante puis envoyée dans un Fabry-Pérot qui est balayé en fréquence. Pour obtenir une résolution de l'ordre du MHz, la finesse doit être très élevée (10^4 pour un intervalle spectral libre de 10 GHz). Bien que cette technique présente l'avantage d'être relativement facile à mettre en œuvre, elle nécessite donc un interféromètre très performant.

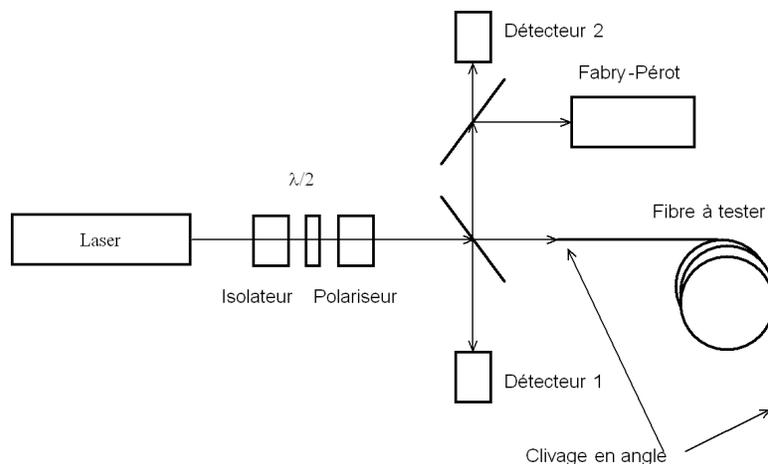


Figure 3.7 - Montage expérimental pour l'analyse du spectre Stokes à l'aide d'un Fabry-Pérot.

Dans les techniques pompe-sonde, la pompe est injectée dans la fibre tandis qu'un signal de faible intensité et décalé en fréquence de $\Omega_B + f$, la sonde, est injectée à l'autre extrémité de la fibre [3.19]. La sonde amplifiée par diffusion Brillouin est extraite via un coupleur ou un circulateur. Un détecteur permet de mesurer la sonde amplifiée. En balayant le décalage en fréquence f , le spectre de l'onde Stokes peut être mesuré. La sonde décalée de f peut être obtenue soit en utilisant un second laser asservi sur la source de pompe soit en utilisant un modulateur électro-optique qui génère une raie latérale. Cette méthode permet

d'obtenir une meilleure résolution limitée par la boucle d'asservissement ou la largeur de la source de pompe. Elle permet des mesures de distribution spatiale du gain si la fibre est assez longue (en injectant des impulsions). Un modulateur haute fréquence ou une boucle d'asservissement sont nécessaires.

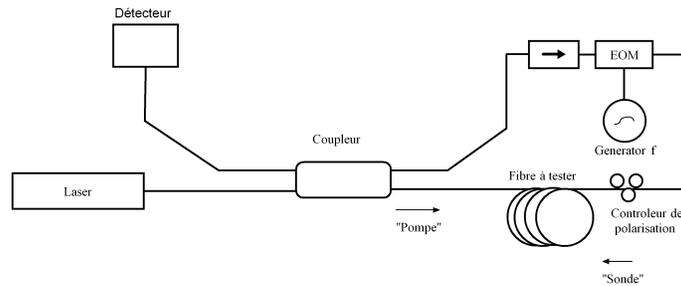


Figure 3.8 - Montage expérimental pour l'analyse du spectre Stokes par la technique pompe - sonde.

Enfin, la technique de détection hétérodyne consiste à injecter un signal ou « pompe » provenant d'un injecteur de référence amplifié [3.20]. Une partie de la référence est prélevée afin de servir d'oscillateur local. L'onde Stokes rétrodiffusée est mélangée avec l'oscillateur local puis détectée dans le domaine électrique. Cette méthode permet d'obtenir une excellente résolution limitée par la largeur de l'injecteur. Elle nécessite une chaîne de détection hyperfréquence (12 GHz à 1,5 μm ; 18 GHz à 1 μm environ).

Afin d'obtenir des mesures de bonne résolution, nous avons choisi de mettre en place un banc de mesure basé sur la technique de détection hétérodyne. Une diode laser DFB de largeur spectrale inférieure au mégahertz est utilisée comme injecteur à 1552 nm. La mesure de la largeur spectrale par la technique de battement autodyne avec une ligne à retard de 50 km donne 600 kHz. Le spectre du laser est principalement lorentzien. Comme sa largeur de raie est inférieure à 1 MHz, la courbe de gain peut être mesurée avec une bonne précision (i.e., 600 kHz). La moitié de la puissance émise par l'injecteur est amplifiée par un amplificateur 1 W commercial de la société Keopsys. Elle est ensuite injectée via un circulateur dans la fibre à tester. L'autre moitié de la puissance émise par l'injecteur est utilisée comme oscillateur local. L'onde Stokes émise par la fibre traverse le circulateur puis est mélangée dans un coupleur 10 / 90 avec l'oscillateur local. Le bras 90% est connecté à une photodiode rapide (HP11982A, bande 25 GHz) suivie d'un amplificateur faible bruit (Mitech, bande 8-12 GHz). Le spectre électrique est alors mesuré sur analyseur de spectre (Agilent E4407B bande 26 GHz, résolution 300 kHz).

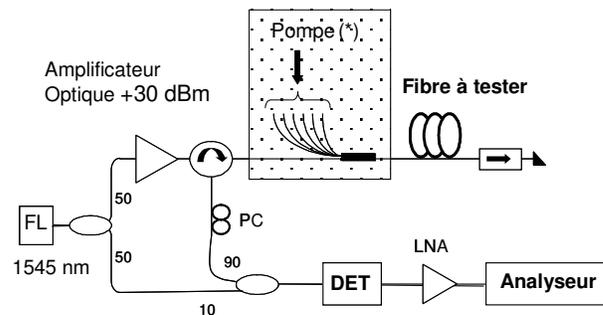


Figure 3.9 – Schéma du montage expérimental pour la mesure des spectres Stokes par battement hétérodyne (FL: Laser à fibre, PC: Contrôleur de polarisation, DET: Photodétecteur, LNA: Amplificateur faible bruit)

Pour certaines expériences, nous avons pompé la fibre dopée en utilisant un coupleur multibrin (OFS de 7 μm de cœur et 125 μm de gaine) permettant d'injecter environ 10 W de pompe (en tenant compte des pertes aux soudures de l'ordre de 1 dB) à 975 nm dans la double gaine, dans le sens copropagatif. Cette configuration permet en effet de moduler les pertes ou le gain dans la fibre. Pour les fibres trop courtes ou de diamètre important, c'est le seul moyen d'obtenir suffisamment de puissance Stokes pour détecter un spectre. Le spectre Brillouin de ce coupleur a été mesuré identique à celui de la SMF 28.

Comme les fibres sont courtes et possèdent souvent une absorption à 1,5 μm élevée à cause du dopage Erbium, la longueur effective d'interaction reste inférieure à 10 m. Le facteur de gain Brillouin G_B est de l'ordre de quelques unités. Cette condition permet de déterminer la largeur spontanée du spectre Brillouin [3.20].

3.4.2. Mesure du spectre Stokes d'une fibre monomode standard

Nous avons donc retenu la technique de détection hétérodyne. Afin de calibrer notre dispositif de mesure, nous avons d'abord mesuré le spectre Stokes d'une fibre passive dont la fabrication est bien maîtrisée, la SMF 28. Ce spectre a déjà été mesuré par plusieurs auteurs [3.19][3.20]. Une bobine de 100 m de SMF28 a été connectée à notre banc de mesure.

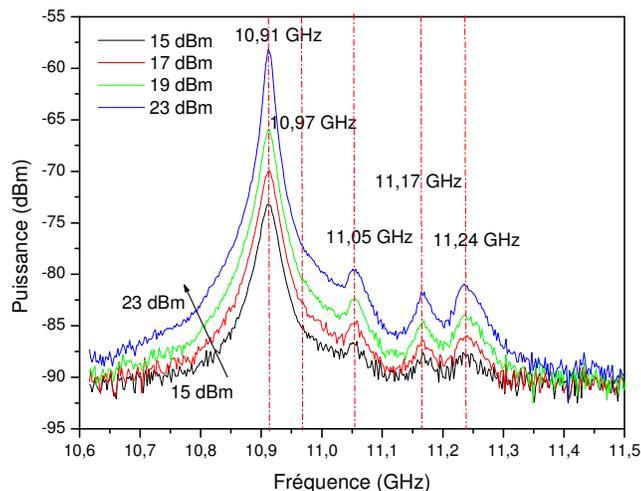


Figure 3.10 - Spectre de 100 m de fibre SMF 28 mesuré à 1545 nm pour plusieurs puissances d'entrée.

On distingue nettement une structure dans le spectre composée de 4 pics. Outre le pic principal situé à $\Omega_B=10,91$ GHz, on distingue également 3 autres pics situés respectivement à 11,05 GHz, 11,17 GHz et 11,24 GHz. En outre, la largeur spectrale de ces pics est identique.

Son estimation précise nécessite de tracer la largeur spectrale $\Delta\nu$ en fonction de la puissance couplée à l'entrée de la fibre (fig. 3.11). A faible puissance, la largeur spectrale sature à sa valeur spontanée $\Delta\nu_0$. A forte puissance, on constate un affinement du pic principal. La largeur pour une puissance injectée donnée peut être ajustée en utilisant la relation [3.20][3.16] :

$$\Delta\nu = \left[\frac{G_B \Delta\nu_0^2}{\ln\left(\frac{e^{G_B} + 1}{2}\right)} - \Delta\nu_0^2 \right]^{1/2} \tag{3.100}$$

Où le facteur de gain Brillouin G_B est donné par (3.73).

L'ajustement par la méthode des moindres carrés permet de trouver la valeur de la largeur naturelle $\Delta\nu_0 \sim 30$ MHz et le gain Brillouin $g_B \sim 1,41$ m/W.

Comme la fibre ne maintient pas la polarisation, elle possède une biréfringence aléatoire. Pour des fibres longues devant la longueur de battement entre les polarisations, on peut montrer théoriquement que le gain Brillouin effectif est réduit par un facteur 2/3 par rapport au gain dans une fibre qui maintiendrait la polarisation. Le gain Brillouin « polarisé » vaut donc $g_B = 1,41 \times 3/2 = 2,12$ m/W. Cette valeur est très proche des mesures effectuées par Nikles par la technique pompe-sonde pour des fibres similaires [3.19].

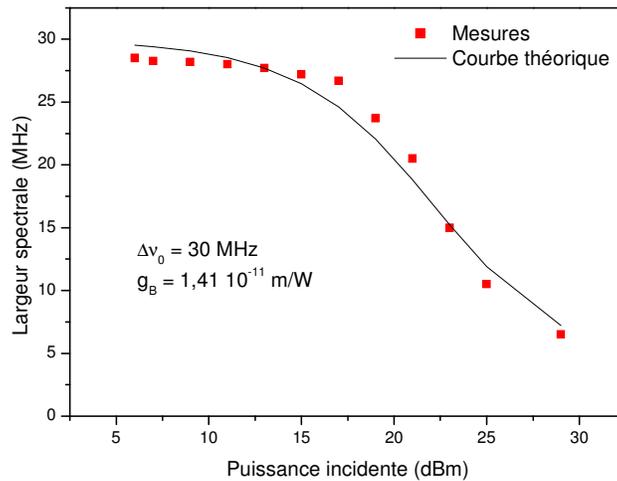


Figure 3.11 - Evolution de la largeur spectrale du pic principal du spectre Stokes de la fibre SMF 28 en fonction de la puissance incidente.

3.4.3. Mesure du spectre Brillouin d'une fibre dopée Erbium-Ytterbium de 7 μm de Coeur

Après avoir effectué la mesure du spectre sur la fibre SMF 28 qui est bien connue, nous avons utilisé notre montage pour caractériser une fibre dopée monomode dont les caractéristiques sont données dans la table 3.3.

Diamètre du cœur	7 μm
Diamètre de la gaine	125 μm
Ouverture numérique du cœur	0,17
Absorption à 1535 nm	55 dB/m
Longueur	L=10 m

Table 3.3 Caractéristique de la fibre A.

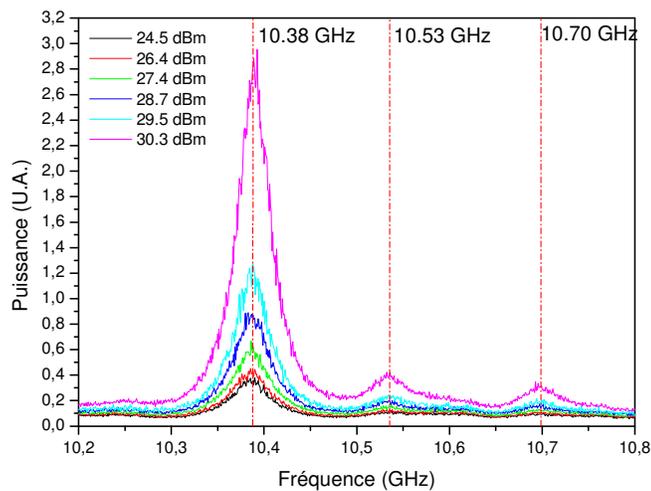


Figure 3.12 - Spectre de 5 m de A mesuré à 1545 nm pour plusieurs puissances d'entrée.

On distingue sur le spectre trois pics distincts situés respectivement à 10,38 GHz, 10,53 GHz et 10,70 GHz. La largeur spectrale du pic principal a été mesurée pour plusieurs valeurs de la puissance incidente (figure 3.13). Elle augmente lorsque la puissance incidente diminue pour se stabiliser autour d'une valeur de 50 MHz. Il s'agit donc bien de la largeur spectrale spontanée $\Delta\nu_0$. En revanche, on ne peut pas effectuer d'ajustement par la relation (3.100) pour en déduire g_B car la longueur effective varie avec la puissance injectée.

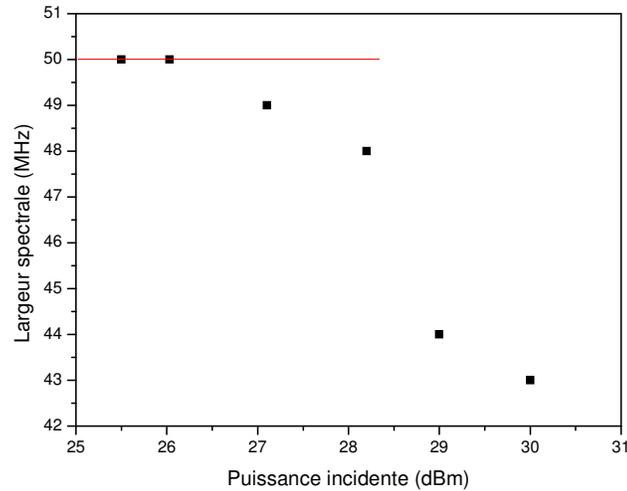


Figure 3.13 - Evolution de la largeur spectrale du pic principal du spectre Stokes de la fibre A en fonction de la puissance incidente. $\Delta\nu_0 \sim 50$ MHz.

3.4.4. Mesure sur une fibre de 18 μm de coeur non pompée

Nous avons ensuite testé une fibre dopée multimode fortement dopée en phosphore. En revanche, la soudure d'entrée a été spécialement optimisée pour exciter préférentiellement le mode fondamental. Nous considérerons donc que seul le fondamental optique est excité.

Diamètre du coeur	18 μm
Diamètre de la gaine	125 μm
Ouverture numérique du coeur	0,18
Absorption à 1535 nm	55 dB/m
Longueur	L=10 m

Table 3.4 Caractéristique de la fibre E.

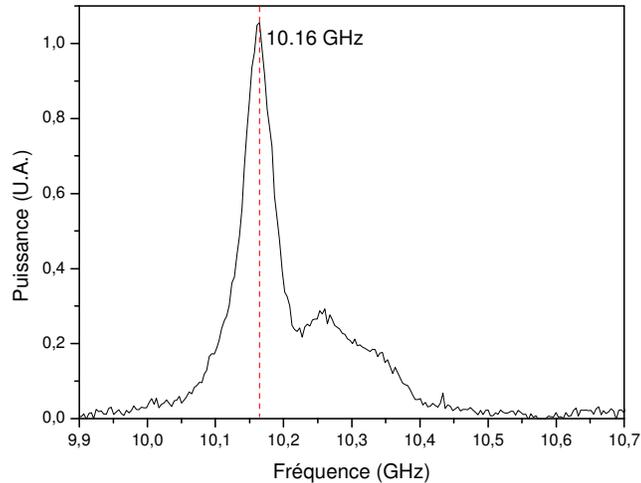


Figure 3.14 - Spectre de 5 m de E mesuré à 1545 nm.

Le spectre de cette fibre est caractérisé par un pic principal à 10,16 GHz de largeur à mi-hauteur 52 MHz (figure 3.14). Une autre caractéristique surprenante est la présence d'une large bosse située dans la partie hautes fréquences du pic principal avec une fréquence centrale à 10,27 GHz et qui s'étend sur 200 MHz environ. Cette étendue est très importante par rapport à la largeur du pic principal. De plus, le pic secondaire n'est que 5 fois moins intense que le pic principal.

3.4.5. Mesure sur une fibre de 20 μm de coeur pompée

La fibre de 20 μm est également multimode. La soudure d'entrée a également été optimisée pour maximiser la qualité spatiale en sortie. Cette qualité spatiale était observée à l'aide d'une caméra (cf. chapitre 4). Les caractéristiques de la fibre sont listées dans la table 3.5. La faible longueur effective de la fibre (à cause de son absorption à 1,5 μm) et le gros diamètre du mode donnent un seuil Brillouin élevé. Nous avons décidé de pomper cette fibre à 975 nm.

Diamètre du coeur	20 μm
Diamètre de la gaine	180 x 240 μm
Ouverture numérique du coeur	0,15
Absorption à 1535 nm	55 dB/m
Longueur	L=3,5 m

Table 3.5 Caractéristique de la fibre F.

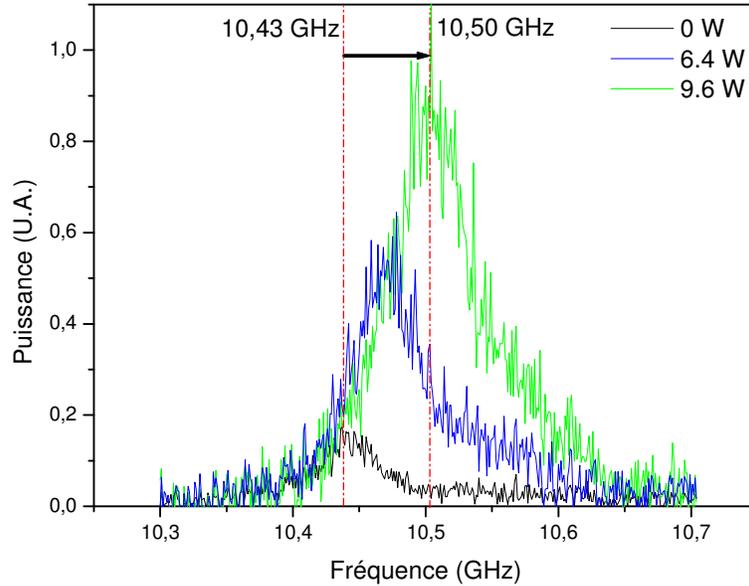


Figure 3.15 - Spectre de 5 m de F mesuré à 1552 nm pour plusieurs puissances de pompe (0, 6,4 W et 9,6 W à 975 nm)

En l’absence de pompage, on n’observe qu’un seul pic situé à 10,43 GHz de largeur 48 MHz (fig. 3.15). Lorsque la fibre est pompée, la courbe de gain se décale vers la droite en même temps qu’elle s’élargit. A puissance de pompe maximale, le maximum de la courbe de gain est situé à 10,50 GHz pour une largeur de 82 MHz. Un plateau moins net que pour la fibre E est visible dans la partie haute fréquence de la courbe.

Au fur et à mesure que la puissance de pompe augmente, on observe un décalage du maximum d’intensité de l’émission Stokes (et donc du gain Brillouin) vers les hautes fréquences. Ce décalage atteint 70 MHz. Des mesures effectuées dans le cadre des capteurs distribués ont montré que la fréquence centrale ν_B du pic Brillouin est très sensible à la température. On a typiquement

$$\frac{\partial \nu_B}{\partial T} \sim 1,1 \text{ MHz/K}$$

Le décalage observé serait donc compatible avec un échauffement dû à l’absorption de la puissance de pompe (cf. chapitre 2) de 63 °C. Nous avons mesuré à l’aide de thermocouples la température extérieure de la fibre près de l’extrémité pompée. L’élévation de température atteint 48°C. L’ordre de grandeur est donc correct.

3.4.6. Conclusion sur les résultats expérimentaux

Nous présentons dans la table 3.6 les résultats obtenus pour différentes fibres. Toutes les fréquences ont été ramenées à une longueur d’onde de 1552 nm en utilisant la relation (D.6). Les fibres dopées $\text{Er}^{3+}\text{-Yb}^{3+}$ A,C,D,E,F présentent des fréquences Brillouin du pic principal Ω_B qui varient entre 10,12 GHz et

10,43 GHz ce qui est substantiellement inférieur à la fréquence Brillouin de la SMF 28 (fibre S) soit $\Omega_B=10,897$ GHz. Une fibre $Er^{3+}-Yb^{3+}$ à faible concentration en phosphore (fibre B) a également été caractérisée. Cette fibre a été fabriquée au Laboratoire de Physique de la Matière Condensée (cf. fibre issue de la préforme C10 de la section 2.1.3) Dans ce dernier cas, on observe que Ω_B est plus proche de la valeur obtenue pour la SMF 28.

Fibre	2a (µm)	ON	Ω_B (GHz)	$\Delta\nu_B$ (MHz)
A ($Er^{3+}-Yb^{3+}$ concentration en P élevée)	7	0.16	10.387 / 10.535 / 10.695	50
B ($Er^{3+}-Yb^{3+}$ concentration en P faible)	11	0.11	10.815	~30
C ($Er^{3+}-Yb^{3+}$ concentration en P élevée)	12	0.15	10.18	53
D ($Er^{3+}-Yb^{3+}$ concentration en P élevée)	16		10.401	70
E	18	0.18	10.12/10.21	57
F ($Er^{3+}-Yb^{3+}$ concentration en P moyenne)	20	0.14	10.43	48
S (SMF)	8.6	0.14	10.89 / 11.05 / 11.205	29

Table 3.6 – Récapitulatif des principales mesures de spectre Brillouin à 1552 nm.

A partir de l’ouverture numérique ON de la fibre et de l’indice de la gaine n_{gaine} , on peut estimer la valeur de la différence d’indice Δn de réfraction entre le coeur et la gaine selon la relation :

$$\Delta n \approx \frac{ON^2}{2n_{gaine}} \tag{3.101}$$

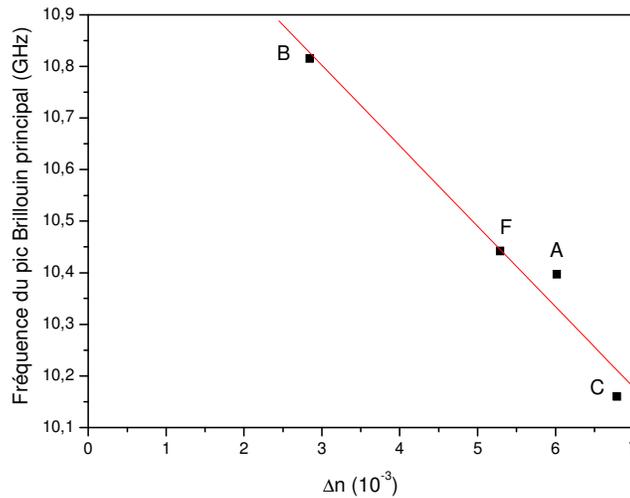


Figure 3.16 - Variation de la fréquence du pic principal en fonction de la différence d’indice cœur / gaine calculée à partir de l’ouverture numérique..

La fréquence du pic Brillouin principal dans le spectre Stokes varie presque linéairement avec la différence d’indice entre le coeur et la gaine (figure 3.11). Comme le dopant principal dans la fibre est le phosphore (cf.

section 2.1), on peut penser que celui-ci joue un rôle important dans la structure du spectre Stokes. La diversité des structures observées est cependant surprenante : tantôt un seul pic plus ou moins étendu, tantôt plusieurs pics. Pour en dire plus, il convient de mener une étude numérique de la structure des modes acoustiques guidés par la fibre.

3.5. MODELISATION DES SPECTRES STOKES SPONTANES

Afin de comprendre l'origine de la diversité des structures observées dans les spectres Stokes, nous allons maintenant appliquer le formalisme de la section 3.3.1.

3.5.1. Equation de Helmholtz pour les ondes acoustiques

Nous cherchons à écrire la propagation d'ondes acoustiques se déplaçant dans un milieu dont les propriétés mécaniques varient transversalement. Ecrivons ces ondes sous la forme :

$$\rho = \text{Re}\{u(x, y) \tilde{a}(z, t) \exp[-i(\Omega_B t - qz)]\} \quad (3.102)$$

avec $u(x, y)$ le profil transverse du mode acoustique, \tilde{a} l'enveloppe complexe de l'onde, Ω_B sa pulsation et q son vecteur d'onde.

Nous nous sommes placés dans l'approximation de faible guidage dans laquelle la densité du matériau et les vitesses longitudinales et transverses varient peu dans la direction transverse. Nous avons rappelé que les modes acoustiques sont alors donnés par l'équation suivante

$$\Delta_t u + \frac{\Omega_B^2}{V_L^2} u = q^2 u \quad (3.103)$$

en notant V_L la vitesse acoustique longitudinale. Alors u est donnée par la solution de l'équation (3.44) rappelée ici :

$$\Delta_t u + \left(\frac{\Omega_B^2}{V_L^2} - q^2 \right) u = 0 \quad (3.104)$$

D'où :

$$\Delta_t u + \Omega_B^2 \left(\frac{1}{V_L^2} - \frac{1}{V_{eff}^2} \right) u = 0 \quad (3.105)$$

Dans (3.105) on a défini la vitesse longitudinale effective du mode par

$$V_{eff} = \frac{q}{\Omega_B} \quad (3.106)$$

Avec, d'après (D.6),

$$q = \frac{2\omega n_{eff}}{c} \tag{3.107}$$

L'équation (3.105) donne des relations de dispersion $V_{eff}(\Omega_B)$ qui caractérisent les modes qui peuvent être guidés. L'équation (3.107) donne la condition d'accord de phase pour que les modes soient excitables par le battement onde pompe – onde Stokes. Le croisement de ces deux conditions guidage et excitation, permet de trouver les modes guidés effectivement excités. Le milieu répond à l'excitation due au battement onde-pompe/ Stokes par une onde acoustique à une fréquence $\Omega_B(q)=\Omega+\Delta$ proche de l'excitation Ω mais pas identique. Nous avons utilisé plusieurs fois dans les calculs la condition $\Gamma_B \ll \Omega_B$. En pratique, cette approximation est réalisée puisque nous avons mesuré $\Gamma_B/2\pi \sim 50$ MHz et $\Omega_B/2\pi \sim 10$ GHz.

L'équation de Helmholtz pour les modes optiques dans l'approximation de faible guidage s'écrit

$$\Delta_r u + k^2 (n^2 - n_{eff}^2) u = 0 \tag{3.108}$$

avec k le vecteur d'onde, n l'indice de réfraction et n_{eff} l'indice effectif du mode.

En comparant les deux équations, on voit que l'inverse de la vitesse acoustique joue le rôle de l'indice optique. Nous le désignerons donc sous le nom d'indice acoustique. Les deux équations et leurs conditions aux limites étant les mêmes, les méthodes de résolution sont aussi les mêmes.

3.5.2. Détermination du profil de vitesse longitudinale

Afin de calculer les modes acoustiques supportés par la fibre, il convient de résoudre (3.105) - (3.107). Pour cela, il nous faut évaluer V_L en tout point de la fibre. Plusieurs expériences ont été menées par différentes équipes dans le monde pour établir des relations empiriques reliant l'évolution des propriétés acoustiques à la concentration en dopant pour différentes espèces. Le Germanium, le Phosphore, le Bore, le Fluor, l'Aluminium ont notamment été étudiés. Des relations similaires ont été déterminées pour l'évolution de l'indice de réfraction. Ces relations empiriques s'écrivent sous forme de relations affines.

Un travail de De Oliveira et Jen [3.18] compile plusieurs études et donne la variation de l'indice de réfraction et d'une vitesse (V_{LSSCW}) « leaky surface-skimming compressionnal wave » quasiment égale à la vitesse acoustique longitudinale puisque $V_L / V_{LSSCW} = 1.01$ pour la silice pure.

Dopant	Δn % / poids %	ΔV_{LSSCW} % / poids %
GeO ₂	+0,056	-0,47
P ₂ O ₅	+0,020	-0,31
F	-0,31	-3,6
TiO ₂	+0,063	-0,59
Al ₂ O ₃	+0,063	+0,42

Table 3.7 – Influence de différents dopants sur l'indice de réfraction et la vitesse acoustique

La deuxième colonne représente la variation relative de l'indice de réfraction en pourcentage en fonction de la concentration en dopant (oxyde) exprimée en poids %. Les concentrations typiques en dopants sont par ailleurs connues (thèse de G. Vienne). Les concentrations dans la préforme ND844 que nous considérerons comme représentatives ont été déterminées par spectroscopie de masse.

Espèce	Er	Yb	Al	P
Poids % ion	0,257	3,31	1,04	7,91
Poids % oxyde	0,294	3,77	1,97	18,1

Table 3.8 – Dopages typiques dans une fibre Erbium-Ytterbium

En négligeant l'effet des terres rares (Erbium et Ytterbium) dont nous ne connaissons pas l'influence sur les vitesses acoustiques ainsi que celui de l'Aluminium dont la concentration reste faible, nous pouvons donc évaluer la modification de vitesse acoustique dans la préforme en ne retenant en première approximation que le Phosphore. La plupart des profils de préforme Erbium - Ytterbium ont une structure similaire avec un trou d'indice profond au centre d'autant plus profond que la teneur en phosphore est importante et donc l'ouverture numérique élevée. Pour une fibre Erbium-Ytterbium donnée, nous utiliserons donc un profil stylisé représentatif des préformes Er-Yb. A partir de l'ouverture numérique ON, la différence maximale d'indice de réfraction peut être estimée à partir de ON en utilisant la relation (3.101). Nous appliquerons donc au profil de référence une loi d'échelle permettant d'obtenir l'ouverture numérique de la fibre réelle. Ce profil nous donne l'évolution transverse de l'indice de réfraction local. A partir de la table 3.7, des relations donnant les effets quantitatifs du dopage peuvent être écrites pour un dopage au Phosphore :

$$\Delta n \% = +0.02 W \% \quad (3.109)$$

Et

$$\Delta V_L \% = -0.31 W \% \quad (3.110)$$

Nous en déduisons :

$$\Delta V_L \% = -15.5 \Delta n \% \quad (3.111)$$

Cette dernière relation nous permet donc de construire le profil de vitesse acoustique approché correspondant. Notons que l'indice acoustique étant proportionnel à l'inverse de la vitesse, les zones de faible vitesse acoustique sont guidantes. A partir de ce profil, la résolution numérique de l'équation de Helmholtz permet de déterminer les modes acoustiques guidés par le cœur. La méthode de résolution est détaillée dans l'annexe E.

Dans le cas du Germanium on a de même :

$$\Delta V_L \% = -8.39 \Delta n \% \quad (3.112)$$

D'autres valeurs peuvent être trouvées. Kobyakov et al. utilisent un coefficient légèrement différent [3.22]:

$$\Delta V_L \% = -7.8 \Delta n \% \tag{3.113}$$

Notons cependant que ces coefficients sont très proches.

Une fois les fréquences et les facteurs de recouvrement Γ_u déterminés, nous supposons que la largeur de chaque pic correspondant à chaque mode est identique et égale à $\Gamma_B=30$ MHz pour la SMF 28 et $\Gamma_B=50$ MHz pour les fibres dopées. On applique alors l'équation (3.68) sommée sur tous les modes pour obtenir le spectre de l'onde Stokes :

$$\frac{\partial I_2}{\partial z} = - \sum_u g_u^e \frac{I_1 I_2}{1 + \left(\frac{4\Delta_u}{\Gamma_B} \right)^2} \tag{3.114}$$

Avec $\Delta_u = \omega - \Omega_{B,u}$ le désaccord entre la fréquence de mesure et la fréquence propre du mode u. Rappelons que g_u^e est proportionnel à Γ_u^2 .

3.5.3. Application une fibre monomode standard

Nous commencerons par le cas de la SMF28 qui n'est pas dopée au phosphore mais au Germanium. Nous utiliserons donc la relation (3.113). Le profil d'indice utilisé correspond à un saut d'indice de diamètre 8,2 μm de différence d'indice $5,8 \cdot 10^{-3}$.

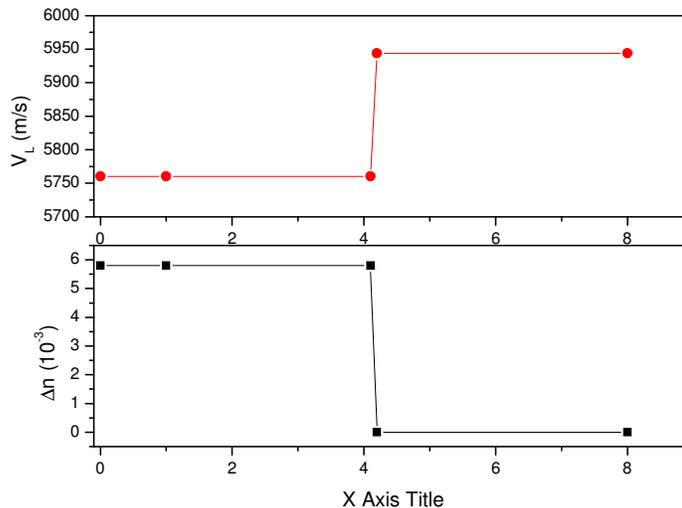


Figure 3.17 – Profil de vitesse acoustique et d'indice pour la simulation de la fibre SMF 28.

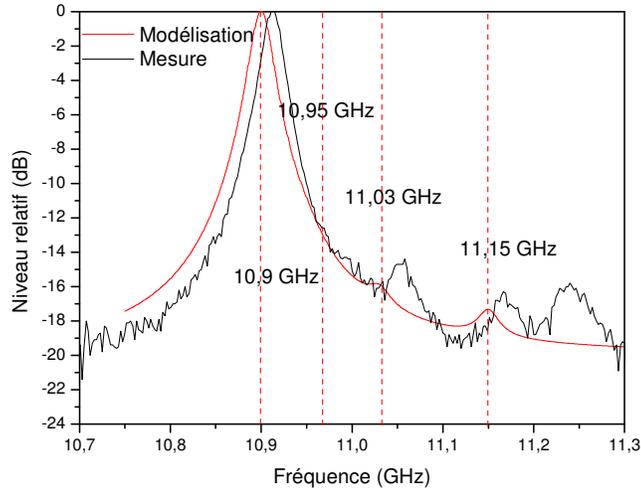


Figure 3.18 – Spectre obtenu par simulation pour le profil de la figure 3.17.

Mode	L_{01}	L_{02}	L_{03}	L_{04}
Fréquence propre (GHz)	10,9	10,95	11,03	11,15
Facteur de recouvrement Γ_u	0,97	0,005	0,05	0,006

Table 3.9 Modes acoustiques du profil de la SMF 28

On comparera la figure 3.18 avec la figure 3.10. Un plancher de bruit à -20 dB a été rajouté. On retrouve les deux pics situés respectivement entre 11 GHz et 11,2 GHz. On retrouve également la distorsion près de 10,95 GHz. En revanche, il manque le pic à 11,25 GHz.

3.5.4. Application à la fibre de 7 μm de cœur

Pour simuler la fibre A, nous utilisons la relation (3.110). La forte dépression dans le profil correspond à l'évaporation possible du Phosphore lors du rétreint.

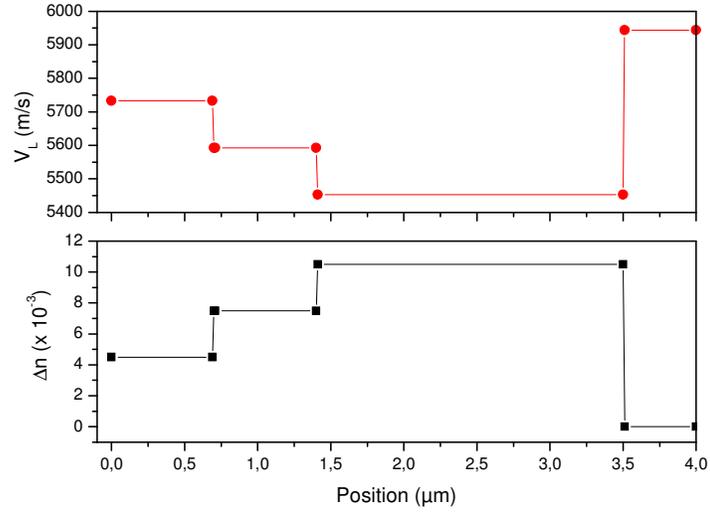


Figure 3.19 – Profil utilisé pour la simulation du spectre acoustique de la fibre A

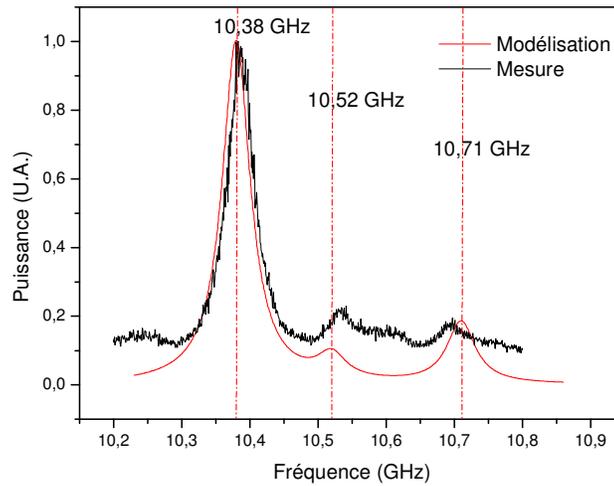


Figure 3.20 – Spectre obtenu par simulation pour la fibre dopée A.

Mode	L ₀₁	L ₀₂	L ₀₃	L ₀₄	L ₀₅
Fréquence propre (GHz)	10,37	10,52	10,71	10,88	11,09
Facteur de recouvrement Γ_u	0,87	0,23	0,37	0,18	0,13

Table 3.10 Modes acoustiques du profil de la fibre A

On comparera la figure 3.20 avec la figure 3.12. On retrouve les trois pics situés près de 10,4 GHz, 10,55 GHz et 10,7 GHz. Cette analyse montre que la fibre guide en fait cinq modes acoustiques. Le pic situé à 10,87 GHz est cependant masqué par le pic du petit morceau de SMF 28 utilisé en sortie du circulateur. Les petites différences observées entre modélisation et expérience sont attribuées à la mauvaise connaissance des profils d'indice (optique et acoustique) exacts.

3.5.5. Application à la fibre de 18 μm de cœur

Pour simuler la fibre E, nous utilisons la relation (3.110). La forte dépression dans le profil correspond à l'évaporation possible du Phosphore lors du rétreint.

En comparant la figure (3.22) avec la figure (3.14), on retrouve le pic secondaire caractérisé par une largeur de 200 MHz. Ce plateau est donc constitué par la présence d'un grand nombre de modes acoustiques de fréquences rapprochées et dont le facteur de recouvrement avec le mode optique fondamental ne décroît pas rapidement (table 3.11). Notons en revanche que la position du maximum du plateau n'est pas correcte. Les détails précis du profil d'indice n'étant pas connus, la valeur relative des pics secondaire est probablement inexacte.

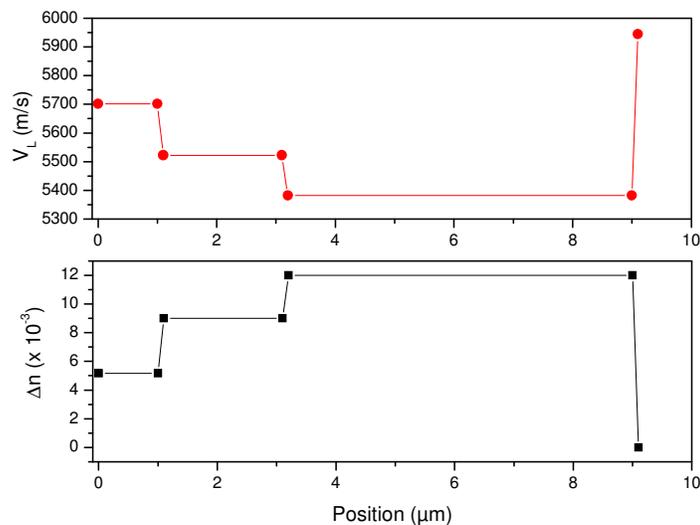


Figure 3.21 – Profil utilisé pour la simulation du spectre acoustique de la fibre E

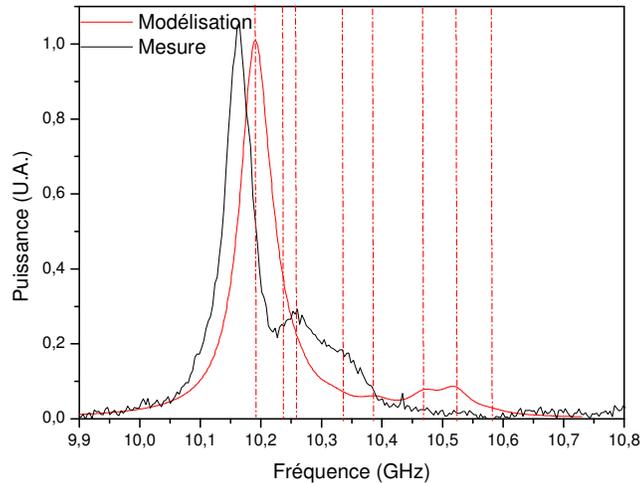


Figure 3.22 – Spectre obtenu par simulation pour la fibre dopée de 18 μm de cœur.

Mode	L ₀₁	L ₀₂	L ₀₃	L ₀₄	L ₀₅	L ₀₆	L ₀₇	L ₀₈
Fréquence propre (GHz)	10,19	10,22	10,26	10,32	10,39	10,47	10,52	10,58
Facteur de recouvrement	0,88	0,28	0,16	0,12	0,14	0,19	0,22	0,08

Table 3.11 Modes acoustiques du profil de la fibre E

3.5.6. Application à la fibre de 20 μm de cœur

Pour simuler la fibre F, nous utilisons la relation (3.111). La forte dépression dans le profil correspond à l'évaporation possible du Phosphore lors du rétreint.

On retrouve sur la figure (3.24) les principales caractéristiques de la figure (3.15). Les spectres théoriques et expérimentaux n'ont pas été superposés pour cette fibre à cause du mauvais rapport signal sur bruit des mesures. La largeur mesurée n'est donc pas la largeur spontanée mais le résultat de la convolution des lorentziennes correspondant à chaque pic par la répartition des modes acoustiques.

3.5.7. Conclusion sur la modélisation des spectres

Nous avons donc étudié différentes fibres dopées et non dopées (fibre SMF 28) dont les grandes caractéristiques des spectres optiques ont été retrouvées. Les fibres dopées présentent une largeur Brillouin spontanée typique de l'ordre de 2 à 3 fois supérieure à celle des fibres passives soit 60 à 90 MHz. Leur fréquence centrale est largement inférieure à celle de la SMF 28. Nous avons notamment montré que la simple mesure de la largeur du pic Stokes des fibres fortement multimodes acoustiques (grand diamètre, grande ouverture numérique) ne permet pas de déterminer la largeur spontanée de la diffusion Brillouin

puisque le pic mesuré est composé du recouvrement d'une multitude de pics qui correspondent à différents modes acoustiques. Enfin, la hauteur relative de pics a été reliée à la valeur du carré du facteur de recouvrement Γ_u .

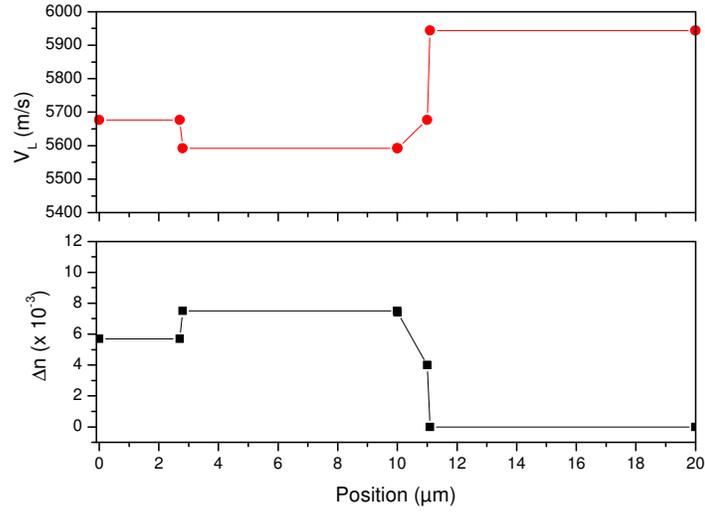


Figure 3.23 – Profil de vitesse acoustique et d'indice de réfraction utilisés pour la simulation de la fibre F.

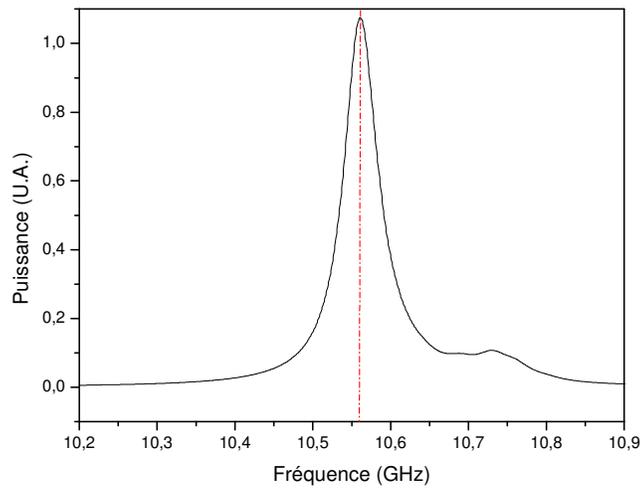


Figure 3.24 – Spectre obtenu par simulation pour la fibre F (comparer avec la figure 3.15)

Mode	L ₀₁	L ₀₂	L ₀₃	L ₀₄	L ₀₅	L ₀₆	L ₀₇	L ₀₈
Fréquence propre (GHz)	10,56	10,58	10,61	10,64	10,69	10,73	10,76	10,8
Facteur de recouvrement	0,88	0,28	0,15	0,12	0,15	0,21	0,17	0,08

Table 3.12 Premiers modes acoustiques du profil de la fibre F

3.6. MODELE DYNAMIQUE DE LA DIFFUSION BRILLOUIN STIMULEE DANS LES AMPLIFICATEURS

Après avoir rappelé les équations du modèle à source distribuée fluctuante et déterminé les paramètres fondamentaux du spectre Brillouin des fibres dopées, nous allons maintenant étudier les effets de la diffusion Brillouin dans les amplificateurs à fibres en régime impulsif.

3.6.1. Amplificateur en pompage copropagatif

Nous avons présenté à la section 2.4.1.2 les résultats de mesures dans un amplificateur + 30 dBm utilisé dans un MOPA comme amplificateur de puissance. L'oscillateur est une diode laser DFB de faible largeur spectrale (< 1 MHz) JDS Uniphase à 1542 nm. La puissance émise traverse un modulateur acousto-optique à 100 MHz commandé en mode numérique. Il délivre des impulsions rectangulaires avec des fronts de montée de l'ordre de 50 ns. Ces impulsions traversent successivement les deux étages d'amplification de l'amplificateur + 30 dBm. La sortie est alors atténuée par un atténuateur mécanique qui écarte les cœur amont et aval fibres avant détection sur une photodiode (figure 2.31). La fibre peut être pompée en configuration copropagative au moyen de la diode 1 ou contrapropagative à 975 nm. La diode 1 possède une puissance estimée de 2,2 W. La diode 2 possède une puissance estimée de 3,4 W. L'efficacité de couplage est estimée égale à 85 %. Ces chiffres ont été obtenus auprès de la société Keopsys. Un coupleur 1 % permet de mesurer à la fois la puissance moyenne sur un photodétecteur de faible bande passante et le profil temporel des impulsions sur une photodiode de 1 GHz de bande passante. A partir de la puissance moyenne \bar{P} et du profil temporel de l'impulsion proportionnel à la tension $U(t)$ aux bornes de la photodiode la puissance crête peut être calculée (cf. section 2.4.1.2). Nous sommes dans un régime où la remontée d'émission spontanée entre deux impulsions est négligeable car l'amplificateur est bien saturé. L'émission spontanée entre les impulsions n'est pas détectable sur la photodiode. Nous avons tracé sur la figure 3.25, la puissance crête ainsi estimée.

Chaque impulsion qui traverse l'amplificateur déplete au fur et à mesure l'inversion de population. L'impulsion subit donc une distorsion d'autant plus forte que le gain initial à son arrivée est élevé et que l'énergie contenue dans l'impulsion est élevée (car alors la déplétion est élevée).

Le modèle A1 rend compte analytiquement de cette déplétion. Lorsque la puissance crête atteint environ 10,9 W pour une puissance de pompe de 0,9 W, en configuration copropagative, un trou apparaît dans l'impulsion environ 100 ns après le début de l'impulsion. Voyons comment cette déplétion du signal est causée par la diffusion Brillouin stimulée dans l'amplificateur. La puissance de l'impulsion augmente lorsque l'impulsion voyage dans la fibre. Lorsque la puissance crête de l'impulsion dans l'amplificateur atteint le seuil de la DBS, quelque part vers la fin de la fibre, une partie de l'impulsion est rétrodiffusée vers

l'arrière et subit le gain de l'amplificateur. Arrivée à l'entrée, cette onde Stokes déplete le signal qui pénètre encore dans l'amplificateur si l'impulsion est suffisamment longue. Le signal dépleté se propage à son tour dans l'amplificateur et atteint la sortie. Cependant il atteint alors une puissance moins élevée que le front de l'impulsion à cause de l'effet conjoint de la déplétion du gain et de la déplétion par DBS qu'il a subi à l'entrée de l'amplificateur. L'onde Stokes qu'il génère est donc moins importante qu'au début de l'impulsion. En conséquence, elle ne déplete plus le signal en entrée. La puissance en sortie remonte donc. On observe donc un trou sur le profil de l'impulsion.

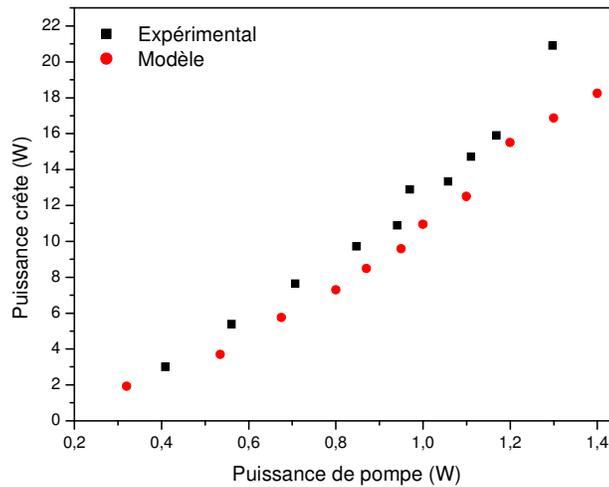


Figure 3.25 – Evolution de la puissance crête en sortie de l'amplificateur. Configuration copropagative.

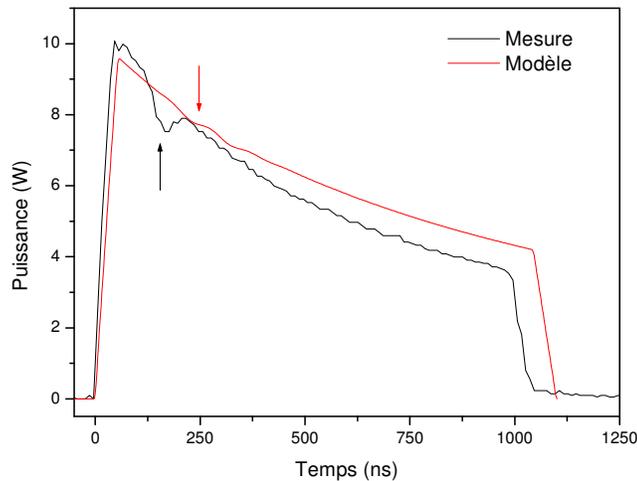


Figure 3.26 – Profil temporel des impulsions en sortie de l'amplificateur au seuil de la DBS. On observe l'apparition du trou dû à la déplétion pour $P=0.9$ W.

Lorsqu'on augmente la puissance en entrée ou la puissance de pompe, une plus grande partie de l'impulsion se situe au-dessus du seuil, de sorte qu'on peut observer plusieurs trous. En même temps, la DBS devient de plus en plus efficace et les trous deviennent de plus en plus profonds. Il convient de noter que ces trous correspondent à des impulsions Stokes qui subissent le gain de l'amplificateur. Ainsi, leur puissance crête peut devenir considérable ce qui est néfaste pour l'isolateur situé entre le premier étage et le second. L'ordre de grandeur de l'écart entre deux trous est donné par le temps d'aller retour dans la fibre (soit 80 ns pour une fibre de 8 m) [3.2].

En augmentant encore la puissance de pompe jusque vers 1,22 W la puissance signal atteint environ 20 W de puissance crête. Un autre phénomène se produit alors : vers la fin du trou apparaît de façon intermittente un pic étroit qui peut atteindre plusieurs fois la puissance crête de l'impulsion initiale. Ce pic est un phénomène de nature stochastique qui n'apparaît pas à toutes les impulsions. Il correspond au démarrage spontané de l'onde Stokes sur le bruit thermique.

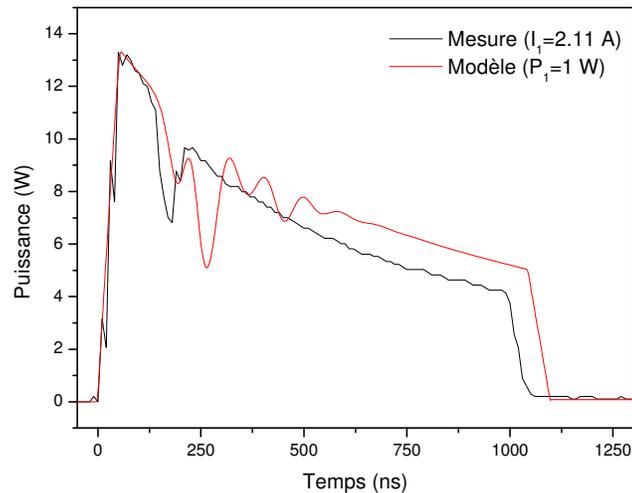


Figure 3.27 - Profil temporel des impulsions en sortie de l'amplificateur au seuil de la DBS. On observe l'apparition du trou du à la déplétion pour $P=1$ W.

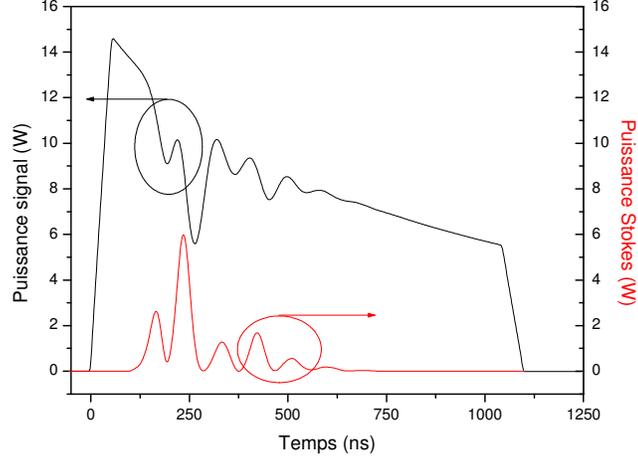


Figure 3.28 – Profil temporel simulé pour l'impulsion correspondant à $P=1$ W.

Nous proposons donc comme premier modèle d'ajouter le modèle à 3 ondes de la DBS dans les fibres passives au modèle de dynamique de gain M2. Ce modèle M3 est similaire au modèle simplifié que nous avons présenté en 2003 (qui s'appuyait sur le modèle A1 pour la dynamique de gain). Ce modèle avait été utilisé pour expliciter les résultats pour une puissance d'entrée plus faible donc un gain plus élevé, et pour une valeur du gain Brillouin estimée de $5 \cdot 10^{-11}$ m/W d'après la littérature [3.2] et que nous savons maintenant trop élevée.

Pour les ondes optiques nous généralisons les équations (B.19)-(B.22) en intégrant le gain de l'amplificateur issu du modèle M2 ainsi qu'une troisième onde d'amplitude A_3 . Cette onde est l'onde Stokes produite par l'onde Stokes d'ordre 1 d'amplitude A_2 lorsque celle-ci est suffisamment intense.

$$\left(\frac{\partial \hat{A}_1}{\partial z} - \beta_1 \frac{\partial \hat{A}_1}{\partial t} \right) = -\frac{g_B^e}{A_{eff}} \hat{a} \hat{A}_2 + \frac{g_A}{2} \hat{A}_1 \quad (3.115)$$

$$\left(\frac{\partial \hat{A}_2}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial \hat{A}_2}{\partial t} \right) = -\frac{g_B^e}{A_{eff}} \Gamma_u^2 (\hat{a}^* \hat{A}_1 + \hat{b} \hat{A}_3) - \frac{g_A}{2} \hat{A}_2 \quad (3.116)$$

$$\left(\frac{\partial \hat{A}_3}{\partial z} - \beta_1 \frac{\partial \hat{A}_3}{\partial t} \right) = -\frac{g_B^e}{A_{eff}} \Gamma_u^2 \hat{b}^* \hat{A}_2 + \frac{g_A}{2} \hat{A}_3 \quad (3.117)$$

Avec le gain net dans l'amplificateur à la position (z,t) :

$$g_A(z,t) = \left[(\sigma_{21,k} n_2 - \sigma_{12,k} n_1) \Gamma_k N_{Er} - \alpha_{bg} \right] \quad (3.118)$$

Où les populations fractionnaires n_1 et n_2 des niveaux 1 et 2 de l'Erbium, sont calculées à l'aide de l'équation (2.26).

Les équations d'évolution des ondes acoustiques sont dupliquées afin de prendre en compte le battement entre l'onde signal et l'onde Stokes d'ordre 1 d'une part, et celui entre l'onde Stokes d'ordre 1 et l'onde Stokes d'ordre 2 d'autre part.

$$\frac{\partial \hat{a}}{\partial t} + \frac{\Gamma_B}{2} \hat{a} = \frac{\Gamma_B}{2} \hat{A}_1 \hat{A}_2^* + \hat{f}_{u,a} \quad (3.119)$$

$$\frac{\partial \hat{b}}{\partial t} + \frac{\Gamma_B}{2} \hat{b} = \frac{\Gamma_B}{2} \hat{A}_2 \hat{A}_3^* + \hat{f}_{u,b} \quad (3.120)$$

Où les termes de bruits qui initient la DBS sont donnés par :

$$\langle \hat{f}_u \rangle = 0 \quad (3.121)$$

$$\langle \hat{f}_u(z, t) \hat{f}_u(z', t')^* \rangle = \hat{Q}_u \delta(z - z') \delta(t - t') \quad (3.122)$$

$$\hat{Q}_u = \frac{kT \Gamma_B^2}{4 V_{a,u} \Gamma_u^2 g_B S_{eff,u} \beta_1} \quad (3.123)$$

Les équations (3.115)-(3.123) jointes au modèle M2 constituent le modèle M3. Deux autres modèles peuvent être trouvés dans la littérature. Moore [3.25] a proposé un modèle similaire pour les fibres Ytterbium dans le cadre de la conjugaison de phase qui n'a pas été validé par l'expérience. Ce modèle n'intègre pas non plus la diffusion Brillouin d'ordre 2. Brilliant a proposé un modèle limité au régime stationnaire [3.26].

En réalité, si on utilise le modèle décrit ci-dessus, les pics Stokes d'ordre 2 ne sont jamais observés. Comme on peut le voir sur la figure 3.29a, on observe en revanche un grand nombre de trous dus à des impulsions Stokes d'ordre 1 successives. D'une impulsion à l'autre, selon les fluctuations de la force de Langevin et l'importance du gain, la profondeur des trous et leur position fluctuent mais aucun pic d'ordre 2 n'est observé. Ce modèle n'est donc pas pleinement satisfaisant. Notons qu'il permet cependant de prédire correctement le seuil d'apparition de l'ordre 1 avec son trou caractéristique.

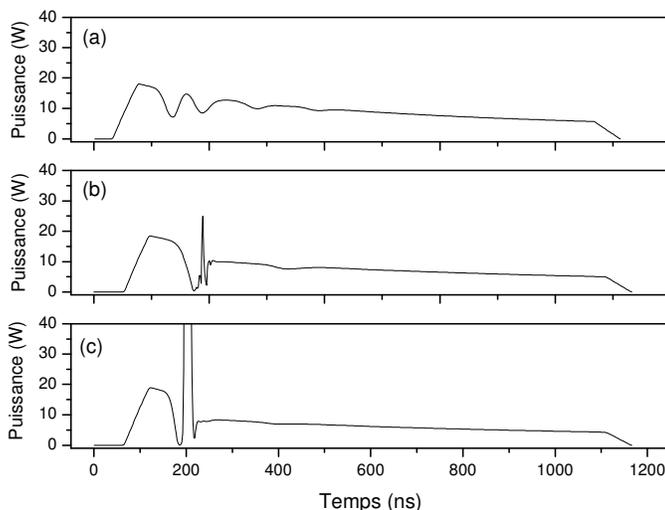


Figure 3.29 – Profils temporels simulés pour $P=1.4$ W. (a) Modèle M3. (b) Modèle M4 (c) Modèle M4 sans effet Kerr.

Nous avons donc essayé d’introduire des réflexions parasites en extrémités de fibres susceptibles de réfléchir une petite partie de l’onde Stokes d’ordre 1. Par mélange à 4 ondes entre l’onde Signal et cette onde Stokes d’ordre 1 réfléchie grâce à l’effet Kerr, un petit germe du Stokes d’ordre 2 est ainsi produit. Cependant des valeurs raisonnables du coefficient de réflexion (de l’ordre de -40 dB) ne permettent pas de reproduire les pics du Stokes d’ordre 2 observés.

Cette observation nous conduit à penser que le gain de la Diffusion Brillouin Stimulée d’ordre 2 doit être différent de celui de la Diffusion Brillouin Stimulée d’ordre 1. Nous proposons l’explication suivante. La fibre amplificatrice elle-même est soudée à deux tronçons de fibre SMF 28 standard qui la relie à des isolateurs. Ces tronçons peuvent atteindre quelques mètres sur un produit industriel car le fabricant préfère garder un peu de marge pour refaire une soudure. La SMF 28 possède un diamètre de mode légèrement supérieur ($10,6 \mu\text{m}$ au lieu de $7 \mu\text{m}$), un gain Brillouin un peu plus élevé ($1,5 \cdot 10^{-11} \text{ m/W}$ au lieu de $0,85 \cdot 10^{-11} \text{ m/W}$), un décalage Brillouin de $10,89 \text{ GHz}$ au lieu de $10,38 \text{ GHz}$ (cf. section 3.5). En conséquence, la diffusion Brillouin y est légèrement moins efficace que dans la fibre dopée mais elle se produit avec un décalage très différent de sorte qu’une onde Stokes produit dans la fibre dopée ne peut être amplifiée dans la fibre passive et vice et versa. Nous proposons donc l’interprétation suivante des phénomènes observés : en configuration copropagative que l’onde Stokes d’ordre 1 est produite dans la fibre dopée mais que celle-ci produit l’onde Stokes d’ordre 2 dans la fibre passive uniquement (figure 3.30).

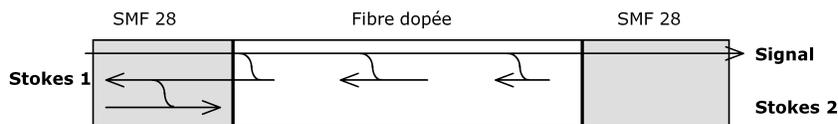


Figure 3.30 – Configuration de la DBS dans le modèle M4 en pompage copropagatif.

Cette interprétation conduit à modifier le modèle M3 selon les équations (3.124)-(3.135).

Longueur du tronçon passif d'entrée	2 m
Longueur du tronçon passif de sortie	2,5 m
Gain Brillouin du Stokes d'ordre 2 dans la fibre passive	$1,5 \cdot 10^{-11}$ m/W
Gain Brillouin du Stokes d'ordre 1 dans la fibre dopée	$0,85 \cdot 10^{-11}$ m/W
Taille du mode dans la fibre passive	10,6 μ m
Taille du mode dans la fibre dopée	10,6 μ m

Table 3.13 – Paramètres pour la simulation en copropagatif

Pour les ondes optiques nous autorisons le gain Brillouin à changer de valeur entre les deux fibres. Nous avons également rajouté un terme du à l'effet Kerr de façon à tenir compte de la puissance élevée des pics Stokes et de leur faible durée. Un calcul d'ordre de grandeur montre en effet que l'élargissement Δv_{Kerr} du à l'effet Kerr est significatif comparé à la largeur de la courbe Brillouin. Prenons le coefficient de Kerr $\gamma=10 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$.

$$\Delta v_{Kerr} = \frac{1}{2\pi} \gamma \frac{dP}{dt} L \approx 20 \text{ MHz}$$

Ce terme correspond à l'onde Stokes produite par l'onde Stokes d'ordre 1 (A_2).

Dans la fibre passive :

$$\left(\frac{\partial \hat{A}_1}{\partial z} - \beta_1 \frac{\partial \hat{A}_1}{\partial t} \right) = 0 \quad (3.124)$$

$$\left(\frac{\partial \hat{A}_2}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial \hat{A}_2}{\partial t} \right) = -\frac{1}{A_{eff}} g_{B,p}^e \hat{b} \hat{A}_3 \quad (3.125)$$

$$\left(\frac{\partial \hat{A}_3}{\partial z} - \beta_1 \frac{\partial \hat{A}_3}{\partial t} \right) = -\frac{1}{A_{eff}} g_{B,p}^e \hat{b}^* \hat{A}_2 \quad (3.126)$$

Dans la fibre active :

$$\left(\frac{\partial \hat{A}_1}{\partial z} - \beta_1 \frac{\partial \hat{A}_1}{\partial t} \right) = -\frac{1}{A_{eff}} g_{B,d}^e \hat{a} \hat{A}_2 + \frac{g_A}{2} \hat{A}_1 + \gamma (|A_1|^2 + 2|A_3|^2) A_1 \quad (3.127)$$

$$\left(\frac{\partial \hat{A}_2}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial \hat{A}_2}{\partial t} \right) = -\frac{1}{A_{eff}} g_{B,d}^e \hat{a}^* \hat{A}_1 - \frac{g_A}{2} \hat{A}_2 - \gamma |A_2|^2 A_2 \quad (3.128)$$

$$\left(\frac{\partial \hat{A}_3}{\partial z} - \beta_1 \frac{\partial \hat{A}_3}{\partial t} \right) = +\frac{g_A}{2} \hat{A}_3 + \gamma (2|A_1|^2 + |A_3|^2) A_3 \quad (3.129)$$

Où γ est le coefficient Kerr pris égal à $15 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$.

Avec le gain net dans l'amplificateur à la position (z,t) :

$$g_A(z,t) = \left[(\sigma_{21,k} n_2 - \sigma_{12,k} n_1) \Gamma_k N_{Er} - \alpha_{bg} \right] \quad (3.130)$$

Où les populations fractionnaires n_1 et n_2 des niveaux 1 et 2 de l'Erbium, sont calculées à l'aide de l'équation (2.25).

Les équations d'évolution des ondes acoustiques sont dupliquées afin de prendre en compte le battement entre l'onde signal et l'onde Stokes d'ordre 1 d'une part, et celui entre l'onde Stokes d'ordre 1 et l'onde Stokes d'ordre 2 d'autre part.

$$\frac{\partial \hat{a}}{\partial t} + \frac{\Gamma_B}{2} \hat{a} = \frac{\Gamma_B}{2} \hat{A}_1 \hat{A}_2^* + \hat{f}_{u,a} \quad (3.131)$$

$$\frac{\partial \hat{b}}{\partial t} + \frac{\Gamma_B}{2} \hat{b} = \frac{\Gamma_B}{2} \hat{A}_2 \hat{A}_3^* + \hat{f}_{u,b} \quad (3.132)$$

Où

$$\langle \hat{f}_u \rangle = 0 \quad (3.133)$$

$$\langle \hat{f}_u(z,t) \hat{f}_u(z',t')^* \rangle = \hat{Q}_u \delta(z-z') \delta(t-t') \quad (3.134)$$

$$\hat{Q}_u = \frac{kT \Gamma_B^2}{4 V_{a,u} \Gamma_u^2 g_B S_{eff,u} \beta_1} \quad (3.135)$$

Les équations (3.124)-(3.135) jointes au modèle M2 constituent le modèle M4. Les valeurs des différents paramètres sont listées dans la table 3.13. La différence importante de valeur entre le gain Brillouin dans la SMF 28 et dans la fibre dopée vient de la différence de facteur de recouvrement entre le fondamental acoustique et le fondamental optique de ces deux fibres. D'après les tables 3.9 et 3.10, ces facteurs sont respectivement 0.97 et 0.87. D'après (3.67), le gain effectif g_B^e est proportionnel carré du facteur de recouvrement. On en déduit, en supposant un gain Brillouin effectif dans la SMF 28 de l'ordre de $1,5 \cdot 10^{-11} \text{ m/W}$ [3.19], les valeurs de la table 3.13.

Cette fois-ci, le modèle prédit bien l'apparition de pic Stokes d'ordre 2 (fig. 3.28b). La suppression du terme du à l'effet Kerr (fig. 3.28c) ne modifie pas de manière radicale le comportement de l'amplificateur. Notons simplement que les pics Stokes d'ordre 2 sont moins intenses. On peut comprendre intuitivement ce point par l'élargissement spectral du à l'automodulation de phase de l'onde 3 et à la modulation de phase croisée de l'onde 2 par l'onde 3.

La comparaison des mesures expérimentales et du modèle donne un excellent accord quand à l'intensité du pic d'ordre 2 et à la forme générale de l'impulsion. Le pic Stokes d'ordre 2 apparaît lui aussi aléatoirement

en fonction des fluctuations de la force de Langevin et de la dynamique du gain. En effet, le modèle permet maintenant de tenir compte de l'influence d'une impulsion sur les suivantes.

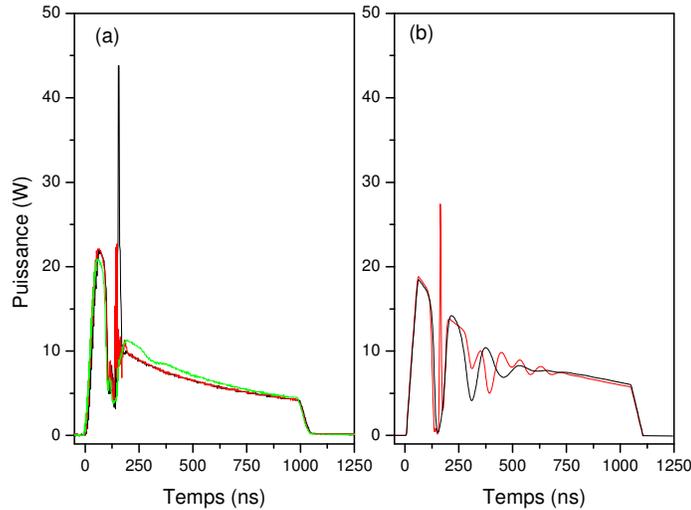


Figure 3.31 – Comparaison des superpositions de deux impulsions successives en sortie de l'amplificateur +30 dBm. Puissance de pompe copropagative 1,22 W. Mesures (a), simulations (b)

Le modèle permet de prédire un délai de 68 ns entre le pic du signal et le pic Stokes d'ordre 1 qui atteint 80 W environ. Le pic Stokes d'ordre 2 apparaît 105 ns environ après le pic du signal et atteint environ 30 W.

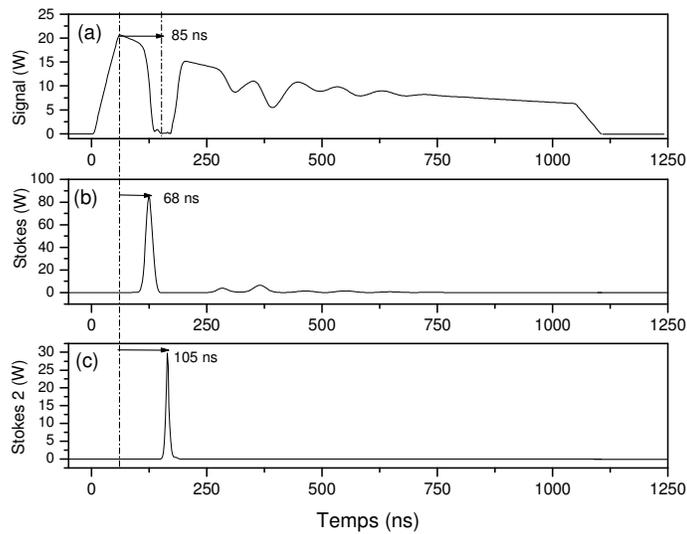


Figure 3.32- Résultats de simulations correspondant à la figure 3.30b.

L'observation du spectre du signal transmis révèle la présence de plusieurs raies espacées d'environ 0.17 nm des deux côtés de la raie du signal. Cette séparation correspond à environ 2×10.6 GHz. Les raies observées sont donc des ondes Stokes d'ordre pair (aux grandes longueurs d'onde) et leurs anti-Stokes (aux courtes longueurs d'onde). Les raies situées aux longueurs d'onde inférieures à celles du signal sont moins puissantes que les raies situées aux longueurs d'onde supérieures, ce qui confirme que les premières sont des raies anti-Stokes tandis que les deuxièmes sont des raies Stokes.

3.6.2. Amplificateur en configuration contrapropagative

Le même phénomène se produit en pompage contrapropagatif mais avec un seuil beaucoup plus élevé. La puissance crête augmente régulièrement lorsqu'on augmente la puissance de pompe (fig. 3.33). Puis le trou du à la déplétion par Diffusion Brillouin Stimulée apparaît à partir de 1,22 W de pompe environ et une puissance crête de 22,9 W. Il se creuse de plus en plus. La figure 3.33 représente la situation pour 1,5 W de pompe.

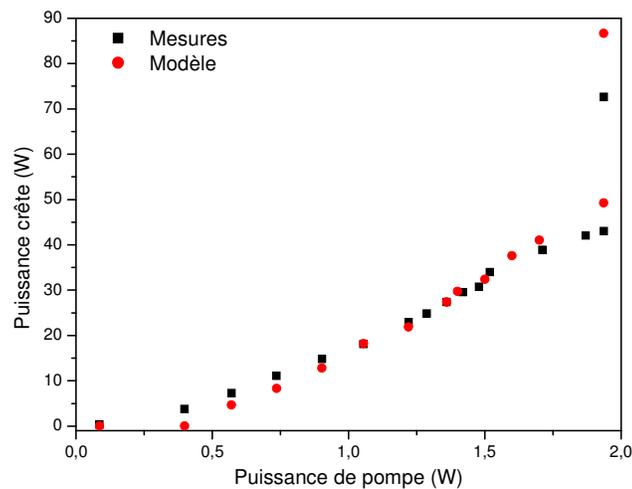


Figure 3.33 – Evolution de la puissance crête des impulsions en sortie de l'amplificateur en configuration contrapropagative.

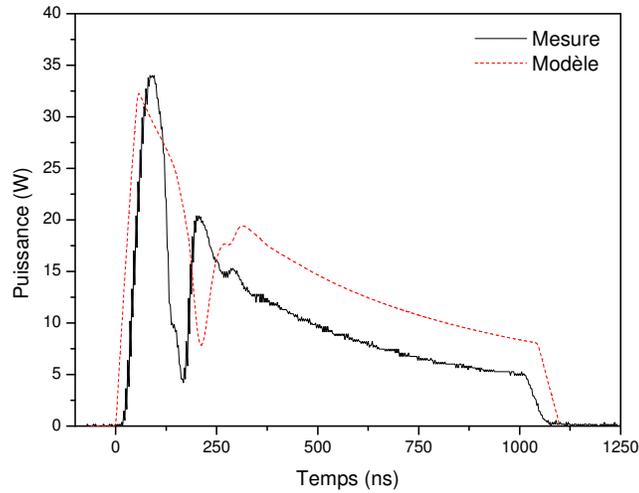


Figure 3.34-Comparaison modèle / mesure sur les profils temporels $P=1.22$ W.

Le pic étroit et intense apparaît à partir de 1,71 W de pompe environ et une puissance crête de 38,9 W (fig. 3.36). Un excellent accord est encore une fois obtenu entre modélisations à l'aide du modèle M4 et mesures de l'évolution temporelle de la puissance en sortie de l'amplificateur.

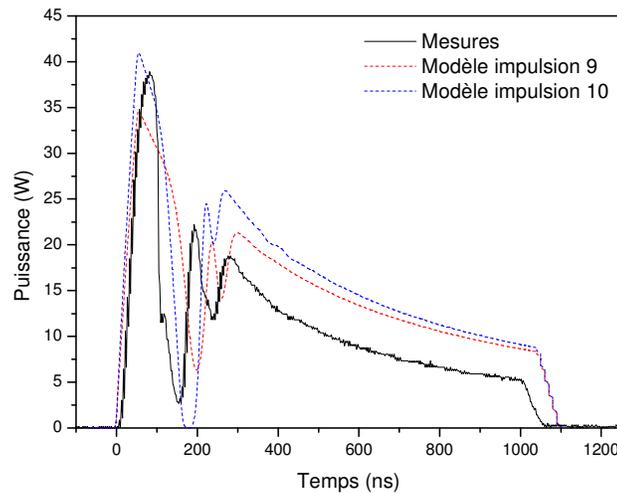


Figure 3.35 - Comparaison modèle / mesure sur les profils temporels $P=1.5$ W.

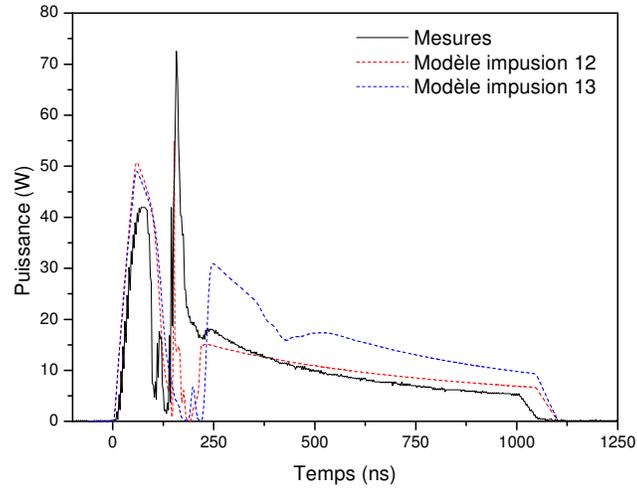


Figure 3.36 - Comparaison modèle / mesure sur les profils temporels. $P=1.71 W$

Pour obtenir ces résultats de modélisation, nous proposons, pour des raisons similaires à celles indiquées pour la configuration copropagative, que l'onde Stokes d'ordre 1 soit produite dans la fibre passive mais que l'onde Stokes d'ordre 2 soit produite dans la fibre active en configuration contrapropagative. Nous avons donc utilisé les paramètres suivants.

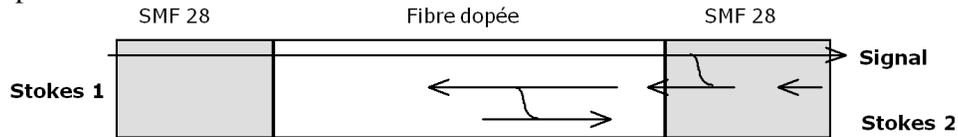


Figure 3.37 – Schéma de la diffusion Brillouin en pompe contrapropagatif

Les équations du modèle M4 pour cette configuration, s'écrivent donc :

Dans la fibre passive :

$$\left(\frac{\partial \hat{A}_1}{\partial z} - \beta_1 \frac{\partial \hat{A}_1}{\partial t} \right) = -\frac{1}{A_{eff}} g_{B,p}^e \hat{a} \hat{A}_2 \tag{3.136}$$

$$\left(\frac{\partial \hat{A}_2}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial \hat{A}_2}{\partial t} \right) = -\frac{1}{A_{eff}} g_{B,p}^e \hat{a}^* \hat{A}_1 \tag{3.137}$$

$$\left(\frac{\partial \hat{A}_3}{\partial z} - \beta_1 \frac{\partial \hat{A}_3}{\partial t} \right) = 0 \tag{3.138}$$

Dans la fibre active :

$$\left(\frac{\partial \hat{A}_1}{\partial z} - \beta_1 \frac{\partial \hat{A}_1}{\partial t} \right) = \frac{g_A}{2} \hat{A}_1 + \gamma (|A_1|^2 + |A_3|^2) A_1 \quad (3.139)$$

$$\left(\frac{\partial \hat{A}_2}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial \hat{A}_2}{\partial t} \right) = -\frac{1}{A_{eff}} g_{B,d}^e \hat{A}_3 - \frac{g_A}{2} \hat{A}_2 - \gamma |A_2|^2 A_2 \quad (3.140)$$

$$\left(\frac{\partial \hat{A}_3}{\partial z} - \beta_1 \frac{\partial \hat{A}_3}{\partial t} \right) = -\frac{1}{A_{eff}} g_{B,d}^e \hat{b}^* \hat{A}_2 + \frac{g_A}{2} \hat{A}_3 + \gamma (|A_1|^2 + |A_3|^2) A_3 \quad (3.141)$$

Les équations d'évolution des ondes acoustiques sont identiques à (3.130)-(3.134).

Longueur du tronçon passif d'entrée	2 m
Longueur du tronçon passif de sortie	2,5 m
Gain Brillouin du Stokes d'ordre 1 dans la fibre passive	1,5 10 ⁻¹¹ m/W
Gain Brillouin du Stokes d'ordre 2 dans la fibre dopée	0,85 10 ⁻¹¹ m/W
Taille du mode dans la fibre passive	10,6 μm
Taille du mode dans la fibre dopée	10,6 μm

Table 3.14 – Paramètres pour la simulation en contrapagatif

Le modèle M4 a donc été validé sur un amplificateur 1 W commercial et sera utilisé pour dimensionner nos amplificateurs.

3.6.3. Evaluation approchée du seuil Brillouin

En utilisant les équations du modèle M3 et en négligeant la déplétion du signal, il est possible d'effectuer quelques calculs pour évaluer qualitativement le seuil Brillouin. Afin d'appréhender la physique de l'amplificateur au seuil, nous nous plaçons en régime stationnaire de façon à annuler les dérivées partielles par rapport au temps. Près du seuil et en négligeant la déplétion de la pompe, on a :

$$P_2(0) = P_N \exp \int_0^L g(z) dz \cdot \exp \frac{g_B}{A_{eff}} \int_0^L P_1(0) \left(\exp \int_0^z g(u) du \right) dz = P_N G \exp \left[G_B \frac{\langle P_1 \rangle}{P_1(L)} \right] \quad (3.142)$$

Dans (3.142), nous notons $\langle P_1 \rangle$ la puissance de signal moyennée le long de l'amplificateur, G le gain de l'amplificateur et G_B le facteur de gain Brillouin. Maximiser la puissance extractible de l'amplificateur avant apparition de la Diffusion Brillouin Stimulée revient donc à minimiser $r = \langle P_1 \rangle / P_1(L)$. Cela implique une puissance de sortie élevée pour une puissance moyennée dans l'amplificateur faible. Cette simple remarque

permet d'étudier quelques configurations simples. Si le gain le long de l'amplificateur est suppose uniformément réparti, on a :

$$r = \frac{1 - G^{-1}}{\ln G} \quad (3.143)$$

Alors (3.142) se réécrit :

$$P_2(0) = P_N G \exp \left[G_B \frac{1 - G^{-1}}{\ln G} \right] \quad (3.144)$$

L'équation (3.144) remplace donc l'équation (3.72) dans un amplificateur. L'évaluation du seuil de la DBS dans (3.90) donc être effectuée en remplaçant le facteur de gain Brillouin G_B par $G_B r$. Définissons le seuil par la puissance incidente pour laquelle la réflectivité $R = P_2(0)/P_1(0) = 10\%$. Nous obtenons pour un amplificateur monomode typique ($L=5\text{m}$, $A_{\text{eff}}=72\mu\text{m}^2$, $g_B=1.5 \cdot 10^{-11} \text{ mW}^{-1}$, $G=100$) un seuil de $P_1(L) = 54\text{W}$.

Grâce à l'expression de r nous pouvons considérer l'effet de la configuration de pompage sur le seuil Brillouin. Dans un amplificateur pompé en copropagation, la gain par unité de longueur de l'amplificateur g est élevé près de l'entrée tandis qu'en configuration contrapropagative, le gain est plus fort près de la fin de l'amplificateur. Pour la même puissance de sortie, r est donc plus élevé pour un amplificateur en configuration contrapropagative que pour un amplificateur en configuration copropagative. Le seuil de la DBS dans l'amplificateur est donc plus élevé dans le premier cas que dans le second cas. Pour confirmer cette analyse, le modèle cohérent M3 a été appliqué à une fibre amplificatrice de $20\mu\text{m}$ de taille de coeur dont la longueur est $L=5\text{m}$ pompée par 9W . Des impulsions de 30W de puissance crête avec un taux de répétition de 20 kHz donnent les résultats de la figure 3.38. Dans la configuration en copropagation (3.38a), l'amplificateur est bien au dessus du seuil de la DBS ce qui entraînent des distorsions de l'impulsion importantes. Au contraire, dans la configuration contrapropagative (3.38b), l'amplificateur est juste au seuil de la DBS. Notons enfin qu'au contraire des fibres passives, de petites fluctuations dans l'onde Stokes engendrent de larges fluctuations dans l'impulsion à cause de la présence de gain dans la fibre.

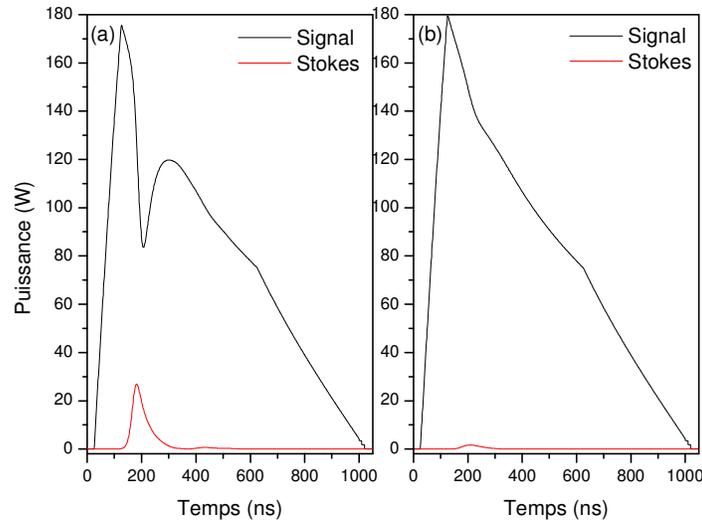


Figure 3.38 - Forme des impulsions (modèle M3) en sortie d'un amplificateur à fibre de 5 m : (a) pompage copropagatif, (b) pompage contrapropagatif.

3.7. CONCLUSION DU CHAPITRE 3

Nous avons établi un modèle original à partir des équations de la Diffusion Brillouin dans les fibres dopées qui prend en compte à notre connaissance pour la première fois la dynamique du gain et les modes longitudinaux acoustiques guidés par la fibre. Nous avons ensuite caractérisé et modélisé les propriétés intrinsèques de la diffusion Brillouin, dans les fibres passives et dopées. Les fibres dopées présentent une largeur Brillouin spontanée typique de l'ordre de 2 à 3 fois supérieure à celle des fibres passives soit 60 à 90 MHz. Leur fréquence centrale est largement inférieure à celle de la SMF 28. Nous avons notamment montré que la simple mesure de la largeur du pic Stokes des fibres fortement multimodes acoustiques (grand diamètre, grande ouverture numérique) ne permet pas de déterminer la largeur spontanée de la diffusion Brillouin puisque le pic mesuré est composé du recouvrement d'une multitude de pics qui correspondent à différents modes acoustiques.

Ces paramètres nous ont servis d'entrées pour le modèle M3 qui s'est révélé incapable de rendre compte de manière satisfaisante des pics intenses observés dans le domaine temporel liés à la Diffusion Brillouin d'ordre 2. Des mesures effectuées sur un amplificateur commercial de 1 W ont mis en évidence la DBS sous la forme d'une déplétion de l'impulsion 200 ns environ après son début. Le seuil est d'environ 10 W en copropagatif et 30 W en contrapropagatif. Au-delà, des pics étroits et très intenses apparaissent qui peuvent détériorer connecteurs et composants. Un modèle plus fin, le modèle M4, qui prend en compte les différentes caractéristiques du spectre Brillouin entre fibre dopée et fibre passive a permis de rendre compte de ces phénomènes.

A partir de ce modèle, nous sommes maintenant en mesure de concevoir des amplificateurs pour l'amplification de signaux de faible largeur spectrale utilisables pour les Lidar à détection cohérente. Ce travail fait l'objet du chapitre 4.

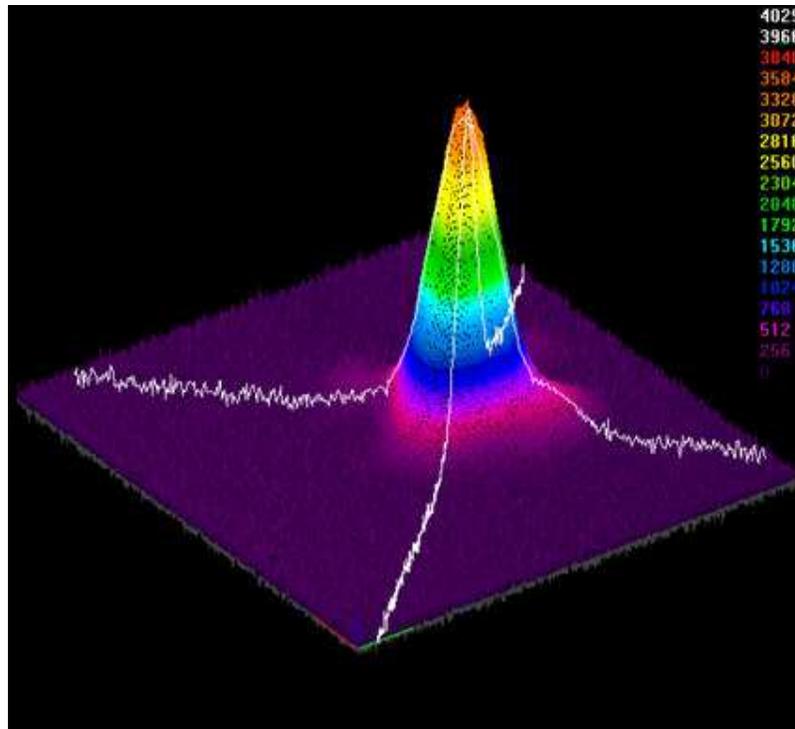
3.8. RÉFÉRENCES DU CHAPITRE 3

- [3.1] Yves Jaouën, Guillaume Canat, S. Grot, S. Bordais, “Power limitation induced by nonlinear effects in pulsed high-power fiber amplifier”, *Annales de l’Académie des Sciences*, Elsevier, (2005)
- [3.2] G. Agrawal, *Non linear fiber optics* (Academic press, 1989)
- [3.3] R. W. Boyd, « *Nonlinear Optics* », Academic Press, Londres (1992)
- [3.4] L. Lombard, « Méthodes non linéaires de remise en forme de faisceau pour amplificateur de puissance à fibre multimode », Thèse de doctorat, Université de Paris XI, (2005)
- [3.5] E. Peral, A. Yariv, « Degradation of Modulation and Noise Characteristics of Semiconductor Lasers After Propagation in Optical Fiber Due to a Phase Shift Induced by Stimulated Brillouin Scattering » *J. Q. Electr.*, Vol. 35, pp. 1185-1195, (1999)
- [3.6] L.D. Landau, E.M. Lifshitz, L.P. Pitaevskii, « *Electrodynamics of Continuous Media* », Oxford, U.K., pp. 51-52, (1984)
- [3.7] R. A. Waldron, « Some Problems in the Theory of Guided Microsonic Waves”, *IEEE TRANSACTIONS ON MICROWAVE THEORY AND TECHNIQUES*, Vol. MTT-17, pp. 893-904, (1969)
- [3.8] A. Safaïi-Jazi, C.K. Jen, G.W. Farnell, « Analysis of weakly guiding fiber acoustic waveguides », *IEEE Trans. On Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, Vol. UFFC-32, (1986)
- [3.9] J.W. Yu, Y. Park, K. Oh, I.B. Kwon, « Brillouin frequency shifts in silica optical fiber with the double cladding structure », *Opt. Express*, 10, pp. 996-1002 (2002)
- [3.10] A.H. Mc Curdy, « Modeling of Stimulated Brillouin Scattering in Optical Fibers With Arbitrary Radial Index Profile », *J. Light. Technol.*, vol. 23, pp. 3509-3515 (2005)
- [3.11] E. Olmedo Herrero, "Étude des effets non linéaires dans les lasers et amplificateurs de puissance à fibre double gaine dopée Er³⁺/Yb³⁺", Thèse de doctorat soutenue le 12 décembre 2003, Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications, (2003)
- [3.12] R. G. Smith, “Optical Power Handling Capacity of Low Loss Optical Fibers as Determined by Stimulated Raman and Brillouin Scattering” , *Appl. Opt.*, Vol. 11? pp. 2489-2494, (1972)
- [3.13] C.L. Tang, “Saturation and spectral characteristic of the Stokes emission in the Stimulated Brillouin scattering”, *J. Appl. Phys.*, Vol. 37, pp. 2945-2955 (1966)
- [3.14] I. Bar-Joseph, A. A. Friesem, E. Lichtman, and R. G. Waarts, “Steady and relaxation oscillations of stimulated Brillouin scattering in single-mode optical fibers”, *J. Opt. Soc. Am. B* ,Vol. 2, pp. 1606-1611, (1985)
- [3.15] S. Le Floch, P. Cambon, « Theoretical evaluation of the Brillouin threshold and the steady-state Brillouin equations in standard single-mode optical fibers », *J. Opt. Soc. Am. A*. Vol. 20, pp. 1132-1137, (2003)

- [3.16] A. L. Gaeta, R. W. Boyd, « Noise initiation of stimulated Brillouin scattering », *Pys. Rev. A*, Vol. 42, pp. 5514-5521 (1990)
- [3.17] R. Billington, « Measurement methods for stimulated Raman and Brillouin Scattering in Optical Fibres », NPL Report COEM 31, (1999)
- [3.18] C. A. S. de Oliveira, C. K. Jen, C. Saravanos, “Stimulated Brillouin scattering in cascaded fibers of different Brillouin frequency shifts », *J. Opt. Soc. Am. B*, 10, pp. 969-972, (1993)
- [3.19] M.NIKLES et al., “Brillouin gain spectrum characterization in single-mode optical fibers”, *Journal of Lightwave technology*, Vol.15, n°10, p1842 (Oct 1997)
- [3.20] A.YENIAY et al., “Spontaneous and stimulated Brillouin scattering gain spectra in optical fibers”, *Journal of Lightwave technology*, Vol.20, n°8, pp 1425-1432 (Aug 2002)
- [3.21] C. A. S. de Oliveira, C. K. Jen, C. Saravanos, “Stimulated Brillouin scattering in cascaded fibers of different Brillouin frequency shifts », *J. Opt. Soc. Am. B*, 10, pp. 969-972, (1993)
- [3.22] A. Kobayakov, S. Kumar, R. Mishra, et al., “Design concept for optical fibers with enhanced SBS threshold”, *Optics express* 13, pp. 5338-5346 (2005)
- [3.23] G.Vienne, “Fabrication and characterisation of Ytterbium : Erbium Codoped Phosphosilicate Fibres For Optical Amplifiers And Lasers”, Thèse de doctorat Université de Southampton, (1996)
- [3.24] G. KULCSAR, Y.JAOUEN, G.CANAT et al., “Multiple-stokes Stimulated Brillouin Scattering generation in pulsed high-power double-cladding Er^{3+} - Yb^{3+} codoped fiber amplifier”, *IEEE, Photonics Technology Letter*, Vol.15, n°6, pp 801-803 (2003)
- [3.25] Moore, G.T., "A model for diffraction-limited high-power multimode fiber amplifiers using seeded stimulated Brillouin scattering phase conjugation," *J. Quantum Electronics*, Vol.37, pp.781-789, (2001)
- [3.26] N. A. Brilliant, "Stimulated Brillouin scattering in a dual-clad fiber amplifier ," *J. Opt. Soc. Am. B* Vol. 19, pp. 2551-2557 (2002)

CHAPITRE 4 :AMPLIFICATION DANS LES FIBRES FAIBLEMENT MULTIMODES

4.1.	FIBRES FAIBLEMENT MULTIMODES	191
4.1.1.	<i>Filtrage par courbure.....</i>	194
4.1.2.	<i>Excitation sélective du mode fondamental</i>	196
4.1.3.	<i>Utilisation d'adaptateurs de mode</i>	202
4.1.4.	<i>Inhomogénéité du profil d'indice</i>	202
4.1.5.	<i>Structure à piédestal.....</i>	204
4.2.	ARCHITECTURE GENERALE DE LA SOURCE	204
4.2.1.	<i>Cascade d'amplificateurs.....</i>	204
4.2.2.	<i>Banc de test de l'étage de puissance</i>	206
4.2.3.	<i>Mesure de la puissance moyenne</i>	207
4.2.4.	<i>Mesure de l'énergie.....</i>	207
4.2.5.	<i>Mesure du M^2</i>	208
4.3.	PREAMPLIFICATEUR A MAINTIEN DE POLARISATION.....	209
4.3.1.	<i>Performances du 1^{er} étage.....</i>	210
4.3.2.	<i>Performances du deuxième étage.....</i>	211
4.3.3.	<i>Performances du troisième étage.....</i>	214
4.4.	RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR L'ETAGE DE PUISSANCE	218
4.4.1.	<i>Test de la fibre 503sK0A</i>	219
4.4.2.	<i>Energie extraite du 4^{eme} étage</i>	220
4.4.3.	<i>Qualité spatiale.....</i>	225
4.4.4.	<i>Etat de polarisation.....</i>	226
4.5.	CONCLUSION DU CHAPITRE 4.....	226
4.6.	REFERENCES DU CHAPITRE 4.....	226



Vue tridimensionnelle du profil d'intensité en sortie d'une fibre faiblement multimode.

CHAPITRE 4 :

AMPLIFICATION DANS LES FIBRES FAIBLEMENT MULTIMODES

Au cours des chapitres précédents nous avons analysé comment la Diffusion Brillouin Stimulée (DBS) limitait la puissance crête et donc l'énergie extractible des amplificateurs à fibres optiques dopées monomodes. Une technique pour accroître cette énergie est d'augmenter la taille du mode de façon à réduire l'intensité. Il en résulte une dégradation de la qualité spatiale du faisceau. Une analyse détaillée de l'évolution de la qualité spatiale avec le diamètre du coeur est menée. Les modèles des chapitres précédents qui incluent dynamique de gain et DBS servent de guide à l'interprétation des résultats expérimentaux obtenus sur une source délivrant près de 600 μJ sur des durées d'impulsion de 1 μs .

Cette source est constituée d'un préamplificateur formé de 3 étages successifs d'amplification dont le dernier utilise une fibre faiblement multimode qui délivre jusqu'à 220 μJ par impulsion sur des durées d'impulsion de 1 μs . Après avoir présenté ses performances, nous étudions les résultats obtenus avec le 4^{ème} étage et dernier étage d'amplification qui est lui aussi construit avec une fibre faiblement multimode.

4.1. FIBRES FAIBLEMENT MULTIMODES

Les fibres dopées Erbium-Ytterbium contiennent des quantités importantes de phosphore. Le phosphore permet de réduire la durée de vie du niveau $^4\text{I}_{1/2}$ de l'Erbium afin d'accroître l'efficacité de conversion de la fibre Er/Yb (cf. chapitre 2). De l'Aluminium est aussi ajouté pour améliorer la solubilité des terres rares dans la silice. De l'ajout de ces dopants résulte une forte augmentation de l'indice de réfraction du coeur. L'ouverture numérique des fibres Erbium-Ytterbium raisonnablement efficaces varie donc entre 0,15 et 0,2, pour la plupart elle se situe autour de 0,17. Ce chiffre doit être comparé avec l'ouverture numérique typique des fibres Ytterbium pour l'amplification de signaux près de 1 μm qui peut être aussi faible que 0,06. Des fibres monomodes avec des coeurs aussi large que 40 μm ont été réalisées. Dans ce cas, seul l'Ytterbium et l'Aluminium augmentent l'indice du coeur. Du Fluor peut être ajouté pour diminuer son indice.

En approximant ces fibres par un saut d'indice d'ouverture numérique ON, le nombre de mode guidés n'est fonction que de la fréquence normalisée du guide coeur/ gaine définie à partir du rayon du coeur a et du vecteur d'onde k :

$$V = ka \cdot ON \quad (4.1)$$

La table (4.1) indique l'évolution du nombre de modes guidés en fonction de la fréquence normalisée V dans l'approximation des modes linéairement polarisés (LP) qu'entraîne l'hypothèse de faible guidage ($ON \ll 1$).

V	Coupure du mode	Nombre de modes guidés (avec modes de polarisation)
0	LP ₀₁	2
2.41	LP ₁₁	6
3.83	LP ₂₁ / LP ₀₂	12
5.14	LP ₃₁	16
5.52	LP ₁₂	20
6.38	LP ₄₁	24
7.02	LP ₂₂ / LP ₀₃	30

Table 4.1 – Nombre de modes guidés en fonction de la fréquence normalisée V

La région monomode est fixée par la condition $V < 2,405$ premier zéro de la fonction de Bessel J_0 . Les modes LP_{ln} sont indexés par leur ordre azimutal l qui correspond au nombre d'annulation du champ sur π radians et leur ordre radial n qui correspond au nombre d'annulation du champ radialement en incluant l'annulation du champ à l'infini.

Le diamètre maximal d'une fibre monomode d'ouverture numérique 0,17 est seulement de 7 μm . Des structures spéciales que nous décrirons ultérieurement permettent de réduire l'ouverture numérique à 0,1 environ. Dans ce cas le diamètre maximal est de 12 μm (cf. fig. 4.1). Ce diamètre est comparable à celui de la fibre utilisée dans les amplificateurs 1 W présentés aux chapitres 2 et 3. Le seuil Brillouin ne permet donc pas d'extraire plus de quelques dizaines de Watts crêtes.

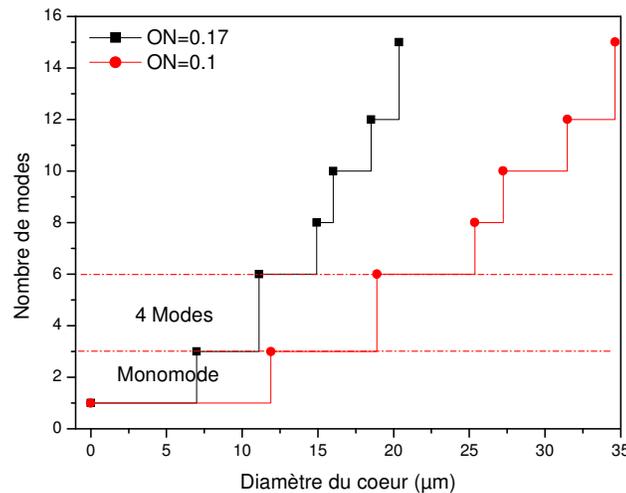


Figure 4.1 – Evolution du nombre de modes guidés en fonction du diamètre de cœur.

Pour transporter plus de puissance, il est donc nécessaire d'utiliser des fibres multimodes. Nous appellerons fibres faiblement multimodes des fibres qui guident 2 à 10 modes (sans compter les polarisations).

La présence de plusieurs modes dans la fibre est source de plusieurs difficultés :

- les modes à la sortie de la fibre n'ont pas la même distance de Rayleigh et ne divergent donc pas à la même vitesse. Les modes d'ordre supérieur divergent beaucoup plus vite que le fondamental. L'utilisation dans un LIDAR d'une telle fibre est donc problématique.
- les autres modes guidés peuvent se coupler au rayonnement des atomes d'Erbium générant ainsi de l'émission spontanée supplémentaire qui peut être amplifiée. Les fibres multimodes sont donc difficiles à saturer et génèrent beaucoup d'ESA.
- les différents modes excités possèdent des constantes de propagation légèrement différentes. Ces modes interfèrent donc entre eux. Leur différence de phase relative est fonction des paramètres environnementaux, notamment la température, la déformation... Le champ en sortie de fibre d'une fibre multimode est donc très instable.

En outre, la diffusion des dopants et l'évaporation du Phosphore pendant la phase de rétreint de la préforme créé une dépression dans le profil d'indice au centre de la fibre très profonde. Cette dépression repousse les modes qui ont normalement leur maximum au centre du cœur (modes LP_{0n}) vers l'extérieur ce qui réduit la discrimination intermodale et augmente le couplage (fig. 4.2).

Aussi les fibres traditionnelles ne permettent-elles d'atteindre que des qualités spatiales moyennes sur des architectures MOPA : une source de 300µJ caractérisée par $M^2 \sim 2.1$ a récemment été démontrée [4.1]. Nous avons obtenu, pour de durées d'impulsions de 1 µs, 100 µJ avec $M^2 \sim 1.4$ (cf. annexe G) puis 250 µJ avec $M^2 \sim 1.4$ d'une source entièrement fibrée.

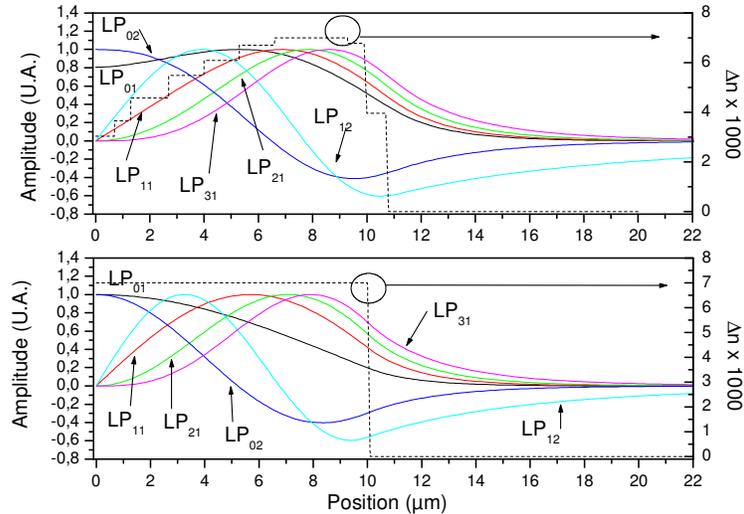


Fig. 4.2: Répartition spatiale des modes LP_{lm} pour une fibre 20 µm et NA 0.14: (a) profil réel (avec une dépression d'indice au centre), (b) profil à saut d'indice idéal

Plusieurs techniques ont été mises en œuvre pour utiliser des fibres faiblement multimodes en propageant un faisceau de qualité quasi monomode :

- un filtrage par courbure des modes d'ordre supérieur peut être introduit,

- le mode fondamental peut être sélectivement excité par injection contrôlée et utilisation d'un adaptateur de mode,
- le profil d'indice peut être optimisé de façon à réduire le nombre de modes qui se propagent.

4.1.1. Filtrage par courbure

Koplow et al. ont montré que des pertes par courbures pouvaient être utilisées pour introduire un filtrage distribué [4.2]. Grâce à la courbure, les modes d'ordre supérieur voient des pertes par courbures très supérieures à celles subies par le fondamental. En choisissant le rayon de courbure approprié, des pertes de plusieurs 100dB/m par mètres peuvent être introduites sur les modes d'ordre supérieur alors que le fondamental subit encore des pertes négligeables. Lorsque la fibre est courbée avec un rayon de courbure R_c , le profil d'indice se déforme dans le sens de la courbure. Cette déformation permet au champ des modes d'ordre le plus élevé de se coupler avec les modes de gaine à fuite (fig. 4.3). Les modes d'ordre supérieur voient alors des pertes par courbures importantes car une fraction significative de la puissance qu'ils transportent se propage dans la gaine. Cette technique est maintenant utilisée de manière courante pour les fibres de faible ouverture numérique ($ON < 0.08$), notamment les fibres dopées Yb. Dans l'exemple, dans l'exemple de la figure 4.4, une fibre de 30 μm et d'ouverture numérique 0,08 courbée avec un rayon de courbure de 35 mm guide sans pertes notables le mode LP_{01} , mais introduit des pertes supérieures à 50 dB/m pour les autres modes. Cette technique ne peut toutefois pas être appliquée aux fibres dopées Er^{3+} - Yb^{3+} à cause de leur ouverture numérique élevée. Par exemple, même pour une fibre d'ouverture numérique $ON = 0.11$, des pertes sur le mode LP_{11} de 100dB/m nécessitent un rayon de courbure inférieur à 20 mm. Dans le même temps, des pertes par courbure sur le mode fondamental inférieures à 1dB/m nécessitent un rayon de courbure supérieur à 20 mm.

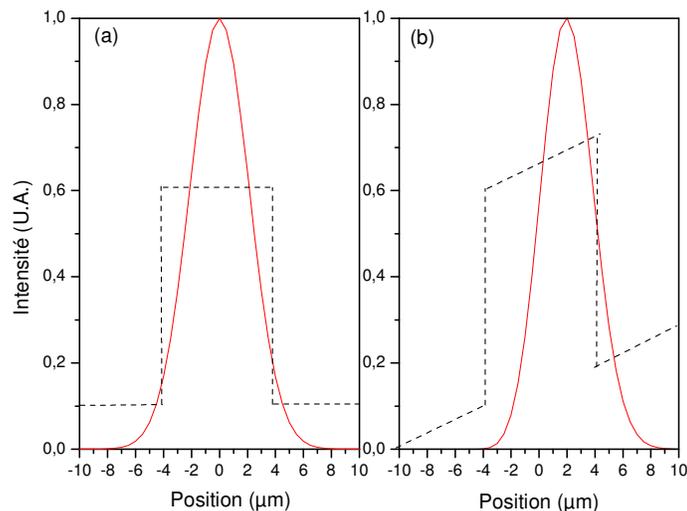


Figure 4.3 - Effet de la courbure de la fibre sur la forme du mode fondamental (en rouge). (a) La fibre est maintenue droite, le profil d'indice apparaît en pointillé. (b) La fibre est courbée ; le profil d'indice équivalent dans la direction de la courbure apparaît en pointillé.

Des expressions approchées permettent d'évaluer les pertes par courbure. Soit n_n l'indice de la dernière tranche du profil d'indice, Δ la différence d'indice entre la tranche d'indice le plus élevée et l'indice de la gaine. Soit V la fréquence normalisée du guide. Pour un mode d'indice effectif n_{eff} transportant une puissance P_k alors que le coefficient de la fonction de Bessel modifiée de deuxième espèce K_1 dans la dernière tranche est $B_{n,k}$ les pertes par unité de longueur sont données par [4.3] :

$$\alpha_k = \frac{\sqrt{\pi} B_{n,k}^2}{2 s_k P_k} \cdot \frac{\exp\left(-\frac{2h_n^2 R_c}{3k_0^2 n_n^2 a}\right)}{h_n \left(h_n R_c + \frac{V^2}{2\Delta h_n a}\right)^{1/2}} \quad (4.2)$$

où

$$h_n^2 = k_0^2 (n_{eff}^2 - n_n^2) \quad (4.3)$$

et $s_k=2$ si $l=0$, $s_k=1$ sinon.

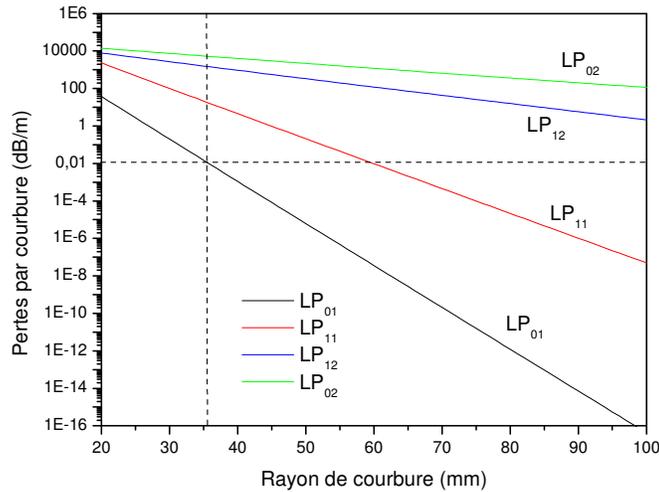


Figure 4.4 – Evolution des pertes par courbure en fonction du rayon de courbure pour une fibre de 30 μm de diamètre et d'ouverture numérique 0,08 à 1,5 μm

La dépendance des pertes en fonction du rayon de courbure R_c est essentiellement exponentielle. On peut donc définir un rayon critique de courbure par :

$$R_0 = \frac{3 n_n^2 a}{2 (n_{eff}^2 - n_n^2)} \quad (4.4)$$

Plus le mode a un indice effectif proche de l'indice de la gaine, c'est-à-dire plus le mode est d'ordre élevé, plus le rayon de courbure critique est élevé.

4.1.2. Excitation sélective du mode fondamental

L'excitation sélective du mode fondamental est une autre technique qui peut être utilisée pour atteindre une qualité de faisceau convenable. Nous avons effectué des expérimentations et des modélisations afin d'étudier l'influence des conditions d'injection et de l'uniformité du cœur sur la qualité du faisceau et sa stabilité.

Considérons une fibre monomode qui ne guide qu'un mode d'amplitude ψ_0 . Cette fibre est soudée ou couplée via un système optique qui l'image sur une fibre multimode qui guide N modes de distributions respectives ϕ_k et de constantes de propagation β_k , $k=1..N$. Ces différents modes peuvent être calculés à l'aide du modèle scalaire présenté dans l'annexe E. Cette fibre possède également un continuum de modes à fuites $\tilde{\phi}_k$ d'indice effectif inférieur à celui de la gaine. Les ϕ_k et $\tilde{\phi}_k$ représentent une base orthonormale complète des champs.

Soit $\tilde{\psi}_0$ l'amplitude du champ juste après le couplage (par soudure ou imagerie). Le champ dans la fibre aval juste après le couplage est donné par :

$$\psi = \sum_{k=1}^N \langle \phi_k, \tilde{\psi}_0 \rangle \phi_k + \sum_{k=1}^{\infty} \langle \tilde{\phi}_k, \tilde{\psi}_0 \rangle \tilde{\phi}_k \quad (4.5)$$

Où le produit scalaire entre modes est donné par :

$$\langle \phi_k, \tilde{\psi}_0 \rangle = \iint \phi_k^*(r, \theta) \tilde{\psi}_0(r, \theta) r dr d\theta \quad (4.6)$$

Le terme de gauche dans l'équation (4.5) représente l'énergie qui reste guidée par le cœur de fibre aval tandis que le terme de droite est rayonné dans la gaine. Ces modes à fuites rayonnent dans la gaine et vont être absorbés par le revêtement de la fibre. Après quelques centimètres, le champ est donc donné par :

$$\psi = \sum_{k=1}^N \langle \phi_k, \tilde{\psi}_0 \rangle \phi_k e^{i\beta_k z} \quad (4.7)$$

Si le dispositif de couplage qu'il s'agisse d'une soudure ou d'un système d'imagerie était parfait, nous aurions $\tilde{\psi}_0 = \psi_0$. Même dans le cas d'une soudure parfaite, le mode fondamental de la fibre aval n'est pas identique au fondamental de la fibre d'injection. L'examen des intégrales de recouvrement montre que seuls les modes pour lesquels l'ordre azimutal l vérifie $l=0$ peuvent être excités. En effet dans ce cas, l'intégrale (4.6) s'écrit

$$\langle \phi_k, \tilde{\psi}_0 \rangle = \iint \phi_k^*(r, \theta) \psi_0(r, \theta) r dr d\theta = \int_0^{2\pi} \left| \frac{\cos l\theta}{\sin l\theta} \right| d\theta \bullet \int_0^\infty F_{lm}(r) F_0(r) r dr \quad (4.8)$$

La partie azimutale n'est non nulle que pour $l=0$.

Les défauts du système de couplage peuvent affecter la répartition de l'amplitude du champ $F_0(r)$ ou sa phase. En première approximation, et parce que cela modélise aussi les principales imperfections des soudures entre fibres, on peut décrire le passage du champ du mode fondamental de la fibre amont au champ à l'entrée de la fibre aval par :

- un décalage de δr de l'origine. On prendra l'axe x dans la direction de ce décalage. Ainsi :

$$\tilde{\psi}(x, y) = \psi(x - \delta x, y) \quad (4.9)$$

- un front de phase incliné d'un angle θ_x par rapport à l'axe x et θ_y par rapport à l'axe y . Alors :

$$\tilde{\psi}(x, y) = \psi(x \cos \theta_x, y \cos \theta_y) e^{ik(x \sin \theta_x, y \sin \theta_y)} \quad (4.10)$$

Ces défauts sont d'autant plus importants que les tailles des gaines sont très différentes. Ils entraînent un couplage entre le mode fondamental injecté et les modes d'ordre supérieur d'indice azimutal $l>0$ de la fibre aval.

Remarquons que l'effet d'un décalage et d'un front de phase incliné sont en quelque sorte duaux. Le recouvrement entre le mode ϕ_k et le mode ψ_0 décalé s'écrit :

$$\langle \phi_k, \tilde{\psi}_0 \rangle = \iint \phi_k^*(x, y) \psi_0(x - x_0, y) dx dy \quad (4.11)$$

Dans la limite des petits angles, le recouvrement s'écrit :

$$\langle \phi_k, \tilde{\psi}_0 \rangle = \iint \phi_k^*(x, y) \psi_0(x, y) e^{ik(x \theta_x + y \theta_y)} dx dy \quad (4.12)$$

En utilisant le théorème de Parseval et en notant $\hat{\phi}_k$ et $\hat{\psi}_0$ les champs lointains transformés de Fourier des modes, on a :

$$\langle \phi_k, \tilde{\psi}_0 \rangle = \iint \hat{\phi}_k^*(u, v) \hat{\psi}_0(u - \theta_x, v - \theta_y) dx dy \quad (4.13)$$

Cette expression montre que le décalage du centre des fibres a le même effet en champ proche que le tilt en champ lointain.

Nous noterons a_k l'amplitude du mode k

$$a_k = \langle \phi_k, \tilde{\psi}_0 \rangle \quad (4.14)$$

La puissance qui se propage dans la fibre est donnée par :

$$P = \sum_{k=0}^N a_k^2 \tag{4.15}$$

La figure 4.5 montre l'évolution de la fraction de puissance couplée dans les modes LP₀₁ et LP₀₂ d'une fibre de 20 μm et d'ouverture numérique 0,11 en fonction du diamètre à 1/e² de ψ₀. Le diamètre du mode de la fibre d'injection est 10,6 μm (comme la fibre SMF 28). Nous avons également représenté la fraction G de puissance guidée par la fibre. Lorsque le diamètre du mode injecté correspond au diamètre du mode fondamental de la fibre aval, la puissance couplée dans le LP₀₂ est minimale. Le contraste C du battement entre le mode LP₀₁ et le mode LP₀₂ est également tracé.

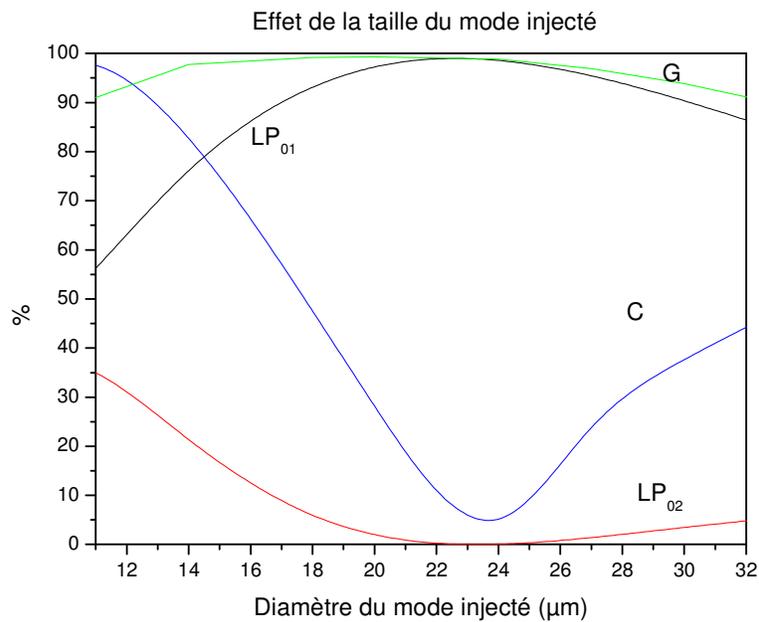


Figure 4.5 – Fraction de puissance guidée en cas de désadaptation du diamètre modal entre la fibre amont et la fibre aval.

La figure 4.6 montre l'amplitude relative couplée dans les premiers modes en fonction du décalage δx du mode injecté, en supposant que le mode injecté et le mode fondamental de la fibre aval ont la même taille. Ce décalage excite aussi le mode LP₁₁ pair car les lobes de ce mode sont positionnés le long de l'axe du décalage. Le contraste C, défini par l'équation (4.18), du battement entre le mode LP₀₁ et le mode LP₁₁ pair est également tracé. Notons que l'influence du décalage sur le couplage est modeste : les fibres doivent être décalées de 4 μm au moins pour coupler plus de 10 % de la puissance dans le mode LP₁₁ pair.

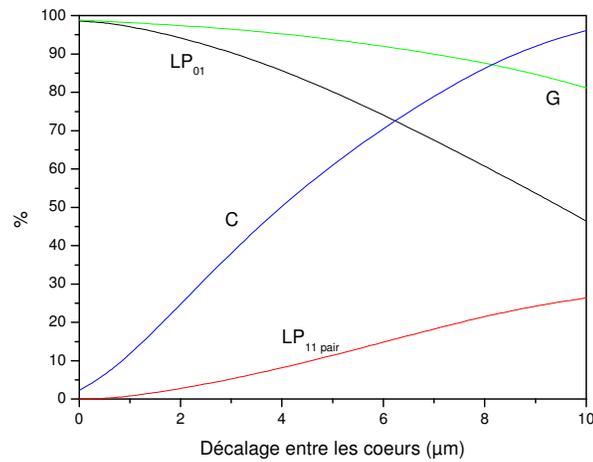


Figure 4.6 – Fraction de puissance guidée en cas de décalage à l’injection entre la fibre amont et la fibre aval.

La figure 4.7 montre l’amplitude relative couplée dans les premiers modes d’une fibre de 20 μm et d’ouverture numérique 0.11 en fonction de l’angle θ_x d’injection selon l’axe x du mode injecté en supposant que ce dernier et le mode fondamental de la fibre aval ont la même taille. Cet angle excite aussi le mode LP₁₁ pair car, en champ lointain, les lobes en champ lointain de ce mode sont positionnés le long de l’axe du décalage. Notons que l’influence du décalage sur le couplage est significative : un angle entre les fibres inférieur à 1° permet de coupler plus de 10 % de la puissance dans le mode LP₁₁ pair. Le contraste C du battement entre le mode LP₀₁ et le mode LP₁₁ pair est également tracé. Cette valeur est comparable avec les précisions obtenues sur les angles de clivage des fibres dont la structure est non standard.

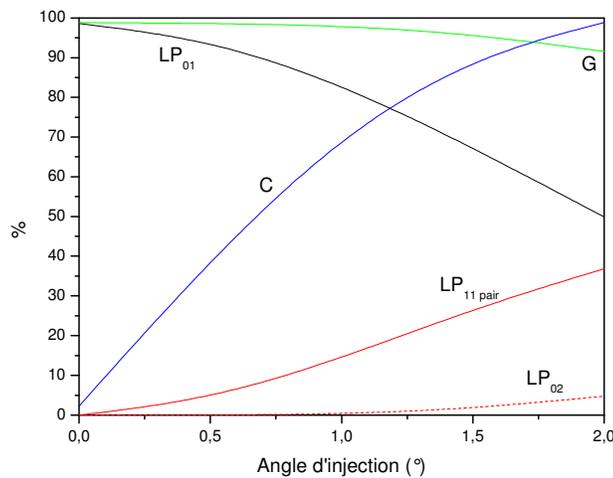


Figure 4.7 – Fraction de puissance guidée en cas d’inclinaison de l’injection entre la fibre amont et la fibre aval.

Les modes excités se propagent ensuite selon :

$$\psi(z) = \sum_{k=1}^N a_k \psi_k e^{i\beta_k z} \quad (4.16)$$

Lorsqu'on observe le profil du faisceau en sortie de fibre, le profil obtenu résulte de la cohérence entre les différents modes excités. Supposons par exemple que suite à un petit angle entre fibre amont et aval, les modes LP₀₁ et LP₁₁ pairs soient les modes principaux excités. Notons :

$a_0 = q_0 e^{j\varphi_0}$ et $a_1 = q_1 e^{j\varphi_1}$ leur amplitude respective. Les intensités fournies par chaque mode s'écrivent :

$$I_0 = |a_0|^2 \text{ et } I_1 = |a_1|^2$$

En sortie, l'intensité observée s'écrit :

$$I(x, y) = |a_0|^2 + |a_1|^2 + 2q_0 q_1 \cos[(\beta_0 - \beta_1)L + \varphi_0 - \varphi_1] \quad (4.17)$$

On peut définir un pseudo-contraste par l'expression :

$$C = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{2\sqrt{I_0 I_1}}{I_0 + I_1} \quad (4.18)$$

Ce pseudo-contraste caractérise la perturbation d'un mode par l'autre. Ainsi, alors que la fraction de puissance couplée dans le mode LP₁₁ peut être faible (10 %), le pseudo-contraste peut être supérieur à 50 %. De petits défauts d'injection permettent donc rapidement d'observer l'interférence entre les modes.

Comme les constantes de propagations des différents modes sont très proches, le profil du faisceau est très sensible aux conditions environnementales. Par exemple, pour une fibre de 30 μm de diamètre de cœur et d'ouverture numérique 0.11 la différence d'indice effectif de propagation entre les modes LP₀₁ et LP₁₁ est de 5,56 10⁻⁴.

La phase différentielle accumulée entre deux modes en extrémité de fibre s'écrit :

$$\phi_{kl} = (\beta_k - \beta_l)L \approx kL(n_{\text{eff},k} - n_{\text{eff},l}) \quad (4.19)$$

En prenant $L \sim 5\text{m}$, $\lambda = 1,5 \mu\text{m}$, $n_{\text{eff}} \sim 1,5$, on obtient $\phi_{kl} \sim 10000$.

Examinons la variation de cette phase avec les fluctuations de température :

$$\frac{\partial \phi_{kl}}{\partial T} \approx kL(n_{\text{eff},k} - n_{\text{eff},l}) \frac{\partial n}{\partial T} = \phi_{kl} \frac{\partial n}{\partial T} \quad (4.20)$$

Le coefficient typique de variation de l'indice de la silice est

$$\frac{\partial n}{\partial t} \approx 2 \cdot 10^{-5} \quad (4.21)$$

$$\frac{1}{L} \frac{\partial L}{\partial t} \approx 10^{-6} \quad (4.22)$$

La variation de la phase ϕ_{kl} entre les modes LP_{01} et LP_{11} est donc de l'ordre de 0,2 par degré de variation entre les deux extrémités de la fibre.

Nous avons vu au chapitre 2 qu'une fibre Erbium - Ytterbium à l'air libre et pompée peut voir sa température augmenter d'environ un degré par Watt de pompe absorbé. En répartissant cet échauffement sur la longueur caractéristique d'absorption, de l'ordre de 1 m, la variation de phase induite par les variations thermiques entre une fibre « froide » et une fibre « chaude » car pompée est de l'ordre du demi-radian.

En l'absence de conditionnement particulier, un tronçon de fibre pompé par une dizaine de watts est donc porté à une température d'une dizaine de degrés. Les courants d'air vont apporter des fluctuations de la température locale de quelques degrés. L'accroissement de la phase au cours de la propagation subit donc des fluctuations de quelques fractions de radians.

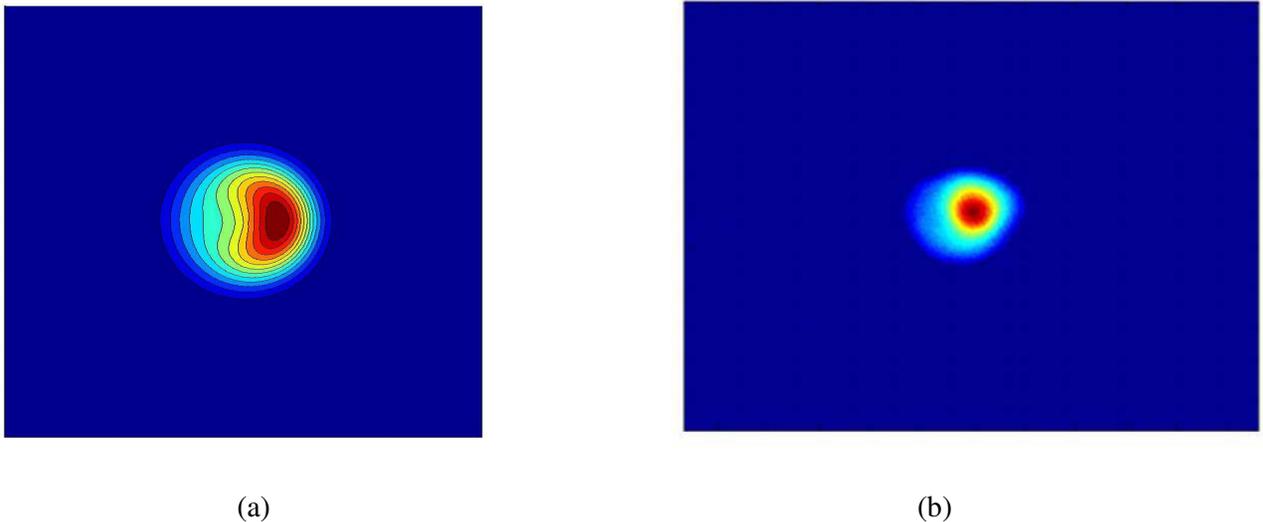


Figure 4.8 – Forme modale typique en sortie de la fibre 30 μm montrant une faible contribution du mode LP_{11} . (a) modélisation ; (b) mesures avec une camera CCD pour une position de la fibre qui fixe la phase relative des modes. Les dimensions sont en unités arbitraires.

Nous avons simulé les 4 premiers modes d'une fibre de 30 μm et calculé leurs amplitudes en supposant l'injection par une fibre de 10,6 μm de diamètre de cœur avec un angle de $0,5^\circ$ selon l'axe x. Le champ est ensuite propagé. Pour une longueur de propagation de 0,8 mm par exemple, le profil du champ est celui de la figure 4.8a. Le profil du faisceau réel mesuré en sortie de fibre après image sur une caméra est présenté fig.4.8b. La forme en haricot du lobe est caractéristique de l'interférence entre les modes LP_{11} et LP_{01} . Cette

interférence peut être un problème critique si l'amplificateur doit être utilisé dans un système réel. Malgré cela, des fibres extrêmement multimodes avec un diamètre de cœur de $90\mu\text{m}$ peuvent donner un M^2 aussi bon que 2.7 en configuration MOPA avec une largeur spectrale de quelques nanomètres[4.5].

4.1.3. Utilisation d'adaptateurs de mode

Afin d'optimiser la qualité spatiale du faisceau émergent, nous venons de voir qu'il est nécessaire de contrôler parfaitement le positionnement de la fibre d'injection par rapport à la fibre faiblement multimode. Même dans ce cas là, si le mode injecté LP_{01} de la fibre amont est très différent du mode LP_{01} fondamental de la fibre aval, l'ensemble des modes LP_{0m} est excité. Les difficultés indiquées ci-dessus seront donc encore présentes. Dans le cas d'une fibre amplificatrice, le problème est un peu moins grave puisque le mode LP_{01} a généralement un recouvrement avec le cœur dopé, qui produit le gain, plus important que le mode LP_{02} par exemple. Nous avons donc une discrimination spatiale du guidage par le gain.

Malgré ce guidage, qui ne discrimine pas toujours suffisamment les modes d'ordre supérieur du fondamental dans les étages de puissance pour lesquels le gain est faible, une conversion du mode LP_{01} injecté pour l'adapter au fondamental de la fibre aval peut apporter un plus. Des adaptateurs de mode obtenus en faisant varier suffisamment lentement le diamètre du cœur entre celui de la fibre amont et celui de la fibre aval a été proposé initialement par Marcuse. Dans le cadre des lasers à fibres, il a été proposé par Fermann [4.6] puis par Alvarez-Chavez [4.7] dans le cadre des fibres double-gaine. Dans le cadre d'un laser, ce type de structure est très efficace puisqu'il introduit des pertes importantes sur les modes d'ordre supérieur. Au contraire, dans le cadre d'un amplificateur, la discrimination est moins importante.

Un tel adaptateur est obtenu soit par fusion et étirage de la fibre la plus grosse au moyen d'une flamme sur une machine spéciale, soit par chauffage de la fibre la plus petite, de façon à augmenter la taille du mode en faisant diffuser les dopants près de l'extrémité de celle-ci [4.8]. La variation de diamètre doit être très lente afin que la conversion soit adiabatique c'est-à-dire sans excitation des modes d'ordre supérieur et sans pertes de puissance trop importante.

Comme nous n'avons pas de dispositif pour effectuer l'étirage contrôlé des fibres multimodes, nous n'avons pas utilisé d'adaptateurs de mode.

4.1.4. Inhomogénéité du profil d'indice

Une autre difficulté liée aux fibres $\text{Er}^{3+}\text{-Yb}^{3+}$ est due à la dépression d'indice causée par l'évaporation du phosphore. La présence de ce trou d'indice tend à réduire la différence d'indice effectif entre le mode fondamental et les modes d'ordre supérieur ce qui rend le couplage entre modes plus facile et réduit les possibilités de discrimination modale par courbure. Dans des fibres présentant ce trou d'indice, la forme du mode fondamental est elle-même altérée et s'éloigne d'une distribution gaussienne. Pour des trous peu profonds ou peu larges, le maximum du mode est aplati. Cela augmente un peu l'aire effective du mode. Lorsque le diamètre du cœur augmente, le mode se creuse de plus en plus au centre pour laisser apparaître un trou.

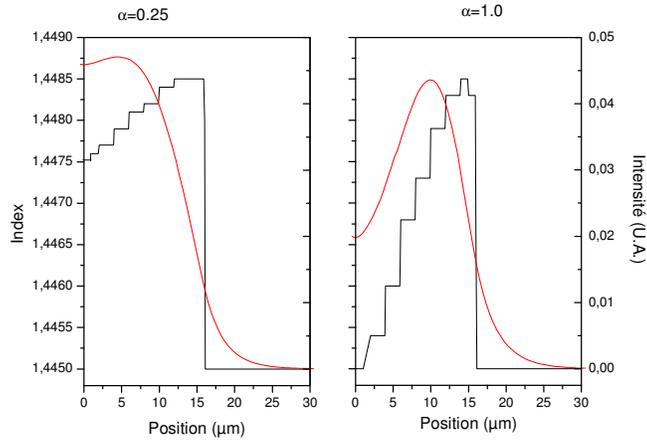


Figure 4.9 – Forme du mode fondamental d'une fibre pour différentes dépressions d'indice. Le paramètre α représente la profondeur relative du trou. Le diamètre de la fibre est de $30\ \mu\text{m}$.

Nous avons calculé les profils de mode, sur la figure 4.9, pour différentes valeurs de la profondeur relative α du trou d'indice au centre du cœur. Le paramètre M^2 peut être évalué en calculant le diamètre de mode dans l'espace réel et l'espace de Fourier (cf. équation A.5 de l'annexe A). En dépit de la déformation du mode, on obtient $M^2 \leq 1.5$ pour des fibres de diamètre de cœur inférieur à $50\ \mu\text{m}$ (fig. 4.10). Notons que le M^2 du fondamental est également d'autant plus élevé que l'ouverture numérique du cœur est plus élevée (2,2 pour une ouverture numérique de 0,18).

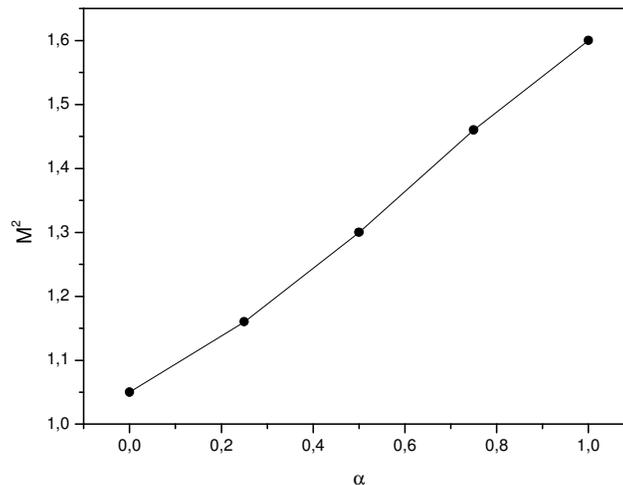


Figure 4.10 – Variations du paramètre M^2 en fonction de la profondeur normalisée α de la dépression d'indice. Le diamètre de la fibre est de $30\ \mu\text{m}$.

4.1.5. Structure à piédestal

L'ouverture numérique élevée intrinsèque des fibres Erbium-Ytterbium est un problème qui peut être partiellement résolu en entourant le cœur d'une gaine intermédiaire dopée au Germanium dont l'indice est peu différent de celui du cœur. Un profil réel est présenté sur la figure 4.25b et correspond à la fibre utilisée dans le quatrième étage. Les ondulations de l'indice de réfraction visibles dans le piédestal correspondent aux différentes passes réalisées pendant la fabrication de la préforme pour le dépôt du Germanium. Cette structure initialement introduite par l'IPHT pour des fibres dopées Ytterbium a été réalisée pour des fibres dopées Erbium-Ytterbium par l'IPHT dans le cadre du projet européen FIDELIO.

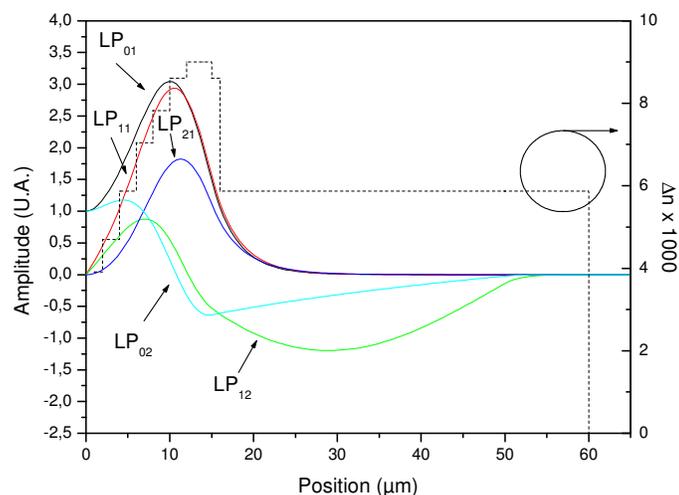


Figure 4.11 – Premiers modes d'une fibre à piédestal. L'ouverture numérique entre le piédestal et le cœur vaut 0,095.

La figure 4.11 montre une fibre à piédestal. Le cœur dopé Erbium - Ytterbium d'ouverture numérique initiale 0,17 est entouré d'une gaine dopée Germanium de 60 μm de diamètre de sorte que l'ouverture numérique résiduelle est 0,095. Comme on peut le constater, le recouvrement des modes LP_{02} et LP_{12} avec le cœur est très faible. En revanche, le mode LP_{11} n'est pas perturbé par le piédestal. La situation est donc plus favorable qu'avec une fibre à saut mais la présence du mode LP_{11} est encore problématique.

4.2. ARCHITECTURE GENERALE DE LA SOURCE

4.2.1. Cascade d'amplificateurs

Afin d'obtenir une énergie de l'ordre de 1 mJ par impulsion avec une largeur spectrale inférieure à 1 MHz et une grande qualité spatiale, l'architecture oscillateur maître amplifiée (MOPA) est la plus naturelle car elle

permet de séparer la fonction de génération de la forme d'impulsions de faible largeur spectrale de la fonction d'amplification.

L'oscillateur maître est une diode laser monomode qui émet un rayonnement continu d'une puissance égale à 20 mW. Celui-ci est modulé par un modulateur acousto-optique qui forme les impulsions. Ses pertes d'insertion atteignent 3 dB. La durée des impulsions est de l'ordre de 1 µs. L'énergie en entrée est donc de l'ordre de 10 nJ. Pour atteindre une énergie de 1 mJ, il faut un gain de 50 dB. Un gain aussi élevé ne peut pas être atteint avec un seul étage d'amplification. Avec deux étages d'amplifications, on pourrait espérer un gain de 25 dB par étage. Il s'avère pourtant que le deuxième étage ne peut être suffisant : une impulsion de 1 mJ et de 1 µs de largeur à mi-hauteur atteint 1 kW de puissance crête. Le deuxième chapitre a montré que le stockage de l'énergie impose un diamètre de l'ordre de 30 µm. Nous avons montré dans la section 3.6.3 que le seuil de la diffusion Brillouin stimulée pouvait être évalué en utilisant la relation

$$P_1(0) = 21 \frac{A_{eff}}{L g_B} \frac{\ln G}{1 - G^{-1}} \tag{4.23}$$

En prenant $G=25$ dB, $L=4$ m et $g_B \sim 1.5 \cdot 10^{-11}$ m/W, on obtient un diamètre de mode minimal est de 25 µm. Une fibre de 30 µm de diamètre de coeur est donc l'ordre de grandeur convenable. Une fibre de 20 à 30 µm de diamètre est fortement multimode. Elle génère beaucoup d'émission stimulée dans les modes d'ordre supérieur. Elle est donc difficile à saturer.

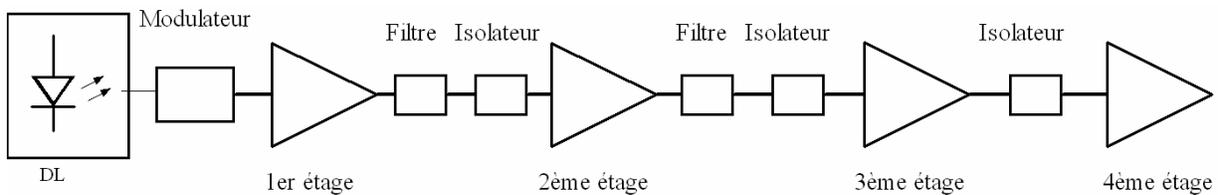


Figure 4.12 : Synoptique de la source.

Nous avons décidé de travailler sur une structure à 4 étages d'amplification (fig. 4.12). Les 3 premiers étages constituent un préamplificateur qui délivre plus de 200 µJ. Il a été utilisé pour des expérimentations Lidar par l'ONERA sur aéroport. Les caractéristiques des différents étages sont décrites brièvement dans la table 4.2. Le couplage inter-étage permet de réaliser les fonctions de filtrage et d'isolation. Le filtrage permet d'éviter que l'émission spontanée amplifiée (ESA) générée par un étage ne sature l'étage suivant. L'isolation empêche l'ESA d'un étage de saturer l'étage précédent. Ces fonctions sont d'autant plus importantes que la puissance moyenne à l'entrée d'un étage est faible. C'est le cas lorsque la fréquence de répétition des impulsions est faible. En revanche isolateur et filtres introduisent des pertes supplémentaires de l'ordre de 3 dB.

Etage	Avant filtrage	Après filtrage et isolation	Gain	Limite
Entrée	10 nJ			
1 ^{er} étage	5 μ J	2,5 μ J	500	ESA
2 ^{ème} étage	50 μ J	25 μ J	20	DBS
3 ^{ème} étage	250 μ J	125 μ J	10	ESA
4 ^{ème} étage	1000 μ J		8	ESA

Table 4.2 – Gain des différents étages

4.2.2. Banc de test de l'étage de puissance

Les dimensionnements des architectures laser à fibre effectués au chapitre 2 ont montré que pour extraire 1 mJ d'une fibre de 35 μ m de diamètre de cœur à 5 kHz de taux de répétition, il faut la pomper avec environ 30 W de pompe. Nous avons donc conçu un banc destiné à coupler une puissance de pompe d'environ 40 W dans des fibres à double gaine via un dispositif optique d'imagerie. Le banc (fig. 4.13) est constitué d'une diode de pompe (en fait des barres de diodes de pompe de 30 W multiplexées) de la société Optotools OTF60 qui délivre 60 W à 975 nm au bout d'une fibre multimode de 200 μ m de diamètre et d'ouverture numérique 0,22 équipée de connecteurs SMA. La diode est refroidie par eau en circuit fermé. A l'aide d'une optique L_1 formée d'un triplet, de focale $F_1=8$ mm, le faisceau de pompe est collimaté et réfléchi par une lame dichroïque L. Cette lame est hautement réfléchissante aux longueurs d'onde inférieures à 1100 nm. Elle est traitée antireflet aux longueurs d'onde supérieures de façon à transmettre le rayonnement laser à 1550 nm. Après réflexion sur L, le faisceau de pompe est focalisé par une lentille asphérique L_2 de focale $F_2=10$ mm traitée anti-reflet à 1550 nm.

Le faisceau est focalisé à l'entrée de la fibre à injecter tenue entre deux lames de verre. L'ensemble L_1, L_2 permet d'imager la face de sortie de la fibre de pompe sur la face d'entrée de la fibre à pomper. Les lentilles et la fibre sont mobiles grâce à des montures à butées différentielles. A l'aide de thermocouples, nous avons mesuré un échauffement des lames de verres limité à 30 °C dans le pire des cas.

Que la fibre soit pompée en configuration laser ou amplificateur, les radiations émises autour de 1,5 μ m sont collimatées par L_2 et traversent L. Elles arrivent alors sur un séparateur de faisceau à réseau holographique H. L'ordre 0 n'est pas dévié. Il est envoyé sur un calorimètre Gentech P. L'ordre +2 représente 0,3% de la puissance transmise. Il est réfléchi par un miroir doré M puis traverse la lentille L_3 de focale $F_3=400$ mm. Une caméra mobile sur un rail (Spiricon 1550 M) permet d'étudier le profil spatial du faisceau émergent. L'ordre -1 est couplé via une optique L_4 de focale $F_4=12$ mm dans une fibre optique monomode pour être étudié à l'aide d'une photodiode ou d'un analyseur de spectre optique.

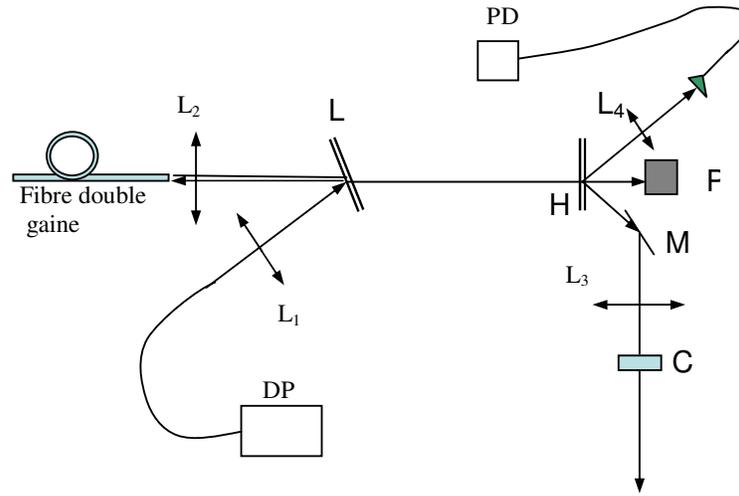


Figure 4.13 : Banc de mesure pour amplificateur à fibre double gaine. (L1, L2, L3, L4 : optiques de couplage ; L : lame dichroïque HT à 1550 nm et HR à 975 nm ; H : séparateur de faisceau holographique ; P : calorimètre ; C : Caméra ; M : miroir doré ; PD : photodiode).

4.2.3. Mesure de la puissance moyenne

Le calorimètre P permet de mesurer la puissance moyenne du faisceau émergent. A chaque modification du montage, la transmission des différentes optiques situées entre la fibre à tester et le calorimètre est à nouveau mesurée. Elle est en général aux alentours de 77%. Toutes les puissances et énergies données sont donc corrigées de ce facteur.

4.2.4. Mesure de l'énergie

En régime impulsionnel, le calorimètre mesure la puissance moyenne \bar{P} . La photodiode permet d'accéder à une tension $U(t)$ proportionnelle à la puissance instantanée incidente $P(t)$. Deux acquisitions de profils temporels sont effectuées à l'aide d'un oscilloscope. Pendant la durée des impulsions, $U_p(t)$ est proportionnelle au profil de l'impulsion. Entre deux impulsions, $U(t)$ est proportionnelle à l'émission spontanée amplifiée générée par la fibre. Soit E l'énergie contenue dans une impulsion et P_{ase} la puissance moyenne d'émission spontanée.

On a :

$$\frac{E}{P_{ase} T} \approx \frac{E}{P_{ase} (T - T_p)} = \frac{\int_0^{T_p} U_p(t) dt}{\int_{T_p}^T U(t) dt} \tag{4.24}$$

De plus :

$$\bar{P}T = \eta \left(\int_0^{T_p} U_p(t) dt + \int_{T_p}^T U(t) dt \right) \quad (4.25)$$

D'où :

$$E = \frac{\bar{P}T}{1 + \frac{\int_0^{T_p} U_p(t) dt}{\int_{T_p}^T U(t) dt}} \quad (4.26)$$

Evaluons la précision de l'expression ci-dessus. Soit $T_{1/2}$ la durée à mi-hauteur de l'impulsion et U_c la tension crête correspondante.

$$E = \frac{\bar{P}T}{1 + \frac{U_c T_{1/2}}{U_{\min} T}} \quad (4.27)$$

Typiquement, nous utilisons une photodiode dont la plage de linéarité permet d'atteindre $U_c \sim 400$ mV aux bornes de celles-ci. La plus petite tension mesurable avec la photodiode et l'oscilloscope qui sorte du bruit est de l'ordre de $U_{\min} \sim 500$ μ V. Nous mesurons des impulsions dont la largeur à mi-hauteur $T_{1/2}$ est de l'ordre de 1 μ s.

Le plus petit taux de répétition où l'expression ci-dessus permet effectivement de mesurer l'énergie contenue dans les impulsions est tel que le deuxième terme du dénominateur de l'équation (4.27) soit de l'ordre de 1.

$$F = \frac{U_{\min}}{U_c T_{1/2}} \approx 1 \text{ kHz} \quad (4.28)$$

Notre technique de mesure permet donc d'évaluer l'énergie contenue dans les impulsions générées avec une précision raisonnable à des taux de répétition de quelques kilohertz.

4.2.5. Mesure du M^2

Nous avons montré au chapitre 1 que la qualité spatiale du faisceau pouvait avoir une influence significative sur les performances des lidars à détection cohérente. Il est donc nécessaire d'évaluer la qualité spatiale du faisceau produit. Une grandeur appropriée dans le contexte des lidars est le facteur de propagation de faisceaux introduit par Siegmann, le M^2 . Ce paramètre caractérise les qualités de propagation d'un faisceau de rayon au col w et de divergence θ :

$$M^2 = \left(\frac{\pi}{\lambda} \right)^2 w^2 \theta^2 \quad (4.29)$$

La lentille L_3 de notre banc de mesure produit un col secondaire du faisceau, conjugué via L_2 et L_3 de la face de sortie de la fibre. Le faisceau laser se propage de part et d'autre de ce col. En déplaçant la caméra le long de l'axe optique, il est possible de mesurer la distribution en intensité $I(x,y,z)$ du faisceau dans un plan de position z fixée. On peut définir les moments d'ordre 2, W_x et W_y , selon x et y respectivement, par les expressions :

$$W_x^2(z) = \langle x^2 \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} x^2 I(x,y) dx dy \quad (4.30)$$

Ces moments jouent le rôle de diamètres. Ce moment d'ordre 2 est minimal au col du faisceau en $z=z_{0,x,y}$, soit σ_0 sa valeur en ce col.

On montre que W_x et W_y évoluent selon

$$W_{x,y}^2(z) = \sigma_{x,y}^2 \left(\frac{z - z_{0,x,y}}{z_{R,x,y}} \right)^2 \quad (4.31)$$

Dans l'expression ci-dessus, $z_{R,x,y}$ joue le rôle d'une distance de Rayleigh pour le faisceau gaussien sous-jacent au faisceau réel.

Afin d'évaluer les facteurs M_x^2 (selon l'axe x) et M_y^2 (selon l'axe y) du faisceau réel, nous procédons de la façon suivante : l'intensité $I(x,y,z)$ est enregistrée dans une dizaine de plans de coordonnée z différentes répartis de part et d'autre du col et correspondent à au moins 3 distances de Rayleigh. Les diamètres W_x et W_y sont alors calculés en chaque plan. Les évolutions de W_x et W_y en fonction de z sont alors ajustées en utilisant la relation (4.36). Les facteurs M_x^2 et M_y^2 sont alors donnés par le rapport entre la distance de Rayleigh du faisceau gaussien de même diamètre et la distance de Rayleigh mesurée :

$$M_{x,y}^2 = \frac{\pi \sigma_{x,y}^2}{\lambda z_{R,x,y}} \quad (4.32)$$

4.3. PREAMPLIFICATEUR A MAINTIEN DE POLARISATION

Nous avons d'abord conçu une chaîne de trois étages d'amplification à fibres à faible biréfringence présentée dans l'annexe G. La présence de plusieurs modes, notamment du mode LP_{11} dans le troisième étage empêche d'obtenir une bonne qualité spatiale et un bon état de polarisation. Nous avons donc décidé d'assembler un amplificateur à fibres à maintien de polarisation afin de préserver une polarisation linéaire tout le long du montage. Les résultats de cette section ont été obtenus avec la participation de A. Durecu et L. Lombard.

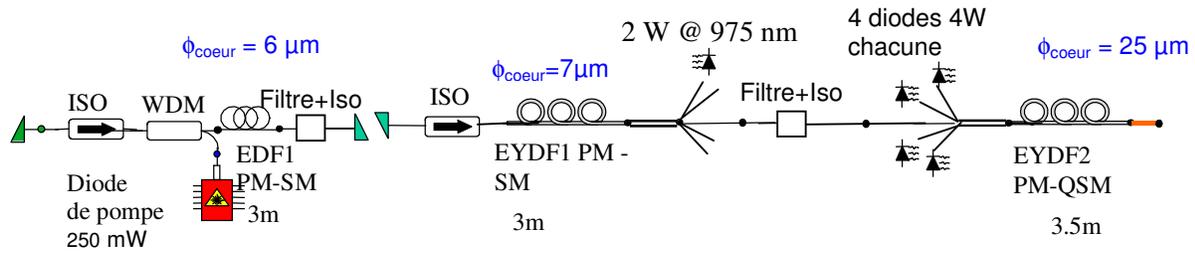


Figure 4.14 : Schéma de principe du préamplificateur à maintien de polarisation (ISO : isolateur, WDM : multiplexeur 980 nm/1550 nm, EDF1 : fibre dopée Erbium n°1 ; EYDF1 : fibre dopée Erbium-Ytterbium n°1; EYDF2 : fibre dopée Erbium-Ytterbium n°2)

Le préamplificateur est constitué de 3 étages successifs (fig. 4.14). L'architecture a été optimisée pour permettre, avec les composants à maintien de polarisation disponibles commercialement de minimiser la génération d'ESA et de maximiser la qualité spatiale.

4.3.1. Performances du 1^{er} étage

Le premier étage est construit avec une fibre dopée purement Erbium car la puissance de pompe à absorber est faible. Son rôle est d'augmenter la puissance moyenne pour qu'elle soit suffisante afin de saturer le deuxième étage. La fibre présente un diamètre de mode de $8,8 \mu\text{m}$ et une absorption à 1535 nm de 55 dB/m. Grâce à cette absorption très élevée, la longueur de fibre est courte (3 m). Nous avons donc pu choisir une configuration en pompage copropagatif pour laquelle le seuil Brillouin n'est normalement pas optimal. Cette configuration permet de minimiser la production d'ESA copropagative susceptible de saturer les étages suivants.

Le 1^{er} étage a été caractérisé en utilisant des impulsions de durée 1 μs . L'énergie en entrée vaut 7 nJ (soit 7 mW de puissance crête). A 1 kHz, le 1^{er} étage génère 8,5 μJ par impulsion (avant le filtre). Elle diminue régulièrement avec la fréquence comme l'indique la figure 4.15. Le gain du 1^{er} étage en énergie avoisine donc 31 dB. Du fait de ce gain élevé, le 1^{er} étage génère beaucoup d'ESA (fig. 4.16). Cette ESA est donc filtrée en utilisant un filtre passe-bande de 1 nm de large. Ce filtre est constitué d'un circulateur et d'un réseau de Bragg. Les pertes d'insertion totales du filtre sont de 4 dB. En sortie du 1^{er} étage, à 4 kHz, l'énergie nette est donc seulement de l'ordre de 2,5 μJ seulement. Le filtrage de l'ESA est néanmoins nécessaire pour éviter de saturer les étages suivants entre les impulsions.

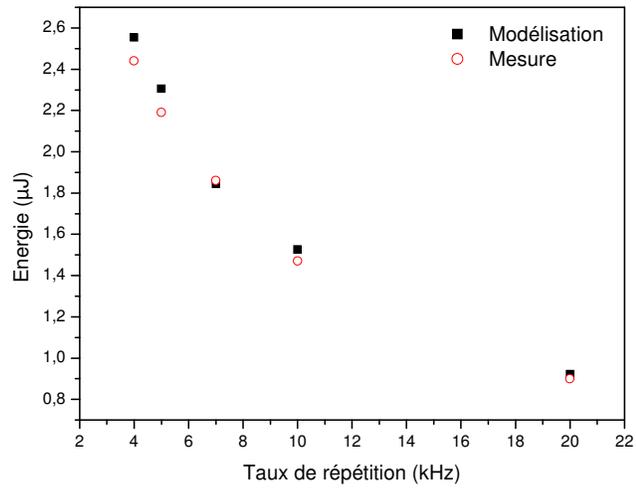


Figure 4.15 : Evolution de l'énergie en sortie du 1er étage après le filtre passe-bande (Résultats expérimentaux, cercles ; modélisation, carrés). La puissance de pompe couplée est évaluée à 200 mW.

Le degré de polarisation du signal en sortie du 2^{ème} étage est meilleur que 99 %. Le taux d'extinction en polarisation atteint 36 dB.

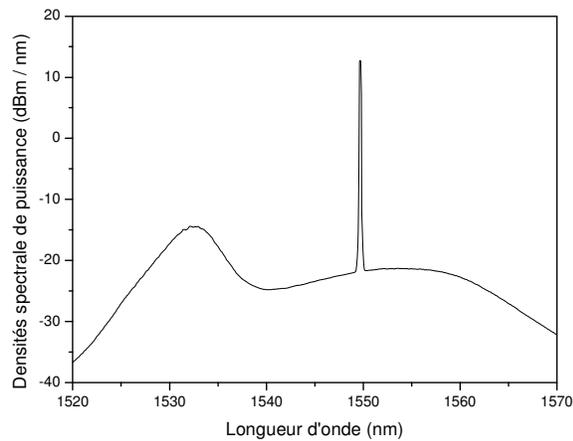


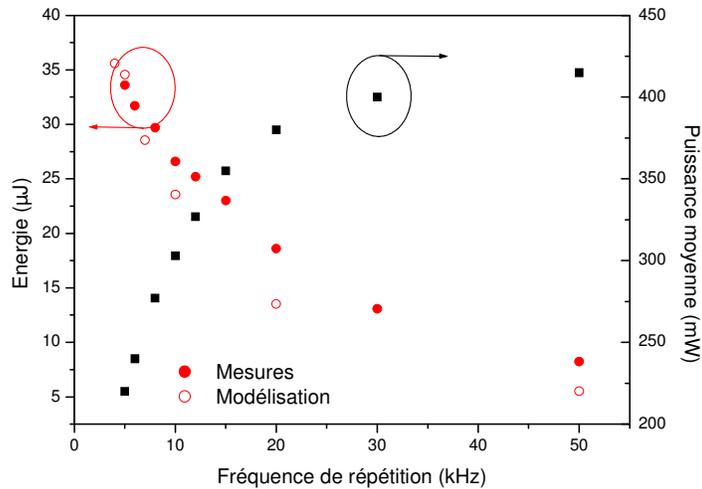
Figure 4.16 : Spectre en sortie du 1er étage avant le filtre passe-bande (la puissance de pompe couplée est évaluée à 200 mW ; le taux de répétition vaut 4 kHz)

4.3.2. Performances du deuxième étage

Le deuxième étage est construit avec une fibre Erbium – Ytterbium de diamètre de cœur 6,5 μm. Deux diodes de pompe qui délivrent chacune 1,35 W sont couplées à la fibre dopée en utilisant un coupleur multi-brins. Nous avons choisi une configuration contrapropagative afin de maximiser le seuil Brillouin (cf. section 3.6). La sortie du deuxième étage est filtrée en utilisant un filtre à réseau de Bragg similaire à celui du 2^{ème} étage. Les pertes d’insertion du filtre ont été mesurées à 3 dB. A 4 kHz, l’énergie en sortie du 2^{ème} étage est limitée à 33 μJ lorsque le courant de pompe est 2.5 A (fig. 4.17), le gain en énergie du atteint donc 11 dB.

Nous observons que pour des puissances de pompe comprises entre 1.8 W et 2,7 W, l’énergie par impulsion est proportionnelle à la puissance de pompe pour des taux de répétition compris entre 4 kHz et 30 kHz (fig. 4.18). Sur cette plage de taux de répétition, le deuxième étage est donc bien saturé. A des taux de répétition plus faibles, l’auto-saturation par l’ESA empêche l’énergie de croître avec la puissance de pompe. Au-delà de 4 kHz, une fibre plus longue ou une puissance de pompe plus élevée sont donc susceptibles d’accroître l’énergie. Une estimation rapide du seuil de la diffusion Brillouin Stimulée dans cette fibre (aire effective $A_{eff}=80 \mu m^2$; gain Brillouin $g_B=1,3 \cdot 10^{-11} m/W$; longueur de fibre $L=3 m$) montre que la puissance crête maximale transportable vaut :

$$P_{max} = 21 \frac{A_{eff}}{g_B L} \approx 43 \text{ W} \tag{4.33}$$



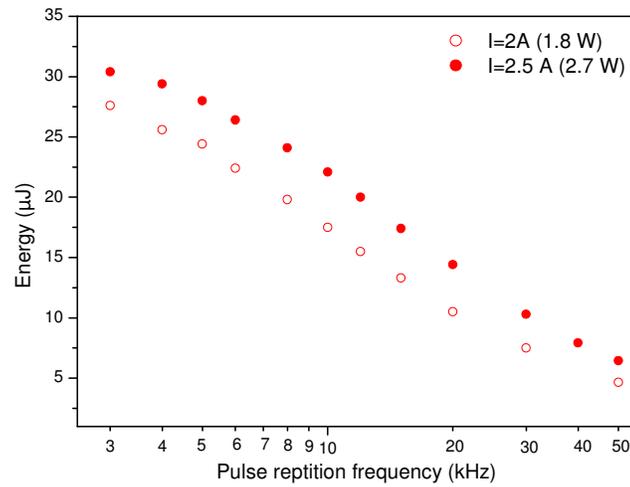


Figure 4.18 : Evolution de l'énergie en sortie du 2^{ème} étage après le filtre pour deux puissances de pompe différentes.

En enregistrant au moyen d'une photodiode rapide la forme de l'impulsion après atténuation, nous avons estimé la puissance crête à 4 kHz à 35 W (fig. 4.19a). L'énergie produite par le second étage est donc limitée par la diffusion Brillouin dans le cordon de sortie. Cette valeur est en bon accord avec le résultat de modélisation qui montre par ailleurs que le seuil Brillouin est atteint dans la fibre dopée vers 40 W crêtes (fig. 4.19b). Notons que les 30 µJ correspondants sont suffisants pour saturer le 3^o étage.

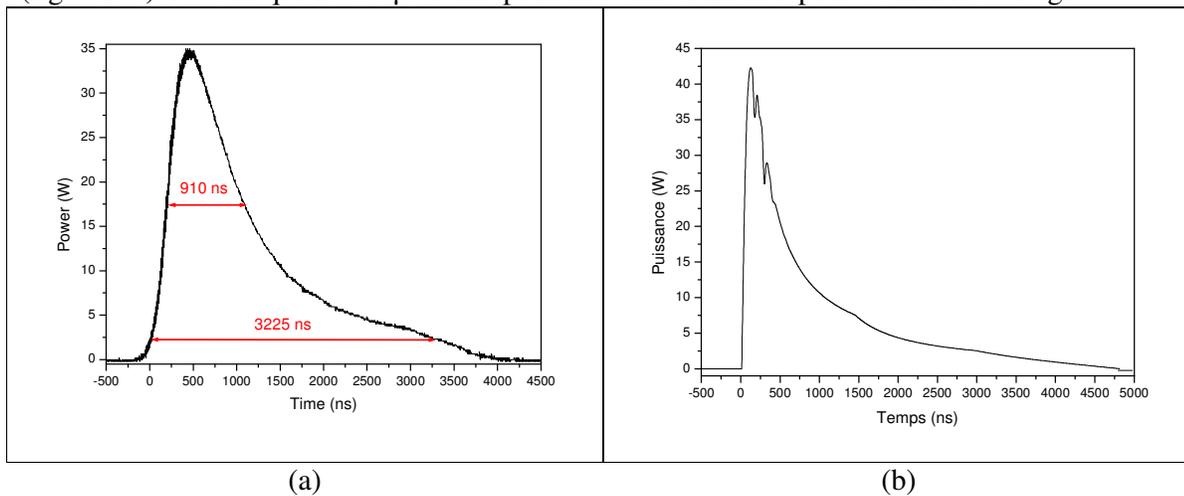


Figure 4.19 : Forme d'impulsion en sortie du 2^{ème} étage à 4 kHz de taux de répétition (a) Résultats expérimentaux, (b) Résultats de modélisation. On note que le seuil Brillouin est juste atteint. L'impulsion en entrée est trapézoïdale de temps de montée 1 µs.

Le degré de polarisation mesuré en sortie du 2^{ème} étage est mesuré supérieur à 96 %. Le rapport d'extinction en polarisation atteint 36 dB.

4.3.3. Performances du troisième étage

Le 3^{ème} étage est construit avec une fibre dopée Erbium – Ytterbium. Afin d'accroître l'énergie transportable, le diamètre du coeur doit être suffisamment large pour permettre de transporter des puissances crêtes élevées sans atteindre la Diffusion Brillouin Stimulée. Nous avons choisi une fibre dont le diamètre de coeur atteint 25 μm . Pour obtenir une qualité de faisceau satisfaisante, cette fibre est une fibre à piédestal. Nous pouvons estimer le seuil de la DBS en utilisant l'équation (4.33). Supposons que nous ayons un amplificateur de 3,5 m de long qui génère un gain de 10 dB avec un gain Brillouin qui vaut $1,5 \cdot 10^{-11}$ m/W. Le seuil est alors de l'ordre de 388 W de puissance crête.

L'ouverture numérique effective entre le coeur et le piédestal vaut 0,09. Sa fréquence normalisée vaut donc $V=4,6$. La fibre guide ainsi 4 familles de modes: LP_{01} , LP_{11} , LP_{21} et LP_{02} . Afin d'obtenir une bonne qualité de faisceau, nous avons mis en œuvre des techniques d'injection sélective pour coupler la puissance issue du coupleur multi-brins préférentiellement dans le mode LP_{01} . Toutefois, à cause des imperfections des soudures et des différences de taille de mode, tous les modes reçoivent une petite fraction de la puissance.

Pour maximiser la puissance crête extractible, une configuration de pompage contrapropagatif serait la meilleure. Pour cela, un coupleur de pompe multibrin dont le brin signal est une fibre faiblement multimode serait nécessaire. Malheureusement, nous n'avons pas trouvé de coupleur multibrin à fibre à maintien de polarisation faiblement multimode disponible commercialement. La fibre est donc pompée en configuration copropagative : 4 diodes de pompe qui génèrent chacune environ 3.7 W à plein courant sont couplées à la fibre au travers d'un coupleur multibrin dont le brin signal est une fibre monomode à maintien de polarisation.

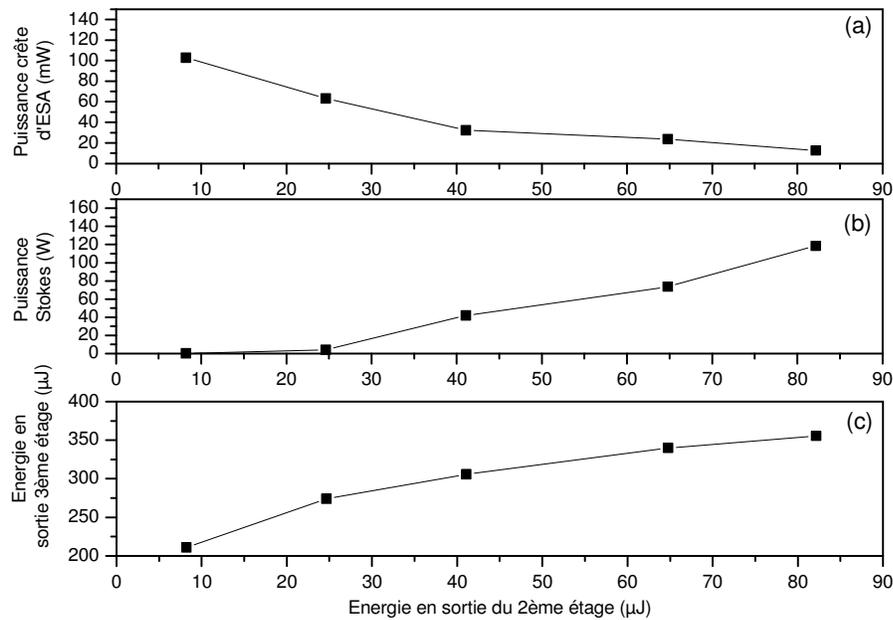


Figure 4.20 : Simulations des performances du 3^{ème} étage en fonction de l'énergie par impulsion en sortie du 2^{ème} étage. (a) Puissance crête d'ESA entre les impulsions. (b) Puissance crête Stokes rétrodiffusée par la DBS. (c) Energie par impulsion en sortie de l'amplificateur.

La modélisation effectuée figure 4.20 permet de vérifier que l'énergie par impulsion en sortie du 2^{ème} étage est optimale. L'énergie extraite du 3^{ème} étage augmente en effet régulièrement avec une légère saturation après 30 μJ (fig. 4.20a). De même, la saturation de l'amplificateur augmente comme le montre la décroissance de la puissance d'ESA produite par l'amplificateur divisée par 5 lorsque l'énergie injectée passe de 10 μJ à 50 μJ (fig. 4.20b). Le seuil Brillouin atteint vers 30 μJ en entrée est cependant la limite (fig. 4.19c).

A une fréquence de répétition de 4 kHz, l'énergie en sortie du 3^{ème} étage est limitée à 260 μJ lorsque le courant de pompe vaut 3.5 A et le 3^{ème} étage est pompé à 6.5 A (fig. 4.21). Le pourcentage d'ESA dans la puissance totale augmente brusquement au-dessous de 10 kHz de taux de répétition pour atteindre 20 % de la puissance totale à 4 kHz (fig. 4.22). L'énergie en sortie plafonne aux taux de répétition inférieurs à 5 kHz à cause de la saturation par l'ESA.

En modulant le signal injecté dans le préamplificateur par une forme trapézoïdale, on obtient en sortie la forme de la figure 4.23 qui est suffisamment régulière pour être utilisée en configuration Lidar.

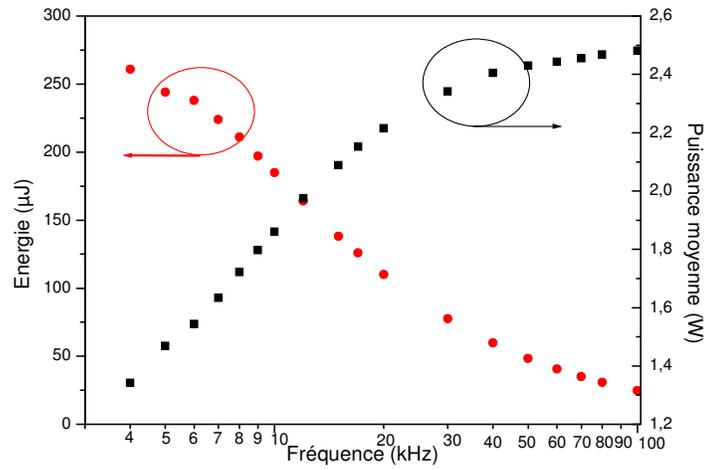


Figure 4.21 : Energie (disques) et puissance moyenne et (carrés) en sortie du 3^{ème} étage.

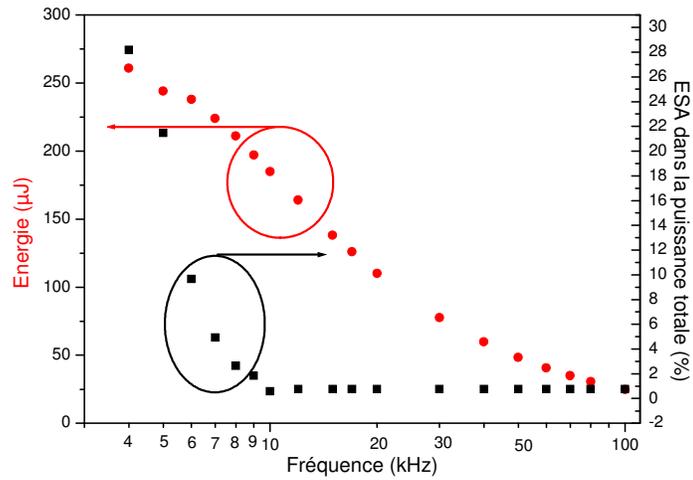


Figure 4.22 : Energie (disques) et fraction d'ESA dans la puissance totale (carrés) en sortie du 3^{ème} étage.

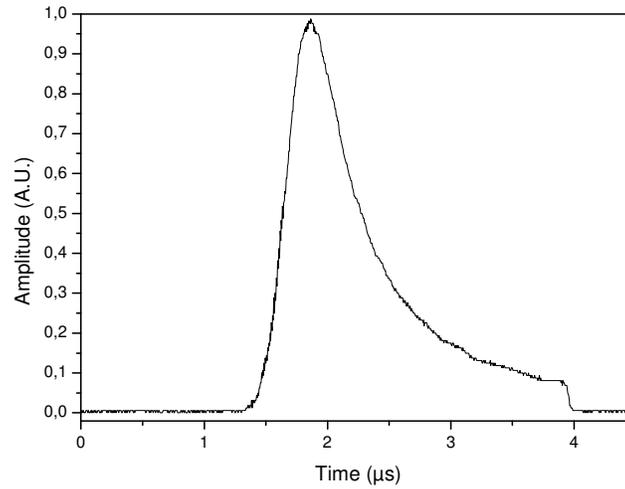


Figure 4.23 : Forme des impulsions en sortie du 3^{ème} étage.

Nous avons mesuré le moment d'ordre 2 de la distribution d'intensité dans plusieurs plans perpendiculaires à l'axe de propagation du faisceau. L'ajustement de ces points permet d'estimer le paramètre M^2 à 1.2 / 1.4 selon les axes X et Y (cf. figure 4.24).

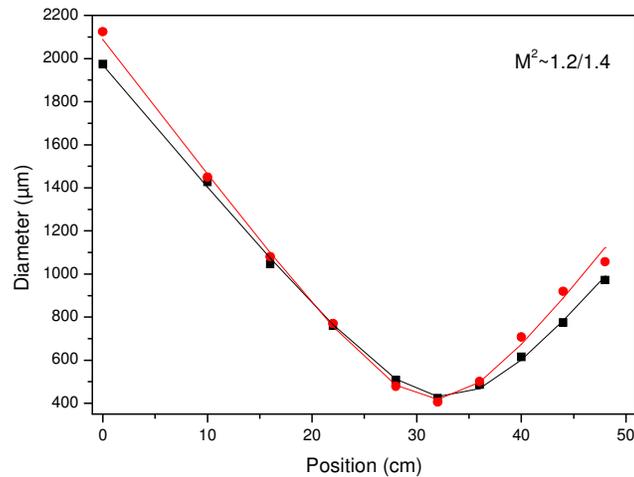


Figure 4.24 : Mesure du M^2 en sortie du 3^{ème} étage

La fig. 4.25 montre des images de la distribution en intensité dans le champ proche et le champ lointain qui confirment l'excellente qualité du faisceau. Lorsqu'on regarde dans le champ lointain (fig. 4.24b), le faisceau adopte une forme de haricot qui est typique d'un mélange du mode LP_{01} avec une petite fraction des modes d'ordre supérieur LP_{11} et LP_{02} . La stabilité du faisceau est excellente.

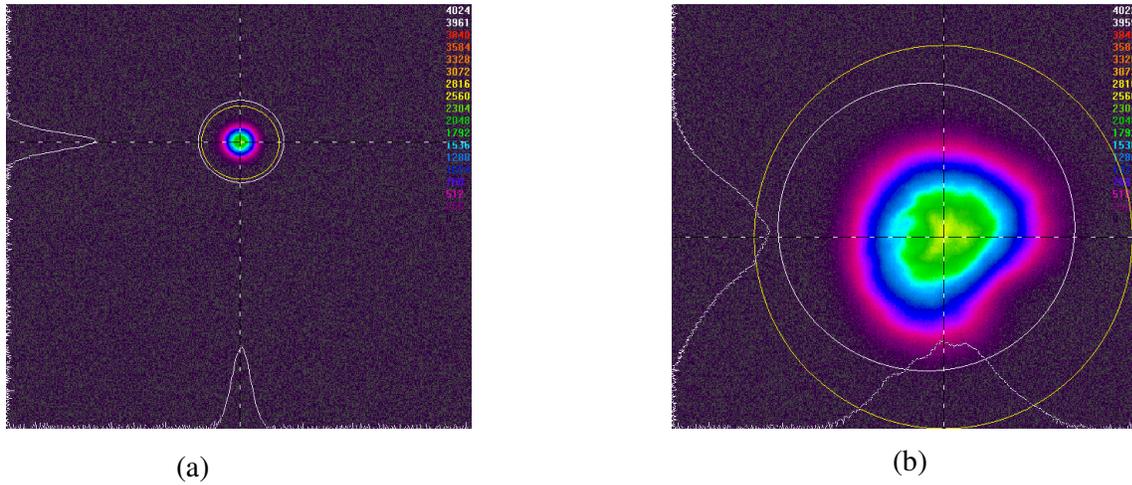


Figure 4.25 : Distribution d'intensité dans le champ proche (a) et à quatre distances de Rayleigh (b) en sortie du 3^e étage

Le taux d'extinction en polarisation est mesuré supérieur à 20 dB.

4.4. RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR L'ETAGE DE PUISSANCE

Le quatrième et dernier étage est décrit sur la figure 4.26. Il est isolé du préamplificateur de la section 4.3 par un isolateur en espace libre. L'ESA générée par le quatrième étage est ainsi normalement bloquée et ne vient pas saturer le 3^e étage. L'isolateur est indépendant de la polarisation, il est constitué de deux calcites qui séparent spatialement les polarisations, d'un rotateur Faraday et d'une lame $\lambda/2$. Le tronçon de 2,4 m est pompé en espace libre en utilisant le dispositif de la section 4.2.

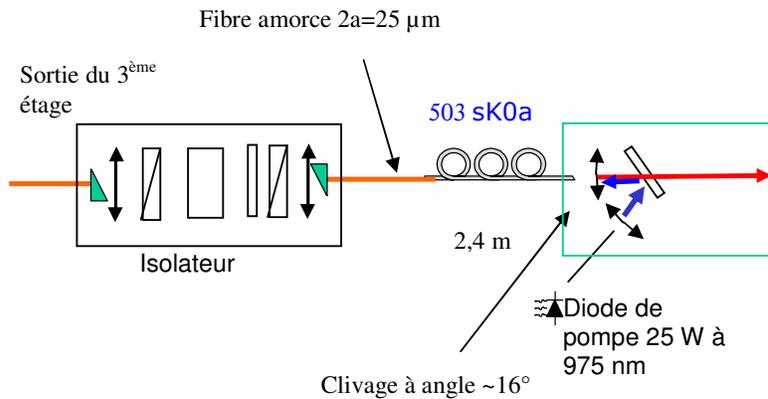


Figure 4.26 : Schéma de principe du 4^e étage.

La fibre utilisée (503sK0A fig. 4.27) a été conçue et réalisée par les Dr. Sylvia Jetschke et Sonia Unger de l'IPHT.

4.4.1. Test de la fibre 503sK0A

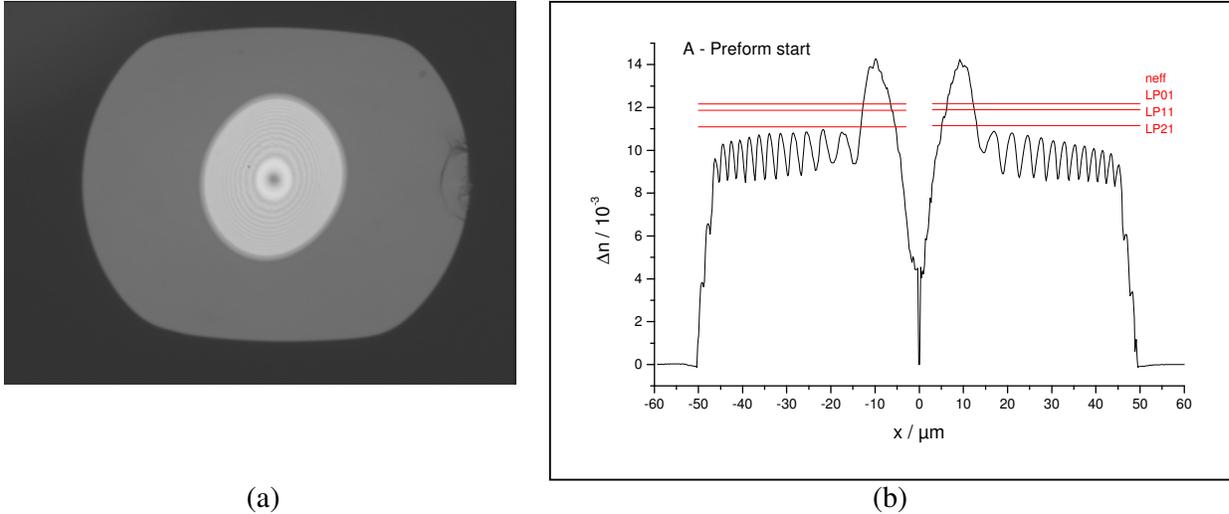


Figure 4.27 : Image de la surface polie et profil d'indice (mesuré sur la préforme) de la fibre.

L'absorption à faible puissance de la pompe de cette fibre à 920 nm est de 3 dB/m à 920 nm et 6 dB/m à 975 nm. Une longueur de 2,5 m permet donc d'absorber environ 15 dB avant que l'absorption à 975 ne sature. La gaine en forme de double D (fig. 4.27 a) permet d'éviter la présence de caustiques et maximise ainsi l'absorption de la pompe (cf. chapitre 1). La structure en piédestal (fig 4.27) a été modélisée dans la section 4.1.5. Elle permet de réduire l'ouverture numérique effective du guide cœur / piédestal à 0,1 environ.

Afin d'évaluer l'efficacité de la fibre amplificatrice, nous en avons d'abord utilisé un morceau de 2 m en configuration amplificateur avec pompage contrapropagatif. Une puissance en régime continu de 562 mW est injectée à travers un convertisseur de mode (qui ne maintient pas la polarisation) ce qui permet d'obtenir une taille de mode de 28 μm (fig. 4.28).

L'efficacité mesurée est de 18 %. Lorsqu'on augmente la puissance injectée à 924 mW, l'efficacité augmente un peu pour atteindre 20 %. Cette efficacité reste assez faible du fait de la faible longueur de fibre utilisée et de la présence des modes d'ordre supérieur qui génèrent de l'ESA. Cette expérience confirme cependant que 900 mW de puissance moyenne sont suffisants pour saturer le 4^{ème} étage. Rappelons que le 3^{ème} étage produit 1,2 W à 4 kHz dont 1 W moyen de signal.

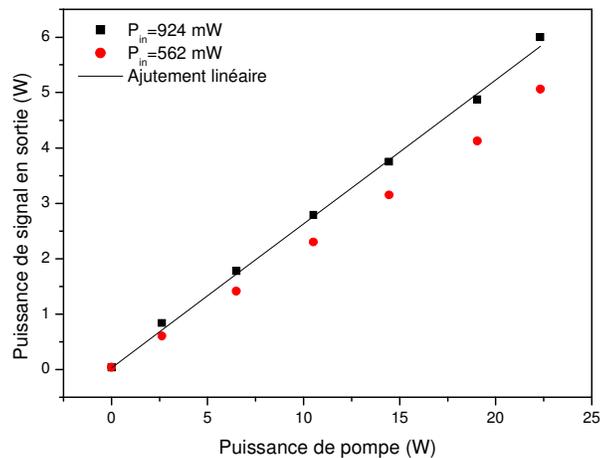


Figure 4.28 : Test de la fibre en configuration amplificateur de la fibre 503sK0-A après optimisation des conditions d'injection.

4.4.2. Energie extraite du 4^{ème} étage

Les mesures ont été effectuées pour un courant de pompe du 4^{ème} étage de 32 A. Ce courant correspond à une puissance injectée de 20 W. L'énergie par impulsion augmente régulièrement lorsque le taux de répétition est réduit jusqu'à 10 kHz (fig. 4.29). Pour des taux de répétition plus faibles, le pourcentage d'ESA dans la puissance totale augmente brutalement pour atteindre jusqu'à 80 % à 4 kHz de taux de répétition. Dans le même temps l'énergie maximale, soit 550 μJ par impulsion environ, est atteinte pour un taux de répétition de 8 kHz. Aux taux de répétition inférieurs, l'essentiel de la puissance moyenne est converti en ESA. Cette quantité importante d'ESA qui apparaît environ 80 μs après chaque impulsion est visible sur la figure 4.30b. Ce phénomène pourrait être lié à l'injection d'ESA par les étages précédents. En effet, lorsqu'on réduit la puissance de pompe du 2^{ème} étage (symboles pleins), la fraction d'ESA dans la puissance totale est réduite. Comme la sortie du 2^{ème} étage est filtrée, l'ESA visible sur la figure 4.29b est concentrée dans la bande du filtre. Elle ne peut donc pas être séparée spectralement du signal. En revanche, l'énergie par impulsion n'augmente quasiment pas. La puissance de pompe du 4^{ème} étage ne peut pas être augmentée sans déclencher des oscillations laser parasites. Ce comportement est illustré sur la figure 4.31 dans le domaine temporel et sur la figure 4.33 dans le domaine spectral. Notons cependant que nos modélisations n'ont pas permis de retrouver ce phénomène.

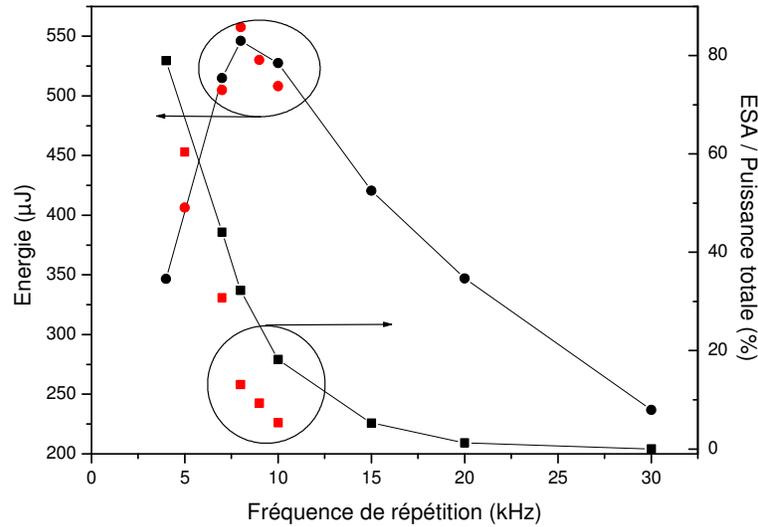


Figure 4.29 : Evolution de l'énergie par impulsion et du pourcentage d'ESA dans la puissance totale en fonction du taux de répétition pour deux valeurs du courant dans le 2^{ème} étage ($I_2=3$ A symboles noirs et traits, $I_2=1,4$ A symboles rouges sans traits) et $I_4=32$ A pour le courant de pompe du 4^{ème} étage soit environ 20 W incidents.

Pour obtenir en sortie une impulsion dont la forme soit très proche d'une gaussienne, nous avons utilisé une forme en entrée du 1^{er} étage qui inverse de manière approchée l'effet de la compression de gain due à la relation de Frantz et Nodvik (cf. chap. 2). Nous avons choisi une forme d'impulsion de la forme (fig. 4.30) :

$$P(t) = P_{\max} * \left(\frac{t}{T_1}\right)^6 \cdot \exp\left(-600\left(\frac{t}{T_1}\right)^6\right) \tag{4.34}$$

où T_1 est la durée totale de l'impulsion soit 3,2 μs.

L'évolution temporelle de la puissance en sortie est enregistrée sur la figure 4.31. La figure 4.31a montre la forme de l'impulsion. Nous avons mesuré à 8 kHz de taux de répétition une largeur à mi-hauteur de 1μs. La fig. 4.31b montre l'enregistrement de la puissance émise entre 2 impulsions. La croissance de l'ESA est clairement visible après 40 à 80 μs. La présence d'ESA est un problème majeur dans notre montage qui limite l'énergie extractible. Notons qu'à des taux de répétition plus élevés, l'ESA est plus faible car le gain de l'amplificateur n'a pas le temps de retrouver un niveau aussi élevé.

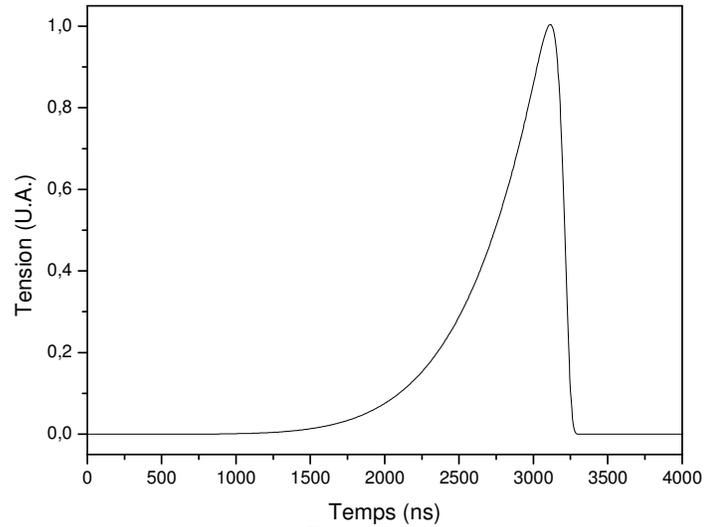


Figure 4.30 : Forme de l'impulsion en entrée du 1^{er} étage pour obtenir la forme de la figure 4.31.

L'étude du spectre révèle deux mécanismes qui limitent la croissance de l'énergie à faible taux de répétition. La figure 4.32 montre le spectre du signal en sortie du 4^{ème} étage en fonction du taux de répétition. L'ESA croît lorsque le taux de répétition est diminué car l'inversion de population et donc le gain a alors de plus en plus de temps pour croître entre deux impulsions. Le pic de l'ESA est atteint autour du pic de gain à 1535 nm. Le spectre révèle que même pour une fréquence de répétition de 10 kHz, le niveau maximal d'ESA est de 40 dB inférieur au pic du signal (fig. 4.32). En approximant l'ESA par un niveau 40dB inférieur au pic de signal sur une bande de 20 nm, la puissance d'ESA ne serait que de l'ordre de 3% de la puissance totale. D'un autre côté, l'analyse dans le domaine temporel des traces a montré que à 10 kHz, 20 % de la puissance est contenue dans l'ESA (fig. 4.31). Nous pouvons en conclure que l'énergie extraite est surtout limitée par l'ESA dans la bande des filtres utilisés après le 1^{er} et le 2^{ème} étage. Elle ne peut être résolue par le spectromètre optique. Elle est générée dans les étages précédents et un filtre optique ne peut pas la supprimer.

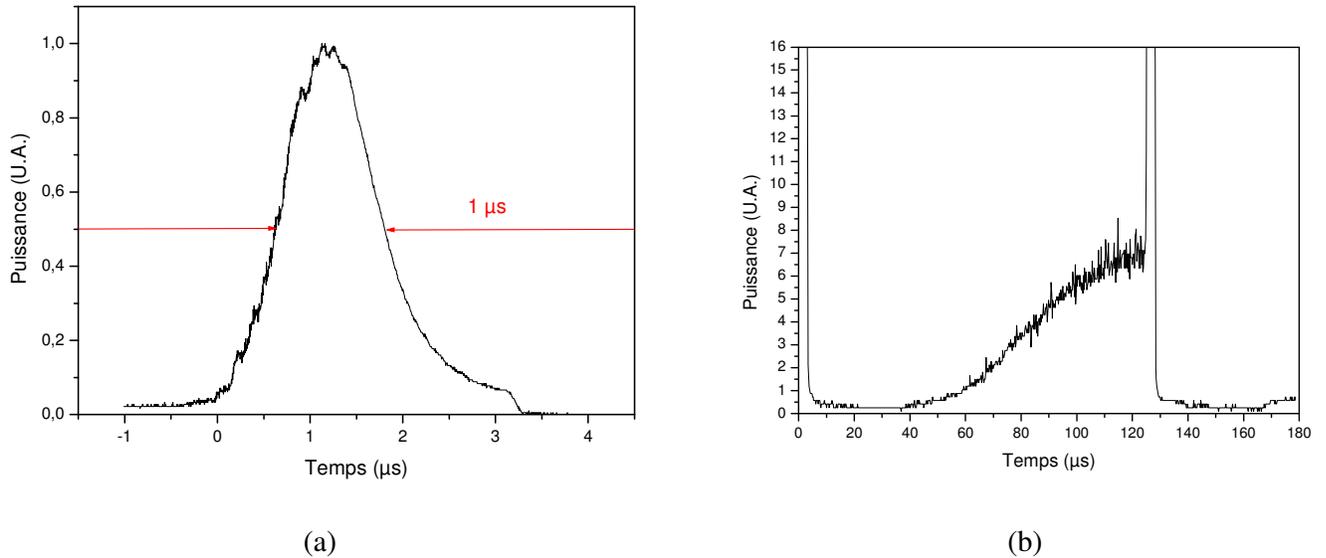


Figure 4.31 - Enregistrement de l'évolution temporelle de la puissance entre deux impulsions : (a) Forme des impulsions et (b) Présence d'ESA avant les impulsions.

La figure 4.29 montre que la diminution du courant de pompe du 2^{ème} étage de 3A (symboles noirs et traits) à 1,4 A (symboles rouges sans traits) permet de réduire la fraction d'ESA dans la puissance totale. Cependant, cela augmente le gain du 4^{ème} étage.

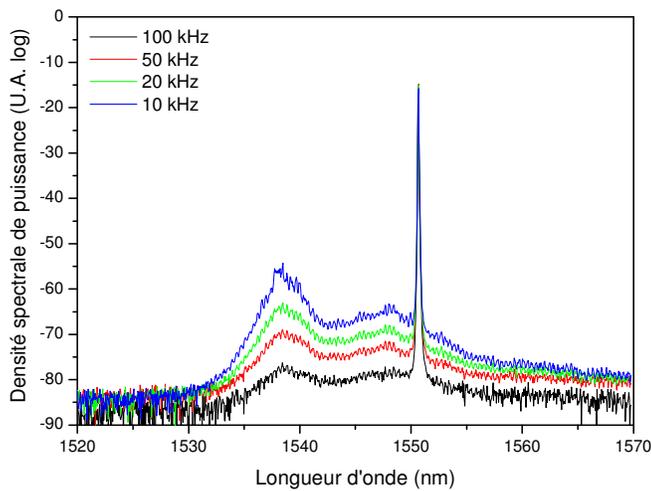


Figure 4.32 - Evolution du spectre en sortie du 4^{ème} étage en fonction du taux de répétition.

Lorsque ce gain devient trop élevé (courant de pompe du 2^{ème} étage de 1.1 A au lieu de 3A), des oscillations parasites apparaissent dans la trace temporelle, ainsi que dans le domaine spectral et des pics apparaissent dans le domaine spectral, traduisant une oscillation laser parasite vers 1535 nm (fig. 4.33-4.34). Ce phénomène est similaire à celui décrit dans la section 2.4.2.

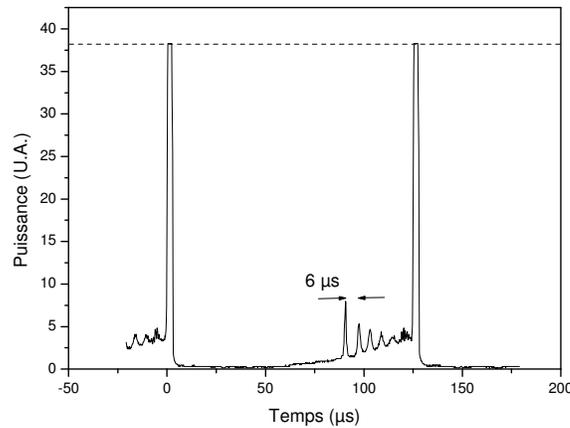


Figure 4.33 - Oscillations laser parasites entre les impulsions

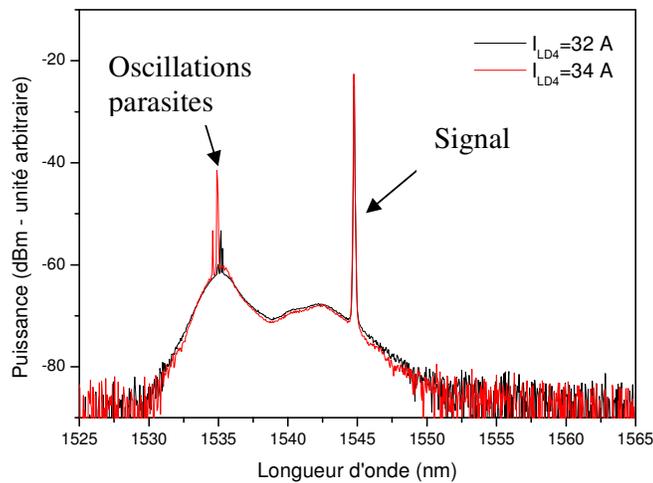


Figure 4.34 - Emission laser parasite à 1535nm

Avec un ajustement soigneux des paramètres du montage (taux de répétition à 8 kHz, courant de pompe du 3^{ème} étage, courant de pompe du 2^{ème} étage), nous avons obtenu une énergie de 660 μ J par impulsion avec un taux de répétition de 8 kHz. La fraction totale d'ESA dans la puissance totale est alors de 42%.

Afin de dépasser ces limites liées à l'ESA, deux pistes doivent être explorées simultanément : il faut, d'une part augmenter le gain maximum atteignable dans le 4^{ème} étage et d'autre part réduire l'ESA injectée qui est responsable de la réduction du gain effectif. Le gain maximal est fixé par les réflexions parasites et par la longueur d'onde où le gain maximal est atteint. On peut donc envisager d'identifier les causes de réflexions (notamment dans l'isolateur) et s'efforcer de les réduire mais aussi rallonger la fibre amplificatrice du 4^{ème} étage. En effet, la réabsorption aux courtes longueurs d'onde permettra de réduire le gain à 1535 nm au profit du gain à 1545 nm, longueur d'onde signal. Nous avons vu que l'ESA est principalement dans la bande et ne peut donc pas être réduite par filtrage spectral. En revanche l'utilisation d'une porte temporelle permettra de la réduire. Un modulateur acousto-optique peut être introduit dans le montage [4.9]. Ce composant est toutefois habituellement couplé avec de la fibre standard et ne peut donc être utilisé que sur le premier ou le deuxième étage. En outre, ses pertes d'insertion sont élevées (de l'ordre de 3 dB) et il consomme une puissance électrique significative. Une autre possibilité est de moduler le courant des diodes de pompe de sorte de ne pomper les étages intermédiaires que pendant un temps optimisé pour que le gain maximal soit atteint juste avant l'arrivée d'une impulsion.

4.4.3. Qualité spatiale

Nous n'avons pas vraiment réussi à obtenir une forme de faisceau satisfaisante : nous avons mesuré une valeur du paramètre M^2 égale à 1.3 selon l'axe X et 2.2 selon l'axe Y direction (fig. 4.35). La forme du faisceau est toutefois instable lorsque les conditions de température et de contrainte changent. Le faisceau a parfois une forme à deux lobes (fig. 4.35c). Il contient sans doute une fraction importante de puissance dans le mode LP_{11} . La modélisation de la section 4.1.5 a montré que la structure à piédestal ne permettait pas de discriminer suffisamment les modes LP_{01} et LP_{11} , en particulier à cause de la présence du trou dans le profil d'indice. Nous pensons donc que ce trou explique les mauvaises performances obtenues.

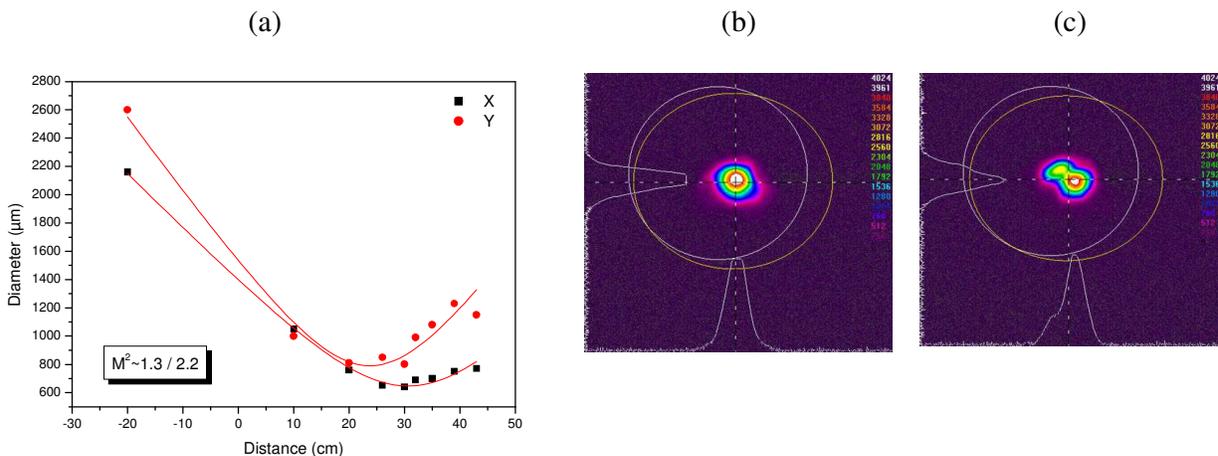


Figure 4.35 - Qualité de faisceau en sortie du 4^{ème} étage (a). La qualité de faisceau est instable et dépendante de la position de la fibre qui change la phase entre les modes : on peut observer une bonne qualité de faisceau (b) ou mauvaise (bi-lobe) (c).

4.4.4. Etat de polarisation

L'analyse de la polarisation en sortie montre qu'il y a dépolarisation partielle du faisceau émis. Le taux de polarisation est de l'ordre de 88 % ce qui est cohérent avec la présence de plusieurs modes dans la faisceau. L'état de polarisation résultant est elliptique et le degré de polarisation est seulement de 60%.

4.5. CONCLUSION DU CHAPITRE 4

Dans ce chapitre, nous avons analysé théoriquement et expérimentalement l'amplification dans des fibres faiblement multimodes. Les techniques d'injection sélective permettent de n'exciter que quelques modes qui se propagent en interférant. Même en prenant beaucoup de soin pour effectuer l'injection, plusieurs modes sont excités. En particulier, à cause du trou dans le profil d'indice, la discrimination entre les modes LP₀₁ et LP₁₁ est mauvaise. Les différents modes excités accumulent une phase relative à l'injection et au cours de la propagation. Ils interfèrent en sortie de fibre. Cette interférence se traduit par un faisceau en forme de haricot qui évolue avec les champs de température et de contrainte car ces paramètres extérieurs modifient la phase relative entre les modes.

Nous avons étudié l'effet d'une structure à piédestal dont le cœur est dopé Erbium-Ytterbium afin de réduire le nombre de modes effectivement guidés. Cette structure proposée en collaboration avec l'IPHT permet de réduire substantiellement le gain des modes d'ordre supérieur. En raison de la dépression d'indice centrale, cette structure n'est pas totalement satisfaisante et ne discrimine en particulier pas les modes LP₀₁ et LP₁₁.

Nous avons modélisé et construit une chaîne de 3 étages à fibres à maintien de polarisation qui délivre des impulsions de 220 μJ sur des impulsions de largeur à mi-hauteur 1 μs. Le 3^{ème} étage utilise une fibre à piédestal commerciale et le faisceau produit est caractérisé par un paramètre $M^2 \sim 1.4$ et une excellente stabilité du faisceau.

Cette excellente qualité spatiale a permis de compléter cette chaîne par un 4^{ème} étage d'amplification avec un pompage en espace libre et construit autour d'une fibre à structure à piédestal fournie par l'IPHT. Nous avons pu extraire 660 μJ environ à 8 kHz de taux de répétition. La qualité spatiale et l'état de polarisation ne sont toutefois pas satisfaisants car le faisceau est composé de plusieurs modes fortement excités. Nous pensons que le trou d'indice est responsable de ces mauvaises qualités spatiales. Sur le plan énergétique, l'énergie extraite est limitée par des phénomènes laser parasites et par l'amplification de l'émission spontanée amplifiée provenant des étages précédents. Une augmentation de l'énergie en sortie pour atteindre 1 mJ semble possible à court terme, en réduisant les réflexions parasites, en rallongeant la fibre du 4^{ème} étage et en modulant les pompes des étages précédents.

4.6. REFERENCES DU CHAPITRE 4

- [4.1] V. Philippov, C. Codemard, Y. Jeog, et al., "High-energy in-fiber pulse amplification for coherent lidar applications", *Opt. Lett.* 29, pp. 2590-2592, (2004)
- [4.2] J.P. Koplow, D.A.V. Kliner, et L. Goldberg, "Single-mode operation of a coiled multimode fiber amplifier", *Opt. Lett.*, Vol. 25, pp. 442-445 (2000)

- [4.3] J. Sakai and T. Kimura, "Bending loss of propagation modes in arbitrary-index profile optical fibers," *Appl. Opt.* **17**, 1499- (1978)
- [4.4] D. Marcuse, « Mode conversion in Optical Fibers with monotonically Increasing Core Radius », *J. Light. Technol.* LT-5, pp. 125-133, (1997)
- [4.5] J. Nilsson, J.K. Sahu, Y. Jeong, and al., "High Power Fiber Lasers", OFC'05, paperOTuF1 (2005)
- [4.6] M. Fermann, « Single-Mode Excitation of Multimode Fibers with Ultrashort Pulses », *Opt. Lett.*, **23**, pp. 52-54, (1998)
- [4.7] J.A. Alvarez-Chavez, A.B. Grudinin, J. Nilsson, P.W. Turner, W.A. Clarkson, « Mode selection in High Power Cladding Pumped Fibre Laser with Tapered Section », *Conf. on Lasers and Electro-Optics, CWE7*, pp. 247-248, (1999)
- [4.8] Hanafusa, H.; Horiguchi, M.; Noda, J., "Thermally-diffused expanded core fibres for low-loss and inexpensive photonic components," *Electr. Lett.* , **27**, pp.1968-1969, (1991)
- [4.9] D. Taverner, D. J. Richardson, L. Dong, J. E. Caplen, K. Williams, and R. V. Penty, "158- μ J pulses from a single-transverse-mode, large-mode-area erbium-doped fiber amplifier," *Opt. Lett.* **22**, 378-380 (1997)

CONCLUSION GÉNÉRALE

L'objectif de notre travail était le développement de sources à fibres en régime impulsionnel à $1,55\ \mu\text{m}$ de grande luminance spectrale. Les applications recherchées concernent en particulier le domaine des Lidar impulsionnels à détection cohérente.

La **première partie** de notre travail nous a permis de définir les spécifications recherchées pour ce type de sources. Une énergie moyenne ($100\ \mu\text{J}$ à $1\ \text{mJ}$) pour une durée de quelques centaines de nanosecondes à une microseconde est nécessaire. Le rayonnement émis doit être limité par transformée de Fourier de largeur de l'ordre du mégahertz. Dans le domaine spatial, le faisceau de sortie doit s'approcher d'un faisceau gaussien fondamental de façon à pouvoir être collimaté sur de grandes distances. Son paramètre M^2 doit donc être proche de 1. Nous avons rappelé que le dopage utilisé pour des sources de plusieurs watts de puissance moyenne est le codopage Erbium-Ytterbium. Les sources à fibres possèdent des qualités intrinsèques de compacité, d'intégration de fonctions (modulation d'intensité, de phase, amplification...) et de fiabilité qui les rendent particulièrement attractive pour les applications embarquées. Nous avons ensuite présenté les principales étapes de l'évolution technologique des sources fibrées et les verrous technologiques qui ont été levés depuis une vingtaine d'année. Les performances des sources tant en régime continu qu'en régime impulsionnel ont poursuivi leur développement tout au long de ce travail. L'architecture oscillateur maître amplifié à plusieurs étages d'amplification est particulièrement appropriée à une source délivrant des impulsions de forme gaussienne et dont l'énergie est proche de $1\ \text{mJ}$.

Afin de dimensionner les différents étages d'amplification de la source, nous avons été conduit, dans la **deuxième partie** de notre travail, à développer des modèles dynamiques adaptés au régime impulsionnel. Dans un premier temps, les éléments de spectroscopie du système Erbium-Ytterbium retenus pour nos modélisations ont été rappelés. Elles intègrent des éléments récemment identifiés comme le transfert secondaire et une fraction des ions Ytterbium qui ne participent pas aux échanges. Concernant l'aspect dynamique, nos modèles prennent en compte les temps de propagation dans la fibre ce qui est nécessaire pour une modélisation correcte des phénomènes qui font interagir deux ondes contrapropagatives comme les oscillations de relaxation et la Diffusion Brillouin Stimulée. Le modèle M1 tient compte de la variation radiale de l'inversion de population. Le modèle M2 le simplifie en effectuant une moyenne transverse. Cette hypothèse est bien adaptée à des fibres dont le cœur est plus petit que le mode. Nous avons toutefois montré que même dans notre cas où nous considérons des cœurs de l'ordre de $30\ \mu\text{m}$, l'erreur est de l'ordre de quelques dizaines de pourcent similaires aux autres erreurs (notamment liées à la connaissance des sections efficaces et des caractéristiques des composants passifs utilisés). Le modèle M2 a été validé pour l'amplification d'impulsions microsecondes dans un amplificateur commercial de $1\ \text{W}$ de puissance moyenne. Il a également permis de comprendre le comportement en simple et en double passage de sources en régime nanoseconde fabriquées par la société Keopsys. Le rôle

CONCLUSION GENERALE

des réflexions parasites a notamment été mis en évidence. Des réflexions aussi faibles que -40 dB sur un circulateur peuvent réduire de 3 dB la puissance crête en permettant l'établissement d'effets laser parasites.

L'analyse de l'évolution des populations a montré que le modèle de Frantz et Nodvik était une excellente approximation aux faibles taux de répétition et aux taux de répétition élevés. Une étude paramétrique a montré que 25 W de pompe et une fibre de 30 μm de diamètre permettait d'extraire 1 mJ par impulsion.

Enfin, nous avons étudié la robustesse du modèle M2 aux fortes puissances de pompe. Nous avons donc proposé le modèle M5 (généralisation de M2) incluant les effets thermiques liés à la chaleur dissipée par l'absorption de la pompe et ses effets sur les populations des sous-niveaux Stark. Grâce à ce modèle original, nous avons mis en évidence pour la première fois des effets thermiques autoinduits dans l'Erbium – Ytterbium en utilisant des résultats expérimentaux de l'Optical Research Center de l'Université de Southampton. Ces effets conduisent à une augmentation du seuil d'apparition de l'oscillation parasite à 1,06 μm de l'Ytterbium.

La **troisième partie** a été consacrée à l'étude de la Diffusion Brillouin Stimulée, phénomène non-linéaire dominant dans le cas de l'amplification de signaux très cohérents. Nous avons établi un modèle original à partir des équations de la Diffusion Brillouin dans les fibres dopées qui prend en compte la dynamique du gain et les modes longitudinaux acoustiques guidés par la fibre. Les modèles usuels ne prennent en général pas en compte la dynamique du gain ou le caractère guidé des modes acoustiques. La prise en compte de la dynamique du gain permet de rendre compte de la forme des impulsions et des effets de mise en forme des impulsions qui jouent sur le seuil d'apparition effectif. La prise en compte des modes acoustiques permet d'utiliser des valeurs correctes pour le gain Brillouin effectif (fonction du recouvrement entre modes optiques et modes acoustiques) et de la longueur effective qui n'intègre pas fibres actives et fibres passives.

Nous avons ensuite caractérisé et modélisé pour la première fois les propriétés intrinsèques de la diffusion Brillouin dans les fibres dopées. Nous avons notamment montré que les propriétés du spectre Brillouin des fibres dopées Erbium-Ytterbium étaient principalement liées à la présence d'une forte quantité de phosphore. Nous avons notamment montré que la simple mesure de la largeur du pic Stokes des fibres fortement multimodes acoustiques (grand diamètre, grande ouverture numérique) ne permet pas de déterminer la largeur spontanée de la diffusion Brillouin puisque le pic mesuré est composé du recouvrement d'une multitude de pics qui correspondent à différents modes acoustiques.

Ces résultats expérimentaux nous ont servi de paramètres d'entrées pour le modèle M3 qui s'est révélé incapable de rendre compte de manière satisfaisante des pics intenses observés dans le domaine temporel liés à la Diffusion Brillouin d'ordre 2. Un modèle plus fin, le modèle M4, qui prend en compte les différentes caractéristiques du spectre Brillouin entre fibre dopée et fibre passive a permis de rendre compte de ces phénomènes. Ces pics d'ordre 2 se manifestent par des pics étroits et très intenses qui peuvent détériorer connecteurs et composants. Nous avons montré que le choix d'une configuration contrapropagative est plus avantageux en terme de puissance de seuil pour la Diffusion Brillouin Stimulée.

Afin d'augmenter le seuil de la Diffusion Brillouin, nous avons choisi d'utiliser des fibres de diamètres de cœur croissants et d'ouvertures numériques décroissantes. Ces fibres guident quelques modes optiques. La **quatrième partie** est consacrée à l'étude de l'amplification dans ce type de fibre. Les techniques d'injection sélective permettent de n'exciter que quelques modes qui se propagent en interférant. Même en prenant beaucoup de soin pour effectuer l'injection, plusieurs modes sont excités. Cependant, la discrimination entre les modes LP_{01} et

CONCLUSION GENERALE

LP₁₁ est mauvaise, à cause du trou dans le profil d'indice. Les différents modes excités accumulent une phase relative à l'injection et au cours de la propagation. Ils interfèrent en sortie de fibre. Cette interférence se traduit par un faisceau en forme de haricot qui évolue avec les champs de température et de contrainte car ces paramètres extérieurs modifient la phase relative entre les modes.

Nous avons étudié l'effet d'une structure à piédestal dont le cœur est dopé Erbium-Ytterbium afin de réduire le nombre de modes effectivement guidés. Cette structure proposée en collaboration avec l'IPHT doit permettre de réduire substantiellement le gain des modes d'ordre supérieur. En raison de la dépression d'indice centrale, cette structure n'est pas totalement satisfaisante et ne discrimine en particulier pas les modes LP₀₁ et LP₁₁.

Nous avons modélisé et construit une chaîne de 3 étages à fibres à maintien de polarisation qui délivre des impulsions de 220 μJ sur des impulsions de 1 μs de largeur à mi-hauteur. Le 3^{ème} étage utilise une fibre à piédestal commerciale et le faisceau produit est caractérisé par un paramètre $M^2 \sim 1.4$ et une excellente stabilité du faisceau.

Cette excellente qualité spatiale a permis de compléter cette chaîne par un 4^{ème} étage d'amplification pompé en espace libre et construit autour d'une fibre à structure à piédestal fournie par l'IPHT. Nous avons pu extraire 660 μJ environ à 8 kHz de taux de répétition. La qualité spatiale et l'état de polarisation ne sont toutefois pas satisfaisants car le faisceau est composé de plusieurs modes fortement excités. Nous pensons que le trou d'indice est responsable de ces mauvaises qualités spatiales. Sur le plan énergétique, l'énergie extraite est limitée par des phénomènes laser parasites et par l'amplification de l'émission spontanée amplifiée provenant des étages précédents.

Notre travail a donc permis de développer une famille de modèles qui permettent de reproduire les principales caractéristiques de l'amplification en régimes continus aussi bien qu'impulsionnels dans les fibres dopées Erbium – Ytterbium. Les phénomènes parasites les plus importants liés à la spectroscopie des terres rares, les réflexions laser parasites, les effets thermiques auto-induits à forte puissance de pompe, la diffusion Brillouin stimulée ont été inclus. Grâce à eux, nous avons pu interpréter les phénomènes observés lorsque les amplificateurs atteignent leur limites : oscillations de relaxations, distorsion des impulsions, instabilité modale... Les différents amplificateurs que nous avons assemblés à l'ONERA ont été conçus à l'aide de ces modèles. Nous avons ainsi optimisé et réalisé une source MOPFA à partir de composants disponibles commercialement. Les étages 3 et 4 utilisent des fibres Erbium-Ytterbium à piédestal dont l'apparition est récente. La présence d'une grande quantité de phosphore dans le cœur est source de difficultés importantes. La présence du trou dans le profil de l'indice de réfraction est notamment cause d'une qualité spatiale peu satisfaisante. La qualité spatiale obtenue, excellente pour le 3^{ème} étage mais insuffisante pour le 4^{ème} étage montre l'importance de développer de nouvelles fibres dont le profil d'indice serait plus homogène. Des solutions technologiques innovantes sont actuellement explorées au sein du projet FIDELIO. Dans le cas où ces techniques ne seraient pas efficaces, nous pensons également qu'une piste prometteuse reposerait sur l'utilisation de fibres à cœur moins multimode mais spécialement étudiées de façon à ce que le gain Brillouin effectif y soit plus faible. Nous avons en effet montré au chapitre 3 que le gain effectif est proportionnel au facteur de recouvrement entre le mode optique et le mode acoustique fondamental. Des structures peu guidantes pour les ondes acoustiques pourraient être étudiées.

Dans tous les cas, le type de structures proposées ne permettra pas d'extraire plus de quelques millijoules. Au-delà, il faudra modifier l'architecture pour intégrer des techniques de combinaison cohérente de faisceaux.

Annexe A : Paramètre de propagation de faisceau

Un faisceau optique peut être décrit par l'expression de son champ représenté par son amplitude réelle ψ et sa phase proportionnelle à Φ .

$$u = \psi \exp - j \frac{2\pi}{\lambda} \Phi \quad (\text{A.1})$$

Le champ u dépend de la position transverse r et de la position le long de l'axe de propagation z . Pour décrire le faisceau de manière plus concise, il est souhaitable de définir un diamètre et une divergence qui déterminera l'évolution du diamètre avec z . Pourtant la simple utilisation d'un diamètre à $1/e$ ne peut convenir à décrire convenablement un faisceau quelconque. Que signifierait un tel diamètre pour un faisceau s'écartant notablement d'une gaussienne ou pire pour un faisceau formé de plusieurs pics ? Une définition utilisable dans le cas général est basée sur le moment d'ordre 2 de l'intensité. On définit le rayon du faisceau selon l'axe x par :

$$\langle x^2 \rangle = W_x^2 = \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} x^2 |u(x, y)|^2 dx dy \quad (\text{A.2})$$

Pour une distribution gaussienne dont le rayon à $1/e$ vaut a , on a $W=a/2$. Le diamètre de la distribution vaut donc $4W$. Par extension, le diamètre équivalent d'un faisceau quelconque calculé par le moment d'ordre 2 est souvent appelé diamètre à 4 sigma ou $D4\sigma$.

Dans le domaine angulaire, on définit également le moment d'ordre 2 selon l'axe x par

$$U_x = \langle \theta_x \rangle = \left(\frac{\lambda}{\pi} \right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{\partial u}{\partial x} \right]^2 dx \quad (\text{A.3})$$

Enfin la variance mixte est définie par

$$V_x = \langle x \theta_x \rangle = \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} x \left[\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right] |u(x, y)|^2 dx dy \quad (\text{A.4})$$

On peut alors montrer qu'il existe un invariant de propagation constant quelque soit le plan de calcul :

$$W_{2x}^2 U_{2x} - V_{2x}^2 = W_{1x}^2 U_{x1} - V_{x1}^2 = \left(\frac{\lambda}{\pi} M_x^2 \right)^2 \quad (\text{A.5})$$

Le rayon de courbure complexe généralisé de l'onde se définit de plus par

$$\frac{1}{Q} = \frac{V_x}{W_x^2} - j \frac{\lambda M_x^2}{\pi W_x^2} = \frac{1}{R_x} - j \frac{\lambda M_x^2}{\pi W_x^2} \quad (\text{A.6})$$

Dans un plan où la phase est uniforme (un col), la variance mixte s'annule et on a simplement :

$$M_x^4 = 4 \int_{-\infty}^{\infty} x^2 |u(x)|^2 dx \times \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{\partial u}{\partial x} \right]^2 dx \quad (\text{A.7})$$

Ces équations sont évidemment transposable à l'axe y. Le M^2 est un paramètre qui ne permet pas de décrire la qualité du faisceau indépendamment de l'application. En revanche, il est parfaitement adapté à décrire la propagation du faisceau grâce à la relation (A.5). En fait, on peut même montrer que le faisceau gaussien généralisé dont le rayon de courbure complexe généralisé est donné par (A.6) est le faisceau qui approxime le mieux la phase à l'ordre 2. C'est pourquoi nous l'utiliserons pour évaluer l'impact de la qualité spatiale sur les performances d'un Lidar monostatique à détection hétérodyne.

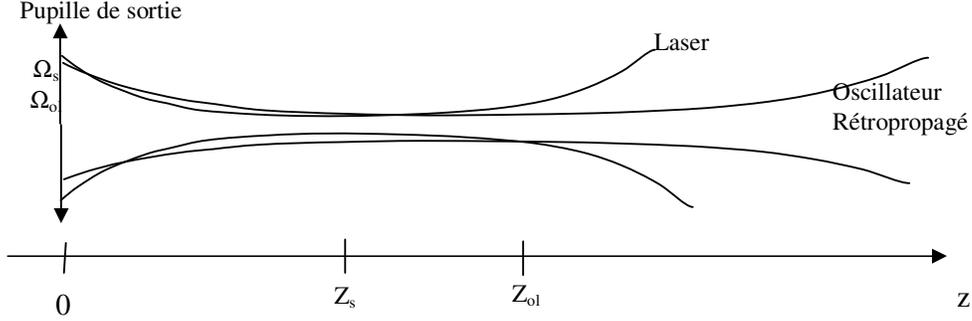


Figure A.1 Propagation des faisceaux dans le cas d'un lidar monostatique

On considère la situation de la figure A.1 où l'onde signal et l'onde oscillateur local rétropropagée [A.1] traversent une optique commune de focale F. L'onde oscillateur local et l'onde signal s'écrivent sur la pupille de sortie :

$$E_{OL}(r, z=0) = \left(\frac{2P_{OL}}{\pi\Omega_{OL}^2} \right)^{1/2} \exp\left(-jk \frac{r^2}{2R_{OL}} - \frac{r^2}{2\Omega_{ol}^2} \right) \quad (A.8)$$

$$E_S(r, z=0) = \left(\frac{2P_S}{\pi\Omega_S^2} \right)^{1/2} \exp\left(-jk \frac{r^2}{2R_S} - \frac{r^2}{2\Omega_S^2} \right) \quad (A.9)$$

Leur rayons respectifs sur la pupille de sortie sont désignés par Ω_{OL} et Ω_S . Leur rayon de courbure sur la pupille R_{OL} et R_S sont proches de la focale de l'optique F.

Leur rayons évoluent au cours de la propagation selon :

$$\omega_k^2(z) = \sigma_k^2 \left(\frac{z - z_{0,k}}{z_{R,k}} \right)^2 \quad (A.10)$$

Cette relation peut être réécrite

$$\omega_s^2(z) = \left(\frac{2}{k\Omega_s} \right)^2 z^2 + \left(\frac{\Omega_s}{F} \right)^2 (z - F)^2 \quad (A.11)$$

Avec

$$\sigma_k^2 = \frac{\Omega_k^2}{1 + \frac{1}{F^2} \left(\frac{\pi\Omega_k^2}{\lambda} \frac{1}{M^2} \right)^2} \quad (A.12)$$

$$z_{0,k}^2 = \frac{F}{1 + F^2 \left(\frac{\pi \Omega_k^2}{\lambda} \frac{1}{M^2} \right)^{-2}} \quad (\text{A.13})$$

Et $z_{r,k}$ et la distance de Rayleigh

$$z_{R,k}^2 = \frac{\pi \sigma_k^2}{\lambda M^2} \quad (\text{A.14})$$

L'écart quadratique moyen du photocourant hétérodyne calculé en rétropropageant l'oscillateur local est donné par l'expression suivante :

$$\overline{i_{FI}^2} = 2R^2 P_{OL} P_R = 2R^2 P_{OL} P_s \beta(\pi) \lambda^2 \iint_{\text{Cible}} |E_s(r)|^2 |E_{OL}(r)|^2 r dr d\theta \quad (\text{A.15})$$

Où R désigne la responsivité du détecteur, P_{OL} la puissance d'oscillateur local et P_C la puissance reçue par la cible, P_R la puissance reçue sur le détecteur.

L'expression du rapport signal sur bruit calculé sur le photocourant provenant d'une distance z est donnée par :

$$RSB(z) = \frac{\overline{i_{FI}^2}}{i_N^2} \quad (\text{A.16})$$

En supposant que la puissance d'OL est suffisante, le RSB est limité par le bruit de photons :

$$RSB(z) = \frac{P_R}{NEP} = \frac{\eta P_R}{h\nu B_e} = \frac{\eta P_C \beta(\pi) \lambda}{h\nu B_e} I(z) = KI(z) \quad (\text{A.17})$$

Où NEP est le NEP du détecteur ; η est l'efficacité quantique du détecteur et

$$I(z) = \lambda \iint_{\text{Cible}} |E_s(r)|^2 |E_{OL}(r)|^2 r dr d\theta \quad (\text{A.18})$$

$$I(z) = \lambda \times 2\pi \int_0^\infty \frac{4}{\pi^2 \omega_1^2 \omega_2^2} \exp - 2r^2 \left(\frac{1}{\omega_1^2} + \frac{1}{\omega_2^2} \right) r dr = \frac{2}{\pi} \lambda \frac{1}{\omega_1^2 + \omega_2^2}$$

$$I(z) = \frac{2Z_{ol}}{a^2 Z^2 + b^2 Z_{ol}^2 \left(1 - \frac{Z}{F}\right)^2} = \frac{2Z_{ol}}{\left(a^2 + \frac{Z_{ol}^2 b^2}{F^2}\right) \left(Z - F \frac{\frac{Z_{ol}^2 b^2}{F^2}}{a^2 + \frac{Z_{ol}^2 b^2}{F^2}}\right)^2} + Z_{ol} \frac{a^2 b^2}{a^2 + \frac{Z_{ol}^2 b^2}{F^2}}$$

Où on a posé :

$$Z_{OL} = \frac{\pi \Omega_{OL}^2}{\lambda}, \quad r = \frac{\Omega_s}{\Omega_{OL}}, \quad a^2 = 1 + \left(\frac{M^2}{r}\right)^2, \quad b^2 = 1 + r^2$$

$I(z)$ a une forme lorentzienne qui peut se réécrire :

$$I(z) = \frac{2Z_{ol}}{A^2 + B^2(Z - Z_0)^2} \quad (\text{A.19})$$

$$A^2 = Z_{ol}^2 \frac{a^2 b^2}{a^2 + \frac{b^2}{g^2}}, \quad B^2 = a^2 + \frac{b^2}{g^2}, \quad g = \frac{Z_{OL}}{F}$$

En régime impulsionnel, l'écart quadratique moyen du photocourant hétérodyne reçu au temps t calculé en rétropropageant l'oscillateur local est donné par l'expression suivante :

$$\begin{aligned} \overline{i_{FI}^2}(t) &= 2R^2 P_{OL} P_R(t) = \int_{-\infty}^{\infty} 2R^2 P_{OL} P_C(t - \frac{z}{c}) \beta(\pi) \lambda^2 \iint_{Cible} |E_C(r)|^2 |E_{OL}(r)|^2 r dr d\theta dz \\ \overline{i_{FI}^2}(t) &= 2R^2 P_{OL} \beta(\pi) \lambda^2 \int_{-\infty}^{\infty} \left(\int_{-\infty}^{\infty} \tilde{P}_C(\omega) e^{j\omega t} e^{-jkz} d\omega \right) \iint_{Cible} |E_C(r)|^2 |E_{OL}(r)|^2 r dr d\theta dz \\ \overline{i_{FI}^2}(t) &= 2R^2 P_{OL} \beta(\pi) \lambda \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{P}_C(\omega) \left(\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-jkz} \lambda \iint_{Cible} |E_C(r)|^2 |E_{OL}(r)|^2 r dr d\theta dz \right) e^{j\omega t} d\omega \\ \overline{i_{FI}^2}(t) &= 2R^2 P_{OL} \beta(\pi) \lambda \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{P}_C(\omega) \left(\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-jkz} I(z) dz \right) e^{j\omega t} d\omega \end{aligned}$$

Le terme entre parenthèse n'est autre que la transformée de Fourier à 2π près de $I(z)$ définie plus haut qui a une forme lorentzienne. Cette transformée de Fourier est donc exponentielle.

$$\overline{i_{FI}^2}(t) = 2R^2 P_{OL} \beta(\pi) \lambda \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{P}_C(\omega) 2\pi \frac{2Z_{OL}}{AB} e^{\pm \frac{\omega}{c} \frac{A}{B}} e^{j\omega t} d\omega \quad (\text{A.20})$$

Le RSB spectral est donc donné par

$$RSB(\omega) = \frac{\eta \beta(\pi) \lambda}{h\nu} \tilde{P}_C(\omega) \frac{4\pi Z_{OL}}{AB} e^{\pm \frac{\omega}{c} \frac{A}{B}} \quad (\text{A.21})$$

Pour une impulsion infiniment brève, la bande du signal devient infinie. C'est le cas impulsionnel de durée brève devant le temps de parcours. L'intégration sur ω (en supposant la puissance constante sur la bande) donne alors :

$$RSB = \frac{4\pi \eta \beta(\pi) \lambda}{h\nu} E_C \frac{Z_{OL}}{A^2} = C \left(\frac{1}{1+r^2} + \frac{g^2 r^2}{r^2 + M^4} \right) \quad (\text{A.22})$$

$$\text{Où } C = \frac{4\pi \eta \beta(\pi) \lambda}{h\nu} \frac{E_C}{Z_{OL}}$$

Si $g \gg M^2$, RSB est une fonction croissante de r maximale pour $r = +\infty$ qui vaut alors $C(1+g^2/M^4)$.

Si $g \ll M^2$, RSB est une fonction décroissante de r maximale pour $r=0$ qui vaut alors C .

On travaille en général en régime focalisé (g est grand) et le rapport signal sur bruit varie alors comme $C(1+g^2/M^4)$ indiquant que le RSB varie comme en M^2 à la puissance -2 (fig. A.2).

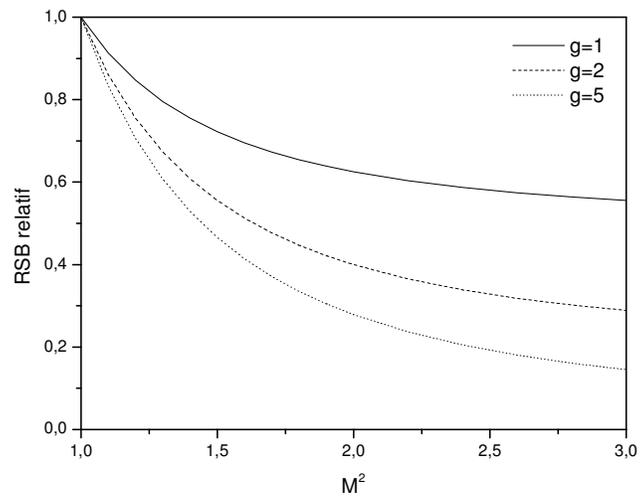


Figure A.2 – Evolution du rapport signal sur bruit par rapport au cas idéal en fonction du M^2 du faisceau signal.

[A.1] A. E. Siegman, “The antenna properties of optical heterodyne receivers,” Appl. Opt. 5, pp. 1588–1594, (1966)

Annexe B : Principales caractéristiques des modèles développés

Hypothèses communes à tous les modèles

- Hypothèse 1 Thermalisation des sous-niveaux Stark.
- Hypothèse 2 Vacuité des niveaux $^4I_{11/2}$ et supérieurs.
- Hypothèse 3 Propagation simplifiée de la pompe dans la double gaine.
- Hypothèse 4 Régime dynamique : cas H4a $T_p \gg T_t, \tau$ ou cas H4b $T_p \sim T_t, \tau$.
- Hypothèse 5 Prise en compte de l'émission spontanée.
- Hypothèse 6 Pendant une impulsion, l'ESA ne joue pas de rôle sur la dynamique
- Hypothèse 7 Présence éventuelle de réflexions.
- Hypothèse 9 Concentrations uniformes
- Hypothèse 10 Propagation dans le mode fondamental
- Hypothèse 11 Forme du mode

Modèle M1

- Hypothèse 8 Les effets non-linéaires sont négligés.

Modèle M2

- Hypothèse 12 Approximation des intégrales de recouvrement (saut d'indice confiné)

Modèle M3

- Hypothèse 17 Faible guidage transverse acoustique

$$\frac{|V_{L,1} - V_{L,2}|}{V_{L,1}} \ll 1, \frac{|V_{T,1} - V_{T,2}|}{V_{T,1}} \ll 1, \frac{|\rho_{T,1} - \rho_{T,2}|}{\rho_{T,1}} \ll 1$$

- Hypothèse 18 Faible guidage transverse optique $\frac{|n_1 - n_2|}{n_2} \ll 1$

- Hypothèse 19 Enveloppes lentement variables optiques et acoustiques et séparation des variables

- Hypothèse 20 Le mode fondamental optique est le seul excité

- Hypothèse 21 $\Delta \ll \Omega, \Omega_B$ et $\Omega, \Omega \gg \Gamma_B$.

- Hypothèse 22 Variation lente de l'enveloppe acoustique $\frac{1}{ql_a} \ll 1$

- Hypothèse 23 Un seul mode acoustique domine

- Hypothèse 24 Seule la fibre dopée participe à la Diffusion Brillouin Stimulée

Modèle M4

- Hypothèses 17 à 23

- Hypothèse 25 Les fibres passives contribuent aussi à la DBS avec un gain déterminé par les facteurs de recouvrement théoriques et un saut Brillouin qui a été mesuré.

Modèle M5

- Hypothèse 8 Les effets non-linéaires sont négligés.
- Hypothèse 12 Approximation des intégrales de recouvrement (saut d'indice confiné)
- Hypothèse 13 Géométrie des échanges
- Hypothèse 14 Dissipation de la pompe uniforme dans le cœur
- Hypothèse 15 Utilisation de la relation de Mac Cumber
- Hypothèse 16 Les sections efficaces sont évaluées à une température moyenne T^*

Annexe C : Etablissement du modèle M2

Les équations (2.7)-(2.11) décrivent les équations cinétiques d'évolution des populations relatives des niveaux excités des ions Yb participants, non participants aux échanges et de l'Er respectivement.

$$\frac{\partial n_7^p(r, z, t)}{\partial t} = -\frac{n_7^p}{\tau_{Yb}} + W_{67}n_6^p - W_{76}n_7^p - r_{71,Yb}n_7^p - r_{72,Yb}n_7^p \quad (C.1a)$$

$$n_6^p + n_7^p = (1 - f_{np}) \quad (C.2a)$$

$$\frac{\partial n_7^{np}(r, z, t)}{\partial t} = -\frac{n_7^{np}}{\tau_{Yb}} + W_{67}n_6^{np} - W_{76}n_7^{np} \quad (C.1b)$$

$$n_6^{np} + n_7^{np} = f_{np} \quad (C.2b)$$

$$\frac{\partial n_2(r, z, t)}{\partial t} = -\frac{n_2}{\tau_{Er}} + W_{12}n_1 - W_{21}n_2 + r_{71}n_1 - r_{72}n_2 - r_{up}n_2 \quad (C.3)$$

$$n_1 + n_2 = 1 \quad (C.4)$$

avec

$$\begin{aligned} r_{71,Yb} &= K_{tr} \rho_{Er} n_1 \\ r_{71,Er} &= K_{tr} \rho_{Yb} n_7^p (1 - f_{np}) \\ r_{72,Yb} &= K_{tr,2} \rho_{Er} n_2 \\ r_{72,Er} &= K_{tr,2} \rho_{Yb} n_7^p (1 - f_{np}) \\ r_{up} &= C_{up} \rho_{Er} n_2 \end{aligned} \quad (C.5)$$

En explicitant les W_{ij} , (2.7)-(2.11) permettent d'obtenir l'évolution de la population fractionnaire du niveau excité de l'Er, de l'Yb participant aux échanges avec l'Erbium n_7^p et de l'Yb non-participant aux échanges avec l'Erbium n_7^{np} au point (r,z) et au temps t.

L'expression des taux de transition radiatifs W_{ij} est donnée pour l'Er par :

$$W_{ij}(r, z, t) = \sigma_{ij}(\lambda_s) \frac{S^+(\lambda_s, z, t) + S^-(\lambda_s, z, t)}{hc/\lambda_s} n_i(r, z, t) \psi_0(r, \lambda_s) + \quad (C.6)$$

$$\int_0^\infty \sigma_{ij}(\lambda) \sum_k \frac{S_{Er}^+(\lambda, z, t, k) + S_{Er}^-(\lambda, z, t, k)}{hc/\lambda} n_i(r, z, t) \psi_k(r, \lambda) d\lambda$$

et pour l'Yb par :

$$W_{ij}(r, z, t) = \int_0^\infty \sigma_{ij}(\lambda) \frac{P^+(\lambda, z, t) + P^-(\lambda, z, t)}{hc/\lambda} n_i(r, z, t) \psi_{cl}(r, \lambda) d\lambda + \quad (C.7)$$

$$\int_0^\infty \sigma_{ij}(\lambda) \sum_k \frac{S_{Yb}^+(\lambda, z, t, k) + S_{Yb}^-(\lambda, z, t, k)}{hc/\lambda} n_i(r, z, t) \psi_k(r, \lambda) d\lambda$$

En définissant les fluences de saturation pour l'Yb et l'Er respectivement par :

$$U_{Yb,k}^{sat} = \frac{hc}{\lambda_k} \frac{1}{[\sigma_{67}(\lambda_k) + \sigma_{76}(\lambda_k)] \tau_{Yb}} \quad (C.8)$$

$$U_{Er,k}^{sat} = \frac{hc}{\lambda_k} \frac{1}{[\sigma_{12}(\lambda_k) + \sigma_{21}(\lambda_k)] \tau_{Er}} \quad (C.9)$$

On obtient les équations d'évolutions de différentes populations

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_7^p(r, z, t)}{\partial t} = & -\frac{n_7^p}{\tau_{Yb}} - \frac{1}{\tau_{Yb}} \sum_k \left(\frac{n_7^p - \frac{\sigma_{67,k}}{\sigma_{67,k} + \sigma_{76,k}}}{U_{Yb,k}^{sat}} \right) [\psi_{cl,k}(r)(P_k^+ + P_k^-) + \psi_k(r)(S_{Yb,k}^+ + S_{Yb,k}^-)] \\ & - K_{ir} \rho_{Er}(r)(1 - f_{np}) n_7^p (1 - n_2) - K_{ir,2} \rho_{Er}(r)(1 - f_{np}) n_7^p n_2 \end{aligned} \quad (C.10a)$$

$$\frac{\partial n_7^{np}(r, z, t)}{\partial t} = -\frac{n_7^{np}}{\tau_{Yb}} - \frac{1}{\tau_{Yb}} \sum_k \left(\frac{n_7^{np} - \frac{\sigma_{67,k}}{\sigma_{67,k} + \sigma_{76,k}}}{U_{Yb,k}^{sat}} \right) [\psi_{cl,k}(r)(P_k^+ + P_k^-) + \psi_k(r)(S_{Yb,k}^+ + S_{Yb,k}^-)] \quad (C.10b)$$

De même l'évolution de la population du niveau excité de l'Erbium n_2 au point (r,z) et au temps t est donnée par :

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_2(r, z, t)}{\partial t} = & -\frac{n_2}{\tau_{Er}} - \frac{1}{\tau_{Er}} \left[\frac{\left(n_2 - \frac{\sigma_{12,s}}{\sigma_{12,s} + \sigma_{21,s}} \right)}{U_{Er,s}^{sat}} \psi_s(r)(S^+ + S^-) + \sum_k \frac{\left(n_2 - \frac{\sigma_{12,k}}{\sigma_{12,k} + \sigma_{21,k}} \right)}{U_{Er,s}^{sat}} \psi_k(r)(S_{Er,k}^+ + S_{Er,k}^-) \right] \\ & + K_{ir} \rho_{Yb}(r) f_p n_7^p (1 - n_2) - K_{ir,2} \rho_{Yb}(r) f_p n_7^p n_2 - C_{up} \rho_{er}(r) n_2^2 \end{aligned} \quad (C.11)$$

Ces équations doivent être complétée par les équations de propagations des flux qui ne comprennent aucun terme non-linéaire (hypothèse H8).

$$\pm \frac{\partial P_k^\pm}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial P_k}{\partial t} = \left[\int_0^a \left\{ \sigma_{76,k} \left[(1 - f_{np}) n_7^p + f_{np} n_7^{np} \right] - \sigma_{67,k} \left[(1 - f_{np}) n_6^p + f_{np} n_6^{np} \right] \right\} \rho_{Yb}(r) \psi_{cl}(r) 2\pi r dr - \Gamma_{cl} \alpha_{bg} \right] P_k^\pm \quad (C.12)$$

$$\begin{aligned} \pm \frac{\partial S_{k,Yb}^\pm}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial S_{k,Yb}^\pm}{\partial t} = & \left[\int_0^a \left\{ \sigma_{76,k} \left[(1 - f_{np}) n_7^p + f_{np} n_7^{np} \right] - \sigma_{67,k} \left[(1 - f_{np}) n_6^p + f_{np} n_6^{np} \right] \right\} \rho_{Yb}(r) \psi_k(r) 2\pi r dr - \Gamma_k \alpha_{bg} \right] S_k^\pm \\ & + \alpha_k^{RBS} S_{k,Yb}^\mp + 2m_p h v_k \Delta v_k \int_0^a \rho_{Yb}(r) \sigma_{76,k} \left((1 - f_{np}) n_7^p + f_{np} n_7^{np} \right) \psi_k(r) 2\pi r dr \end{aligned} \quad (C.13)$$

$$\pm \frac{\partial S_k^\pm}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial S_k^\pm}{\partial t} = \left[\int_0^a (\sigma_{21,k} n_2 - \sigma_{12,k} n_1) \rho_{Er}(r) \psi_k(r) 2\pi r dr - \Gamma_k \alpha_{bg} \right] S_k^\pm + \alpha_k^{RBS} S_k^\mp \quad (C.14)$$

$$\pm \frac{\partial S_{k,Er}^{\pm}}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial S_{k,Er}^{\pm}}{\partial t} = \left[\int_0^a (\sigma_{21,k} n_2 - \sigma_{12,k} n_1) \rho_{Er}(r) \psi_k(r) 2\pi r dr - \Gamma_k \alpha_{bg} \right] S_{k,Er}^{\pm} + \alpha_k^{RBS} S_{k,Er}^{\pm} + 2m_s h v_k \Delta v_k \sigma_{21} \int_0^a \rho_{Er}(r) \psi_k(r) n_2 2\pi r dr$$
(C.15)

Dans ces équations, $v_g=c/n$ est la vitesse de la lumière dans la fibre et α_k^{RBS} tient compte de la diffusion Rayleigh [18].

Les équations (C.10) à (C.11) et (C.12) à (C.15) forment le modèle radialement dépendant.

Le dopage est supposé être limité à une zone de rayon a . Pour obtenir le modèle standard à saut d'indice confiné, il faut effectuer des moyennes radiales sur les deux membres des équations cinétiques (C.10, B.11). Il apparaît alors dans le membre de droite de (C.11) par exemple l'intégrale $\frac{1}{\pi a^2} \int_0^a \rho_{Er}(r) n_i(r, z, t) \psi_k(r) 2\pi r dr$.

Hypothèse H11a

La population n_i du niveau i est supposée être séparable selon les variables z and r :

$$n_i(r, z, t) = n_i(z, t) f(r) \quad (C.16)$$

Hypothèse H11b

L'approximation principale consiste ensuite à remplacer la moyenne par $N_{Er} \Gamma_{i,k} n_i(z, t)$:

$$\frac{1}{\pi a^2} \int_0^a \rho_{Er}(r) n_i(r, z, t) \psi_k(r) 2\pi r dr \approx N_{Er} \Gamma_{i,k} n_i(z, t) \quad (C.17)$$

N_{Er} est la densité moyenne de dopant, n_i est la population fractionnaire moyenne du niveau i et $\Gamma_{i,k}$ est le recouvrement entre la population du niveau i et le mode à la longueur d'onde λ_k . Il convient donc de poser :

$$N_{Er} = \frac{\int_0^a \rho_{Er}(r) 2\pi r dr}{\pi a^2} \quad (C.16)$$

$$n_i(z, t) = \frac{\int_0^a n_i(r, z, t) \rho_{Er}(r) 2\pi r dr}{N_{Er} \pi a^2} \quad (C.17)$$

$$\Gamma_{i,k} = \frac{\int_0^a n_i(r,z) \rho_{Er}(r) \psi_k(r) 2\pi r dr}{N_{Er} \pi a^2 n_i(z,t)} \quad (C.18)$$

L'approximation effectuée est valide lorsque les variations transverses des populations ne dépendent pas trop du niveau de saturation. C'est en particulier vrai lorsque le diamètre du mode est grand devant celui du cœur 2a , tout le cœur sature de façon uniforme et Γ_i dépend principalement de facteurs géométriques et de la longueur d'onde mais peu du niveau i considéré [2.19]. Alors ,

Hypothèse H11c

$$\Gamma_{i,k} = \Gamma \text{ pour tout niveau } i.$$

On parle l'approximation standard du « saut d'indice confiné ». Cette approximation extrêmement répandue dans les modèles issus du domaine télécom permet de s'affranchir de la dépendance radiale de l'inversion de population. Des modèles plus précis ont été développés sans l'hypothèse H11c [2.53].

Les équations d'évolution de la population fractionnaire du niveau excité de l'Ytterbium et de l'Erbium se réécrivent maintenant indépendamment de la coordonnée radiale r :

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_7^p}{\partial t} = & -\frac{n_7^p}{\tau_{Yb}} - \frac{1}{\tau_{Yb}} \sum_k \frac{P_k^+ + P_k^-}{P_{Cl,k}^{sat}} \left(n_7^p - \frac{\sigma_{67,k}}{\sigma_{67,k} + \sigma_{76,k}} \right) + \frac{S_{Yb,k}^+ + S_{Yb,k}^-}{P_{Yb,k}^{sat}} \left(n_7^p - \frac{\sigma_{67,k}}{\sigma_{67,k} + \sigma_{76,k}} \right) \\ & - K_{tr} N_{Er} (1 - f_{np}) n_7^p (1 - n_2) - K_{tr,2} N_{Er} (1 - f_{np}) n_7^p n_2 \end{aligned} \quad (2.25a)$$

$$\frac{\partial n_7^{np}}{\partial t} = -\frac{n_7^{np}}{\tau_{Yb}} - \frac{1}{\tau_{Yb}} \sum_k \frac{P_k^+ + P_k^-}{P_{Cl,k}^{sat}} \left(n_7^{np} - \frac{\sigma_{67,k}}{\sigma_{67,k} + \sigma_{76,k}} \right) + \frac{S_{Yb,k}^+ + S_{Yb,k}^-}{P_{Yb,k}^{sat}} \left(n_7^{np} - \frac{\sigma_{67,k}}{\sigma_{67,k} + \sigma_{76,k}} \right) \quad (2.25b)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_2}{\partial t} = & -\frac{n_2}{\tau_{Er}} - \frac{1}{\tau_{Er}} \left[\frac{S^+ + S^-}{P_{Er,s}^{sat}} \left(n_2 - \frac{\sigma_{12,s}}{\sigma_{12,s} + \sigma_{21,s}} \right) + \sum_k \frac{S_{Er,k}^+ + S_{Er,k}^-}{P_{Er,k}^{sat}} \left(n_2 - \frac{\sigma_{12,k}}{\sigma_{12,k} + \sigma_{21,k}} \right) \right] \\ & + K_{tr} N_{Yb} (1 - f_{np}) n_7^p (1 - n_2) - K_{tr,2} N_{Yb} (1 - f_{np}) n_7^p n_2 - C_{up} N_{Er} n_2^2 \end{aligned} \quad (2.26)$$

où les puissances de saturation sont définies par :

$$\begin{aligned}
P_{Er,s}^{sat} &= \frac{U_{Er,s}^{sat} \pi a^2}{\Gamma(\lambda_s)} & P_{Er,k}^{sat} &= \frac{U_{Er,k}^{sat} \pi a^2}{\Gamma(\lambda_k)} \\
P_{Yb,k}^{sat} &= \frac{U_{Yb,k}^{sat} \pi a^2}{\Gamma(\lambda_k)} & P_{Cl,k}^{sat} &= \frac{U_{Yb,k}^{sat} \pi a^2}{\Gamma_{cl}}
\end{aligned} \tag{2.27}$$

L'utilisation de ce modèle est a priori discutable car l'hypothèse de la faible variations transverses en fonction de la saturation de l'inversion de population n'a que peu de chance d'être vérifiée. C'est particulièrement vrai dans les applications des fibre à haute énergie qui utilisent pour la plupart des fibre à large cœur.

Finalement, le système (2.25) - (2.27) doit être complété par les équations de propagations obtenue en effectuant le même processus de moyenne sur (C.12)-(C.15) :

$$\pm \frac{\partial P_k^\pm}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial P_k^\pm}{\partial t} = \left\{ \sigma_{76,k} \left[(1 - f_{np}) n_7^p + f_{np} n_7^{np} \right] - \sigma_{67,k} \left[(1 - f_{np}) n_6^p + f_{np} n_6^{np} \right] \right\} \Gamma_{cl} N_{Yb} - \alpha_{bg} P_k^\pm \tag{C.19}$$

$$\begin{aligned}
\pm \frac{\partial S_{k,Yb}^\pm}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial S_{k,Yb}^\pm}{\partial t} &= \left[\left\{ \sigma_{76,k} \left[(1 - f_{np}) n_7^p + f_{np} n_7^{np} \right] - \sigma_{67,k} \left[(1 - f_{np}) n_6^p + f_{np} n_6^{np} \right] \right\} \Gamma_k N_{Yb} - \alpha_{bg} \right] S_{k,Yb}^\pm + \alpha_k^{RBS} S_{k,Yb}^\mp \\
&+ 2m_p h v_k \Delta v_k \Gamma_k N_{Yb} \sigma_{76,k} \left((1 - f_{np}) n_7^p + f_{np} n_7^{np} \right)
\end{aligned} \tag{C.20}$$

$$\pm \frac{\partial S_k^\pm}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial S_k^\pm}{\partial t} = \left[(\sigma_{21,k} n_2 - \sigma_{12,k} n_1) \Gamma_k N_{Er} - \alpha_{bg} \right] S_k^\pm + \alpha_k^{RBS} S_k^\mp \tag{C.21}$$

$$\begin{aligned}
\pm \frac{\partial S_{k,Er}^\pm}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial S_{k,Er}^\pm}{\partial t} &= \left[(\sigma_{21,k} n_2 - \sigma_{12,k} n_1) \Gamma_k N_{Er} - \alpha_{bg} \right] S_{k,Er}^\pm + \alpha_k^{RBS} S_{k,Er}^\pm \\
&+ 2m_s h v_k \Delta v_k \sigma_{21} N_{Er} \Gamma_k n_2
\end{aligned} \tag{C.22}$$

Les expressions des Γ sont particulièrement simples en faisant une approximation supplémentaire sur la forme du mode fondamental de la fibre : dans le cas d'une fibre à saut d'indice, le mode s'approxime bien par une gaussienne. En supposant qu'elle formé un cœur d'indice constant n_1 , une gaine d'indice n_2 , le rayon à $1/e^2$ équivalent du mode fondamental d'indice effectif n_e s'exprime simplement à partir des fonctions de Bessel J et K [2.55].

$$\omega_{\text{desurvire}} = \left(2 \int_0^{\infty} \Psi(r) r dr \right)^{1/2} = a \frac{VK_1(W)}{UK_0(W)} J_0(U) \quad (\text{C.23})$$

où la fréquence normalisée V de la fibre de rayon a s'écrit

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \cdot ON \quad (\text{C.24})$$

où on a posé de plus

$$U = a\sqrt{n_1^2 - n_e^2} \quad \text{et} \quad W = a\sqrt{n_e^2 - n_2^2}$$

Nous utiliserons le développement de Marcuse qui minimise l'erreur de recouvrement entre le mode réel et une gaussienne [2.54]

$$\omega_0 = a \cdot (0,65 + 1,619 V^{-3/2} + 2,879 V^{-6}) \quad (\text{C.25})$$

Alors,

$$\Gamma_k = 1 - \exp\left(-\frac{a^2}{\omega_0^2}\right) \quad (\text{C.26})$$

Comme ω_0 dépend de λ_k , Γ est indicé par k . Les équations (2.25) - (2.27) et (C.19)-(C.26) constituent le modèle M2.

Annexe D : Etude de l'amplificateur à l'aide de la transformée de Laplace

Les techniques standards de transformation de Laplace permettent d'étudier la phase 2 décrite dans la section 2.5 plus précisément [2.37, 2.39] : les impulsions de durée T_p pénètrent dans l'amplificateur espacées de la période T . Nous supposons dans ce calcul pour simplifier que la fibre ne contient pas d'ions non participants soit $f_{np}=0$ et désignerons simplement n_7^p par n_7 . Elles agissent comme une perturbation (quasi-) instantanée de l'état stationnaire fixé par la puissance moyenne signal à l'entrée de l'amplificateur $\langle P_s \rangle$. Nous écrivons cette perturbation sous la forme $P_{in}(t)=\langle P_s \rangle + \delta P_s(t)$. En réponse, les populations des états excités répondent selon $n_2(t)=\langle n_2 \rangle + \delta n_2(t)$ et $n_7(t)=\langle n_7 \rangle + \delta n_7(t)$

On a posé

$$\delta P_s(t) = \sum_{k \geq 0} \delta(t + kT) (P_p - \langle P \rangle) T_p - H(t + kT) \langle P \rangle \left(1 - \frac{T_p}{T}\right) \quad (D.1)$$

La perturbation s'écrit comme une somme de fonction crénaux H et de fonction δ de Dirac. On a posé $H(t)=1$ pour $0 < t < T_p$. En appliquant la théorie des perturbations linéaires à nous obtenons

$$\delta n_2(s) = - \left(n_{er}^0 - \frac{\sigma_{12}}{\sigma_{12} + \sigma_{21}} \right) \frac{\delta P_s(s)}{P_{sat}^s \tau_2} \frac{s + \omega_{yb} + \omega_{Tr,yb}}{(s + \omega_{yb} + \omega_{Tr,yb})(s + \omega_{Er} + \omega_{Tr,Er})} \quad (D.2)$$

où

$$\omega_{yb} = \frac{1}{\tau_{yb}} \left(1 + \frac{P_p \langle G_p \rangle - 1}{P_{yb}^{sat} \ln \langle G_p \rangle} \right)$$

$$\omega_{Er} = \frac{1}{\tau_{Er}} \left(1 + \sum_k \frac{P_k \langle G_k \rangle - 1}{P_{Er,k}^{sat} \ln \langle G_k \rangle} \right) \quad (D.3)$$

$$\omega_{Tr,yb} = K_{tr} N_{Er} \langle n_1 \rangle$$

$$\omega_{Tr,Er} = K_{tr} N_{yb} \langle n_7 \rangle$$

$\langle G_p \rangle = 1/\langle \alpha_p \rangle$ est l'inverse de l'absorption effective de la pompe non-perturbée, $\langle G_k \rangle$ est le gain moyen à la longueur d'onde λ_k .

(D.2) peut être inversée par transformation de Laplace inverse. D'où

$$\delta n_2(t) = - \left(n_{er}^0 - \frac{\sigma_{12}}{\sigma_{12} + \sigma_{21}} \right) \frac{P_p T_p}{P_{sat} \tau_2} \left[\Psi_1(t) \left(1 - \frac{T_p}{T} \right) - (\Psi_2(t) + \Psi_3(t)) \frac{1}{T} \left(1 - \frac{T_p}{T} \right) \right] \quad (D.4)$$

La réponse au peigne de fonctions δ en entrée est une combinaison de fonctions exponentielles et trigonométriques :

$$\Psi_1(t) = \sum_0^{\infty} f_1(t - kT) \quad (D.5)$$

avec

$$f_1(t) = \frac{1}{2} \left[\frac{\exp(-\omega_1 t)}{1 - \exp(-\omega_1 T)} + \frac{\exp(-\omega_2 t)}{1 - \exp(-\omega_2 T)} \right] + \frac{\gamma - \alpha}{2i\beta} \left(\frac{\exp(-\omega_1 t)}{1 - \exp(-\omega_1 T)} - \frac{\exp(-\omega_2 t)}{1 - \exp(-\omega_2 T)} \right)$$

$$\text{pour } 0 \leq t \leq T \text{ et } f_1(t) = 0 \text{ sinon.} \quad (D.6)$$

La réponse aux termes en H (qui représentent le retour à la puissance moyenne) est donnée par :

$$\Psi_2(t) = \frac{\exp(-\omega_2 t) - \exp(-\omega_1 t)}{\omega_1 - \omega_2} \quad (D.7)$$

$$\Psi_3(t) = \frac{1}{\omega_1 \omega_2} \left[1 + \frac{\omega_2 \exp(-\omega_1 t) - \omega_1 \exp(-\omega_2 t)}{\omega_1 - \omega_2} \right] \quad (D.8)$$

Les constantes numériques qui interviennent sont données par :

$$\alpha = (\omega_{Yb} + \omega_{Er} + \omega_{Tr, Yb} + \omega_{Er}) / 2$$

$$\beta = ((\omega_{Yb} + \omega_{Tr, Yb})(\omega_{Er} + \omega_{Er, Tr}) + \omega_{Tr, Yb} \omega_{Tr, Er} - \alpha^2)^{1/2} \quad (D.9)$$

$$\omega_1 = \alpha + i\beta$$

$$\omega_2 = \omega_1^* = \alpha - i\beta$$

Le temps d'amortissement $1/\alpha$ qui apparaît dans Ψ_1 , Ψ_2 and Ψ_3 peut être calculé pour les valeurs numériques qui ont servis à la fig. 2.50. On obtient $1/\alpha = 165 \mu s$.

Aux taux de répétition beaucoup plus petits que $\alpha = 6 \text{ kHz}$, l'inversion de population a le temps de se reformer avant l'arrivée de l'impulsion suivante (situation (i)). L'inversion est alors fixée par la puissance moyenne qui voyage dans l'amplificateur. Cette puissance tends vers 0 lorsque $T \rightarrow \infty$ et G_0 tends vers le gain petit signal de l'amplificateur. Aux taux de répétition beaucoup plus grand que α , la réponse de l'amplificateur à la perturbation de distribution δ et la réponse $\Psi_2 + \Psi_3$ à la distribution de Heaviside H dans (D.1) se compensent

dans la situation (ii) ci-dessus. La perturbation à l'état d'équilibre de l'amplificateur fixé par la puissance moyenne est petite et décroît comme $T \rightarrow T_p$

Annexe E : Etablissement des équations de la Diffusion Brillouin Stimulée

Nous avons montré à la section 3.2 comment les ondes acoustiques qui se propagent dans une fibre sont gouvernées par une équation dont les solutions sont les modes transverses et une équation de propagation sur l'enveloppe lentement variable.

L'équation modale s'écrit pour une onde de vecteur d'onde q dans un milieu de distribution de vitesse longitudinale $V_L(r)$:

$$\Delta_t u + \left(\frac{\Omega_B^2}{V_L^2} - q^2 \right) u = 0 \quad (\text{E.1})$$

L'équation de propagation s'écrit pour une onde de fréquence $\Omega = \Delta + \Omega_B$:

$$\frac{\partial \tilde{a}}{\partial t} + \left(\frac{\Gamma_B}{2} - j\Delta \right) \tilde{a} = 0 \quad (\text{E.2})$$

En général, $\Delta \neq 0$ et l'onde oscille à une fréquence légèrement différente de la fréquence d'excitation. Cependant Δ reste faible. Examinons à présent l'origine de ces ondes acoustiques.

D.1. DIFFUSION SPONTANEE

La description suivante de la diffusion Brillouin suit la présentation de Lombard [3.4] et la généralise en incluant la dimension du guidage acoustique transverse nécessaire pour la description correcte du spectre Brillouin. On considère une onde lumineuse qui se propage dans la fibre à la pulsation ω_1 avec le vecteur d'onde k_1 . Son enveloppe spatiale transverse est invariante au cours de la propagation. Elle est décrite par l'amplitude du mode de profil transverse F_1 . La fibre optique est parcourue par une onde acoustique de pulsation Ω et de vecteur d'onde q . Son enveloppe spatiale transverse est invariante au cours de la propagation. Elle est décrite par l'amplitude du mode u . La polarisation correspondant au processus de diffusion sur l'onde acoustique vérifie donc

$$P = \frac{\gamma}{\rho_0} \rho E$$

$$P = \frac{\gamma}{4\rho_0} (u \tilde{a}(z,t) \exp - i(\Omega t - qz) + c.c) (\tilde{A}_1(z,t) F_1 \exp - i(\omega_1 t - k_1 z) + c.c) \quad (\text{E.3})$$

$$P = \frac{\gamma}{4\rho_0} \left\{ \begin{aligned} & (u \tilde{a}(z,t) \cdot F_1 \tilde{A}_1(z,t) \exp - i[(\Omega + \omega_1)t - (q + k_1)z] + c.c) + \\ & (u \tilde{a}^*(z,t) \cdot F_1 \tilde{A}_1(z,t) \exp - i[(\omega_1 - \Omega)t - (k_1 - q)z] + c.c) \end{aligned} \right\} \quad (\text{E.4})$$

Le premier terme correspond à la diffraction de l'onde pompe par l'onde de vecteur d'onde q . Elle engendre une onde se déplaçant dans le même sens que l'onde pompe de pulsation $\omega_1 + \Omega$ et de vecteur d'onde $k_2 = k_1 + q$. Il s'agit de l'onde antistokes d'amplitude A_3 qui se propage dans un mode d'enveloppe F_3 . Le deuxième terme correspond à la diffraction de l'onde pompe par l'onde de vecteur d'onde $-q$. Elle engendre une onde se déplaçant en sens inverse l'onde pompe de pulsation $\omega_1 - \Omega$ et de vecteur d'onde $k_2 = k_1 - q$. Il s'agit de l'onde Stokes d'amplitude A_2 qui se propage dans un mode d'enveloppe F_2 .

De même à trois dimensions, la condition d'accord de phase s'écrivait :

$$\vec{k}_2 = \vec{k}_1 + \vec{q}$$

Appelons θ l'angle entre \vec{k}_1 et \vec{k}_2 . On obtient les relations de dispersion en utilisant les ordre de grandeur suivants : $\Omega \sim 15$ GHz, $v_a \sim 6$ 103 m/s, $\omega_s, \omega_L \sim 10^{14}$ Hz, $c/n \sim 2 \cdot 10^8$ m/s, $\Omega \ll \omega_1$, $q \ll |k_L|, |k_S|$:

$$|k_L| \sim |k_S|$$

$$\text{et } \Omega = 2|k_L|V_a \sin \frac{\theta_i}{2} = 2n\omega_L \frac{V_a}{c} \sin \frac{\theta}{2} \quad (\text{E.5})$$

Une fibre ne guidant que des ondes optiques de vecteur d'onde parallèle à l'axe z de la fibre, on a donc nécessairement $\theta=0$ ou π .

Si $\theta=0$, Ω_B est nul (ainsi que q). Si $\theta=\pi$, Ω_B est maximal et vaut :

$$\Omega_B = 2n \frac{V_a}{c} \omega_L \quad (\text{E.6})$$

$$k_L = k_S + q$$

En reportant dans (3.12), on obtient l'équation d'évolution des deux ondes :

$$\left(\frac{\partial \tilde{A}_2}{\partial z} - i(\omega_1 - \Omega)\beta_1 \tilde{A}_2 - \frac{i}{2}\beta_2(\omega_1 - \Omega)^2 \tilde{A}_2 \right) F_2 = + \frac{i(\omega_1 - \Omega)^2}{4k_2 \epsilon_0 c^2} \frac{\gamma}{\rho_0} u F_1 \tilde{a}^* \tilde{A}_1 \quad (\text{E.7})$$

$$\left(\frac{\partial \tilde{A}_3}{\partial z} - i(\omega_1 + \Omega)\beta_1 \tilde{A}_3 - \frac{i}{2}\beta_2(\omega_1 + \Omega)^2 \tilde{A}_3 \right) F_3 = + \frac{i(\omega_1 + \Omega)^2}{4k_3 \epsilon_0 c^2} \frac{\gamma}{\rho_0} u F_1 \tilde{a} \tilde{A}_1 \quad (\text{E.8})$$

Dans la description effectuée ci-dessus, l'onde acoustique n'est pas modifiée par les ondes optiques. Le régime est donc linéaire. Tant que a est indépendante de l'amplitude des ondes optiques générées A_2 et A_3 , le terme source dans le membre de droite est linéaire par rapport aux amplitudes des ondes optiques. Nous allons montrer qu'en fait l'interaction de l'onde pompe et de l'onde diffusée peut, dans certaines conditions, entretenir la diffusion ce qui la rend non-linéaire.

Remarquons également que ce phénomène de diffusion ne peut avoir lieu que si u , F_1 et F_2 (resp. u , F_1 et F_3) ont un recouvrement non-nul.

D.2. ELECTROSTRICTION

L'électrostriction est une propriété générale des matériaux qui se manifeste par l'existence d'une pression hydrostatique en présence d'un champ électrique intense.

Sous l'effet du champ, chaque molécule acquiert une polarisation $\vec{p} = \alpha \vec{E}$ où α est la polarisabilité de la molécule. L'énergie d'une molécule est alors $U = \vec{p} \cdot \vec{E}$. Pour la minimiser,

la molécule s'oriente dans le sens du champ appliqué. Cette polarisabilité modifiée à l'échelle mésoscopique la constante diélectrique du matériau selon $\delta\epsilon=\alpha$. L'énergie potentielle emmagasinée est donnée par

$$U = -\int_0^E pEdE = -\frac{1}{2}\alpha E^2 = -\frac{1}{2}\delta\epsilon E^2 \quad (\text{E.9})$$

La molécule subit une force donnée par

$$F = -\nabla U = \frac{\delta\epsilon}{2}\nabla(E^2) \quad (\text{E.10})$$

Ainsi chaque molécule, pour minimiser son énergie, migre vers les régions de champ intense. Il en résulte une modification de la densité du milieu qui s'accroît là où le champ est le plus intense.

La force entraîne une pression locale, la pression électrostrictive p_{st} . Le travail des forces de compression est donné par :

$$W = -p_{st} \frac{\rho}{\rho_0} \quad (\text{E.11})$$

En égalant le travail du champ et le travail mécanique, on obtient :

$$p_{st} = \rho_0 \frac{\delta\epsilon}{\rho} \frac{E^2}{2} = \gamma \frac{E^2}{2} \quad (\text{E.12})$$

La force par unité de volume est donnée par $f = \nabla p_{st}$ (E.13)

L'équation de propagation des déplacements doit être modifiée pour inclure un terme source causé par cette force locale :

$$\rho_0 \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \left(\rho_0 V_L^2 + \eta_{11} \frac{\partial}{\partial t} \right) \nabla(\nabla \cdot u) - \left(\rho_0 V_S^2 + \eta_{44} \frac{\partial}{\partial t} \right) \nabla \times \nabla \times u + f \quad (\text{E.14})$$

On en tire pour la densité une nouvelle équation incluant la densité :

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - V_L^2 \Delta \rho + \Gamma \frac{\partial \Delta \rho}{\partial t} = -\frac{\gamma}{2} \Delta(E^2) \quad (\text{E.15})$$

Au terme de dissipation près (dérivée première par rapport au temps), cette équation est une équation d'onde.

D.3. COUPLAGE PAR ÉLECTROSTRICTION

Supposons que deux ondes de pulsations ω_1 et ω_2 se propagent dans une fibre optique de façon contrapropagative dans les modes F_1 et F_2 :

$$E_1 = \frac{1}{2} \left\{ \tilde{A}_1(z,t) F_1 \exp i(-\omega_1 t + k_1 z) + cc \right\} \quad (\text{E.16})$$

$$E_2 = \frac{1}{2} \left\{ \tilde{A}_2(z,t) F_2 \exp i(-\omega_2 t - k_2 z) + cc \right\} \quad (\text{E.17})$$

En reportant le champ total $E=E_1+E_2$ dans le terme source de (E.13), on obtient l'équation de propagation de l'onde acoustique produite par le battement de E_1 et E_2 . En écrivant ρ sous la forme d'une onde plane selon (3.26) et en utilisant l'approximation des enveloppes lentement variable, on obtient l'équation qui régit l'amplitude lentement variable de l'onde acoustique qui se propage dans le mode u excitée par l'interférence entre E_1 et E_2 :

$$\left\{ (q^2 \Gamma' - 2j\Omega) \frac{\partial \tilde{a}}{\partial t} - 2(jqV_L^2 + q\Gamma'\Omega) \frac{\partial \tilde{a}}{\partial z} + (\Omega_B^2 - \Omega^2 - i\Omega\Gamma'q^2) \tilde{a} \right\} u = \frac{(k_1 - k_2)^2 \gamma}{2} \tilde{A}_1 \tilde{A}_2^* F_1 F_2 \quad (\text{E.18})$$

Ω_B est la fréquence propre d'un mode. L'accord de phase s'écrit

$$q = k_1 - k_2 \quad (\text{E.19})$$

En utilisant les hypothèses de la section 3.2 ainsi que l'équation (E.17), on obtient :

$$\left\{ \frac{\partial \tilde{a}}{\partial t} + \left(\frac{\Gamma_B}{2} + j \frac{\Omega_B^2 - \Omega^2}{2\Omega} \right) \tilde{a} \right\} u = j \frac{q^2 \gamma}{4\Omega} \tilde{A}_1 \tilde{A}_2^* F_1 F_2 \quad (\text{E.20})$$

En supposant le désaccord Δ petit devant $\Omega=\omega_1+\omega_2$ défini par

$$\Omega = \Omega_B + \Delta \quad (\text{E.21})$$

On obtient l'équation :

$$\left\{ \frac{\partial \tilde{a}}{\partial t} + \left(\frac{\Gamma_B}{2} - j\Delta \right) \tilde{a} \right\} u = j \frac{q^2 \gamma}{4\Omega} \tilde{A}_1 \tilde{A}_2^* F_1 F_2 \quad (\text{E.22})$$

L'onde acoustique est donc modifiée par le battement entre les ondes E_1 et E_2 . C'est le régime stimulé. On peut supposer que $F_1=F_2$ car la dispersion est faible.

En multipliant les deux membres par u^* et en intégrant transversalement, on obtient :

$$\frac{\partial \tilde{a}}{\partial t} + \left(\frac{\Gamma_B}{2} - j\Delta \right) \tilde{a} = jg_2 \tilde{A}_1 \tilde{A}_2^* I_u \quad (\text{E.23})$$

où le recouvrement I_u est donné par

$$I_u = \iint_{\text{fibre}} F_1(x,y) F_2(x,y) u(x,y) dx dy \quad (\text{E.24})$$

et

$$g_2 = \frac{q^2 \gamma}{4\Omega} \quad (\text{E.25})$$

L'intégrale (E.24) est une grandeur homogène à l'inverse d'une longueur. Elle traduit le fait que F_1 , F_2 et u doivent avoir un recouvrement non nul pour que l'interaction soit efficace. En utilisant l'inégalité de Cauchy-Schwartz sur les fonctions F_1 et F_2 qui sont de classe L^2 , on a :

$$I_u \leq \left[\iint_{\text{fibre}} (F_1(x, y) F_2(x, y))^2 dx dy \right]^{1/2} \times \left[\iint_{\text{fibre}} (u(x, y))^2 dx dy \right]^{1/2} = \left[\iint_{\text{fibre}} (F_1(x, y) F_2(x, y))^2 dx dy \right]^{1/2}$$

Dans le cas où la fibre est monomode ou bien lorsqu'on excite de manière sélective le mode fondamental d'une fibre faiblement multimode, $F_1=F_2$. Il est donc naturel d'écrire I_u sous la forme

$$I_u = \frac{\iint_{\text{fibre}} |F(x, y)|^2 u(x, y) dx dy}{\left(\iint_{\text{fibre}} |F(x, y)|^4 dx dy \right)^{1/2}} \times \left(\frac{\iint_{\text{fibre}} |F(x, y)|^4 dx dy}{\left(\iint_{\text{fibre}} |F(x, y)|^2 dx dy \right)^2} \right)^{1/2} = \frac{\Gamma_u}{\sqrt{A_{\text{eff}}}} \quad (\text{E.26})$$

Avec l'aire effective optique usuelle A_{eff} définie par (3.17) et le facteur de recouvrement sans unité

$$\Gamma_u = \frac{\iint_{\text{fibre}} |F(x, y)|^2 u(x, y) dx dy}{\left(\iint_{\text{fibre}} |F(x, y)|^4 dx dy \right)^{1/2}} \leq 1 \quad (\text{E.27})$$

Alors

$$\frac{\partial \tilde{a}}{\partial t} + \left(\frac{\Gamma_B}{2} - j\Delta \right) \tilde{a} = +j \frac{g_2}{\sqrt{A_{\text{eff}}}} \tilde{A}_1 \tilde{A}_2^* \Gamma_u \quad (\text{E.28})$$

En fait les modes optiques et les modes acoustiques n'ont aucune raison d'être les mêmes. Aussi de nombreux modes acoustiques vont être excités pour un battement donné entre deux ondes optiques. L'équation (E.28) devrait donc être réécrite pour tous les modes acoustiques supportés par la fibre.

Annexe F : Calcul des modes d'une fibre optique à profil d'indice de révolution

Afin d'étudier les propriétés optiques et acoustiques des fibres optiques, nous avons besoin de déterminer les modes qu'une fibre de profil d'indice donné peut guider. Nous ne considérons dans notre travail que des fibres dont le profil d'indice est à symétrie de révolution. La grande hétérogénéité de celui-ci nous pousse cependant à adopter une description qui s'écarte du saut d'indice classique notamment pour tenir compte de la présence ou non d'un trou d'indice au centre de la fibre. Nous considérerons donc que la fibre est constituée d'une succession de couches homogènes d'indice de réfraction n_i et de rayon externe a_i (figure F.1). Nous avons vu aux chapitres 3 et 4 que nous pouvons toujours nous placer dans l'approximation de faible guidage pour laquelle la différence maximale d'indice est petite devant 1. Dans ce cas, les équations des modes acoustiques (chapitre 3) comme les équations des modes optiques (chapitre 4) se réduisent à l'équation de Helmholtz. Le champ électrique ou acoustique peut être décrit par un seul champ scalaire représentant une composante du champ électrique ou les ondes de densité. Supposons par exemple que $E_y=0$. Alors $H_x=0$ et E est polarisé selon x .

$$E_x = \text{Re}\{F(r, \theta) \tilde{A}(z, t) \exp i(\beta_0 z - \omega_0 t)\} \quad (\text{F.1})$$

Dans le cas des ondes acoustiques, le champ scalaire est celui des fluctuations de densité ρ et q est le vecteur d'onde correspondant.

La partie à dépendance transverse F est solution de l'équation d'Helmholtz

$$\Delta_t u + (k^2 n^2 - \beta^2) u = 0 \quad (\text{F.2})$$

$n(r)$ est l'indice de réfraction (ou acoustique) et β est la constante de propagation du mode. Δ_t est le laplacien transverse.

Dans chaque couche où l'indice est uniforme on a :

$$\Delta_t u + (k^2 n_i^2 - \beta^2) u = 0 \quad (\text{F.3})$$

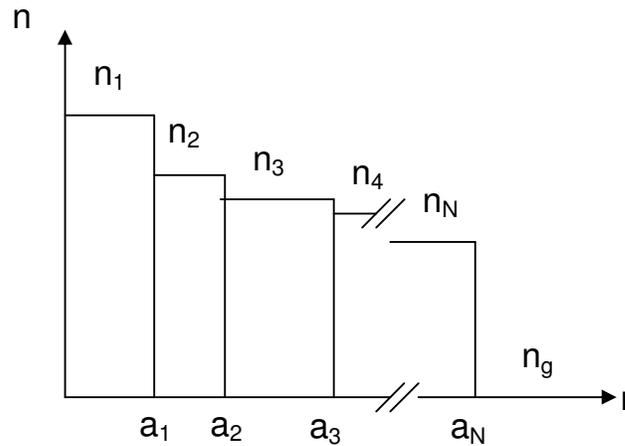


Figure E.1 – Décomposition de la fibre en couches d'indice homogènes

F peut elle-même être décomposée selon

$$F(r, \theta) = \psi(r) \begin{cases} \cos l\theta \\ \sin l\theta \end{cases} \quad (\text{F.4})$$

Où l est l'indice azimutal du mode. Le choix entre le cosinus ou le sinus donne deux modes orthogonaux, l'un pair, l'autre impair.

ψ est solution de l'équation

$$\frac{d^2\psi}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\psi}{dr} + \left[(k_0^2 n_i^2 - \beta^2) - \frac{l^2}{r^2} \right] \psi = 0 \quad (\text{F.5})$$

Les solutions de cette équation dépendent du signe de $k_0^2 n_i^2 - \beta^2$:

- si n_i est tel que $k_0^2 n_i^2 - \beta^2 > 0$, alors ψ est une combinaison linéaire de fonctions de Bessel de 1^{ère} et 2^{ème} espèce :

$$\psi(r) = A_i J_l(x_i r) + B_i Y_l(x_i r) \quad (\text{F.6})$$

Avec

$$x_i = \sqrt{k_0^2 n_i^2 - \beta^2} \quad (\text{F.7})$$

- si n_i est tel que $k_0^2 n_i^2 - \beta^2 < 0$, alors ψ est une combinaison linéaire de fonctions de Bessel modifiées de 1^{ère} et 2^{ème} espèce:

$$\psi(r) = A_i I_l(h_i r) + B_i K_l(h_i r) \quad (\text{F.8})$$

Avec

$$h_i = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_i^2} \quad (\text{F.9})$$

Aux interfaces, les composantes tangentielles des champs électriques et magnétiques sont continues. C'est vrai en particulier pour E_z et H_z .

En utilisant

$$H_z = -\frac{j}{\omega\mu_0} \vec{u}_z \cdot \text{rot } \vec{E} \quad (\text{F.10})$$

On peut montrer qu'avec \vec{E} polarisé selon x , $\text{rot } \vec{E}$ est proportionnel à la dérivée de E_x par rapport à r . La continuité de H_z implique donc la continuité de $\frac{\partial \psi}{\partial r}$. La continuité de E_x implique la continuité de ψ .

$$\begin{bmatrix} \psi \\ \frac{\partial \psi}{\partial r} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_l(x_i r) & \hat{Z}_l(x_i r) \\ x_i Z'_l(x_i r) & x_i \hat{Z}'_l(x_i r) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_i \\ B_i \end{bmatrix} \quad (\text{F.11})$$

Les conditions de continuité sur ψ et sa dérivée s'écrivent matriciellement sous la forme

$$\begin{bmatrix} Z_i(x_i a_i) & \hat{Z}_i(x_i a_i) & -Z_i(x_{i+1} a_{i+1}) & -\hat{Z}_i(x_{i+1} a_{i+1}) \\ x_i Z'_i(x_i a_i) & x_i \hat{Z}'_i(x_i a_i) & -x_{i+1} Z'_i(x_{i+1} a_{i+1}) & -x_{i+1} \hat{Z}'_i(x_{i+1} a_{i+1}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_i \\ B_i \\ A_{i+1} \\ B_{i+1} \end{bmatrix} = 0 \quad (\text{F.12})$$

Pour une fibre à N couches, il y a N-1 interfaces soit N-1 conditions aux limites. On obtient une matrice $2(N-1) \times 2N$.

Le champ doit décroître vers 0 à l'infini. Pour des modes guidés, la condition $k_0^2 n_i^2 - \beta^2 < 0$ est réalisée dans la couche de gaine et la fonction I_1 diverge en $+\infty$ donc $A_N=0$. Le champ doit rester borné au voisinage de 0 or Y_1 et K_1 divergent en 0, donc $B_1=0$. Ces deux conditions diminuent le nombre d'inconnues de 2.

La matrice des conditions aux limites est donc en fait de taille $2(N-1) \times 2(N-1)$.

$$Q \bullet \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \\ B_2 \\ A_3 \\ B_3 \\ \dots \\ A_{N-1} \\ B_{N-1} \\ B_N \end{bmatrix} = 0 \quad (\text{F.13})$$

Où la matrice Q s'écrit :

$$Q = \begin{bmatrix} Z_1(x_1 a_1) & -Z_1(x_2 a_2) & -\hat{Z}_1(x_2 a_2) & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & Z_1(x_2 a_2) & \hat{Z}_1(x_2 a_2) & -Z_1(x_3 a_3) & -\hat{Z}_1(x_3 a_3) & \dots & 0 & 0 & 0 \\ \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & -Z_1(x_{N-1} a_{N-1}) & -\hat{Z}_1(x_{N-1} a_{N-1}) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & Z_1(x_{N-1} a_{N-1}) & \hat{Z}_1(x_{N-1} a_{N-1}) & -\hat{Z}_1(x_N a_N) \\ x_1 Z'_1(x_1 a_1) & -x_2 Z'_1(x_2 a_2) & -x_2 \hat{Z}'_1(x_2 a_2) & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & x_2 Z'_1(x_2 a_2) & x_2 \hat{Z}'_1(x_2 a_2) & -x_3 Z'_1(x_3 a_3) & -x_3 \hat{Z}'_1(x_3 a_3) & \dots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & -x_{N-1} Z'_1(x_{N-1} a_{N-1}) & -x_{N-1} \hat{Z}'_1(x_{N-1} a_{N-1}) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & x_{N-1} Z'_1(x_{N-1} a_{N-1}) & x_{N-1} \hat{Z}'_1(x_{N-1} a_{N-1}) & -x_N \hat{Z}'_1(x_N a_N) \end{bmatrix} \quad (\text{F.14})$$

Cette équation n'admet une solution non-triviale correspondant à un mode guidé que si le déterminant est nul. Il s'agit d'une équation en β dont les solutions sont les constantes de propagation des modes guidés.

Pour un β donné, le vecteur formé des coefficients du mode correspond à un élément non trivial du noyau de Q. Un vecteur propre n'est fixé qu'à un coefficient de proportionnalité près. Pour le calculer on pose donc $A_1=1$ et on inverse le système suivant :

$$M \bullet \begin{bmatrix} A_2 \\ B_2 \\ A_3 \\ B_3 \\ \dots \\ A_{N-1} \\ B_{N-1} \\ B_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_l(x_1 a_1) \\ 0 \\ \dots \\ 0 \\ 0 \\ -x_1 Z'_l(x_1 a_1) \\ 0 \\ \dots \\ 0 \end{bmatrix} \quad (\text{F.15})$$

Où M est obtenue en supprimant la 1^{ère} colonne et la dernière ligne de Q :

$$M = \begin{bmatrix} -Z_l(x_2 a_2) & -\hat{Z}_l(x_2 a_2) & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ Z_l(x_2 a_2) & \hat{Z}_l(x_2 a_2) & -Z_l(x_3 a_3) & -\hat{Z}_l(x_3 a_3) & \dots & 0 & 0 & 0 \\ \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & -Z_l(x_{N-1} a_{N-1}) & -\hat{Z}_l(x_{N-1} a_{N-1}) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & Z_l(x_{N-1} a_{N-1}) & \hat{Z}_l(x_{N-1} a_{N-1}) & -\hat{Z}_l(x_N a_N) \\ -x_2 Z'_l(x_2 a_2) & -x_2 \hat{Z}'_l(x_2 a_2) & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ x_2 Z'_l(x_2 a_2) & x_2 \hat{Z}'_l(x_2 a_2) & -x_3 Z'_l(x_3 a_3) & -x_3 \hat{Z}'_l(x_3 a_3) & \dots & 0 & 0 & 0 \\ \dots & \dots \end{bmatrix} \quad (\text{F.16})$$

La solution du système (F.15) à laquelle on rajoute $A_1=1$ permet de calculer la fonction ψ correspondant à un β et un l donnés. On indexe les solutions β dans l'ordre décroissant par l'indice m . La connaissance des A_i et B_i permet en utilisant (F.6) et (F.8) de calculer ψ en tout point de la fibre. Un exemple de calcul est donné sur la figure (F.2).

A partir de Ψ et du choix $\cos l\theta$ ou $\sin l\theta$, on obtient les modes linéairement polarisés dans l'approximation de faible guidage LP_{lm} .

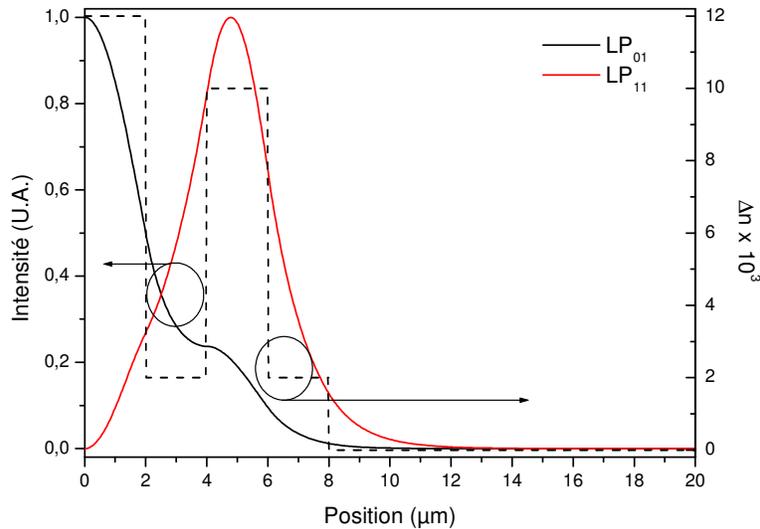


Figure F.2 – Exemple de calcul des deux premiers modes (traits pleins) d'un profil décomposé en tranches homogènes (trait interrompu).

Annexe G : Préamplificateur à fibres à faible biréfringence

La première version de notre préamplificateur a été développée avec des fibres à faible biréfringence. Sans précaution particulière, l'état de polarisation est modifié par la biréfringence aléatoire de chaque section de fibre.

G.1.1. Partie monomode

Le préamplificateur est constitué de 3 étages d'amplification (fig. G.1). Le premier étage est constitué de fibres dopées Erbium car la puissance de pompe à absorber est faible. Deux architectures étaient possibles : amplification en simple ou en double passage. L'amplification en double passage (cf. section 2.4.2) permet d'amplifier des impulsions de faible puissance moyenne tout en obtenant un bon rapport signal sur bruit par réjection de l'ESA après un passage. De gains de l'ordre de 45 dB peuvent ainsi être obtenus avec un seul étage. Ce système a toutefois l'inconvénient d'avoir une longueur effective de propagation pour la Diffusion Brillouin Stimulée élevée si le filtre est plus large que le saut Brillouin soit environ 0,1 nm. En outre, nous avons vu au chapitre 2 qu'il peut générer des instabilités temporelles à faible taux de répétition. Nous avons donc choisi de travailler avec une configuration en simple passage.

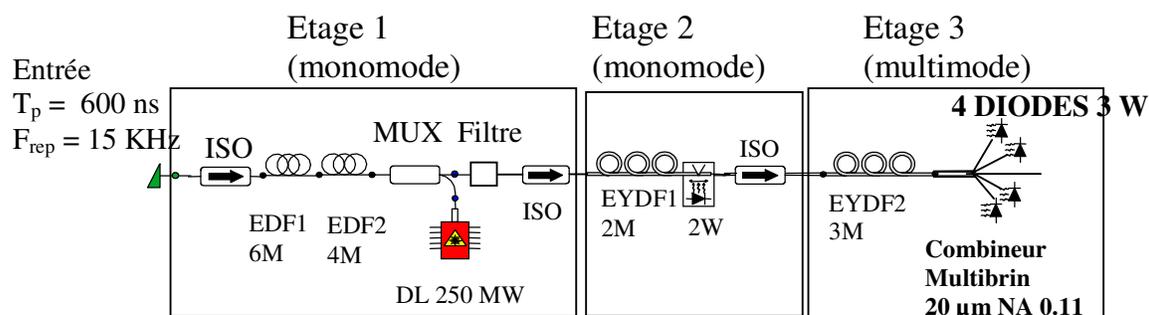


Figure G.1 - Architecture du préamplificateur

Une diode de pompe monoruban de 250 mW à 980 nm est couplée par un multiplexeur à la fibre dopée Erbium de diamètre 2,8 μ m. La figure G.2 indique qu'à partir de 160 mW de pompe couplés, le gain de l'amplificateur atteint le régime de saturation. Par ailleurs, le rapport signal sur puissance totale de bruit (RSPBT) défini comme le rapport entre la puissance de signal dans la bande et la puissance d'émission spontanée copropagative est assez faible, de l'ordre de 6 dB. Il décroît lorsque la puissance de pompe augmente à cause de l'ESA générée.

En l'absence de filtre optique, l'ESA générée va saturer les étages aval, en particulier à faible taux de répétition. La simulation de la figure G.5 illustre le phénomène. Un filtre passe bande de largeur spectrale 0,1 nm est donc inséré entre le premier et le deuxième étage pour supprimer l'ESA copropagative en dehors de la bande.

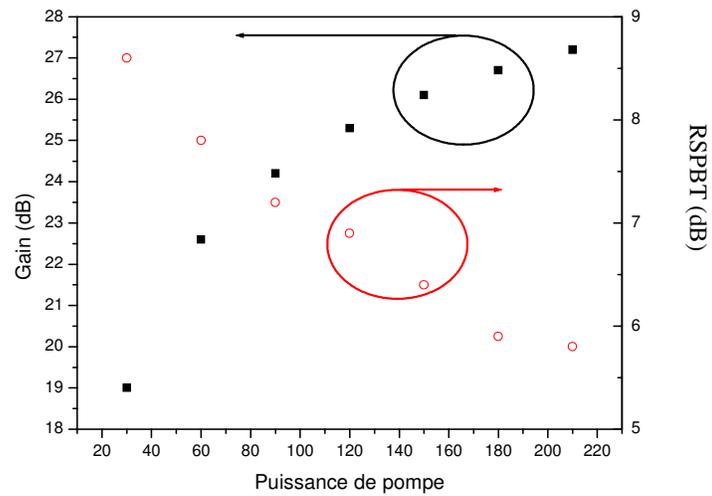


Figure G.2 – Dépendance du gain du 1^{er} étage et du rapport puissance signal sur puissance de bruit totale (RSPBT) avec la puissance de pompe.

Le deuxième étage est constitué d'une fibre Erbium-Ytterbium de 12 μm de diamètre de coeur et de 2 m de long pompée en contrapropagatif par une diode de 2 W en utilisant la technique VSP®, technique développée par la société Keopsys. L'énergie par impulsion et la durée des impulsions en sortie du deuxième étage ont été tracées sur les figures G.3 et G.4.

La durée des impulsions est réduite de 34 % lorsque l'énergie augmente de 14 μJ à 30 μJ . L'utilisation d'une forme trapézoïdale adaptée en entrée de l'amplificateur permet de générer des impulsions en sortie de forme quasi-gaussienne. Ces propriétés s'interprètent facilement à l'aide du modèle A1 du chapitre 2.

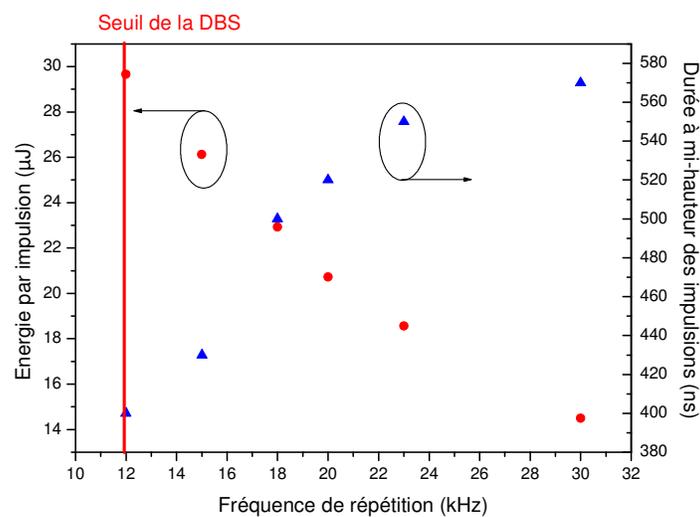


Figure G.3 – Energie en sortie du deuxième étage et durée effective des impulsions (ns).

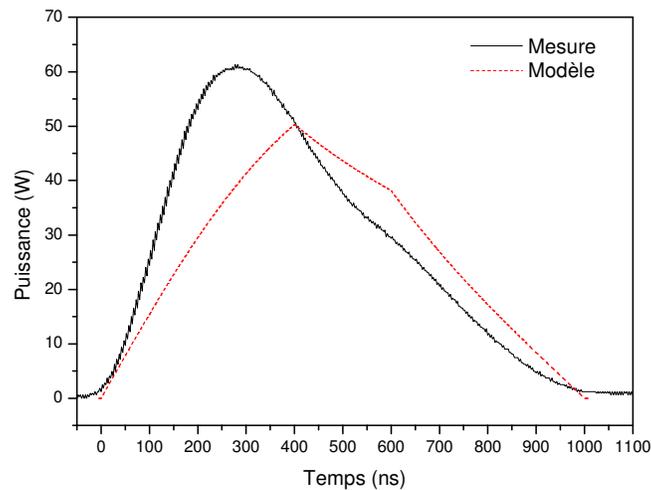


Figure G.4 – Forme de l'impulsion après le deuxième étage à une fréquence de 15 kHz. Pour la modélisation, la forme d'entrée est prise trapézoïdale.

Le troisième étage est constitué d'une fibre multimode de 20 μm de cœur dopée Erbium-Ytterbium d'ouverture numérique NA 0.15 (fibre F du chapitre 3). Cette fibre est faiblement multimode avec une fréquence normalisée $V \sim 6$. D'après la table 4.1, elle guide donc 6 familles de modes LP_{lm} soit 20 modes en prenant en compte les différentes polarisations.

L'énergie en sortie croît régulièrement comme l'inverse de la fréquence de répétition jusqu'au point où la DBS déplete les impulsions. Elle atteint $E=100 \mu\text{J}$ pour une puissance crête de $P_p=180\text{W}$ et un taux de répétition de 15 kHz (fig. G.5). La figure illustre aussi le bon accord entre expérience et modélisation. L'énergie en sortie est limitée par la diffusion Brillouin stimulée. Le saut Brillouin dans la fibre de sortie du coupleur multibrin a été mesuré proche de 11,9 GHz comme celui de la fibre SMF 28. Les courbes de gain Brillouin dans la fibre dopée et dans le coupleur sont donc totalement disjointes. La fibre de sortie a été gardée suffisamment courte pour que le seuil de la diffusion Brillouin soit d'abord atteint dans le coupleur multibrins.

Nous avons utilisé des techniques d'injection sélective afin d'optimiser le couplage entre la fibre monomode en entrée de la fibre multimode amplificatrice EYDF2. La qualité spatiale peut alors être rendue très bonne. Nous avons obtenu en sortie du combineur multibrin $M^2 < 1.4$ (fig. G.6, G.7).

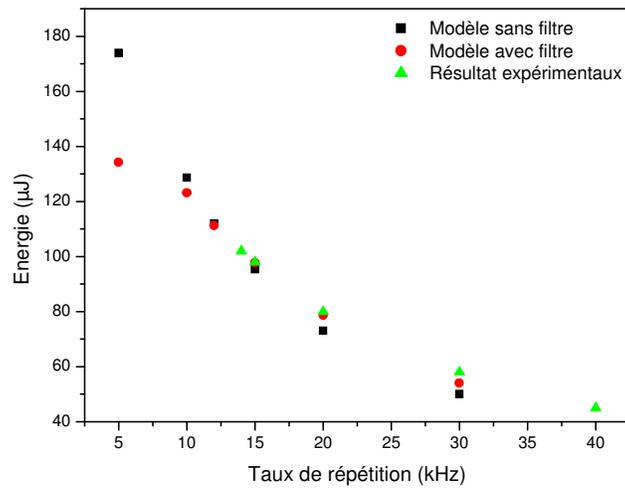


Figure G.5 - Evolution de l'énergie par impulsion en fonction du taux de répétition.

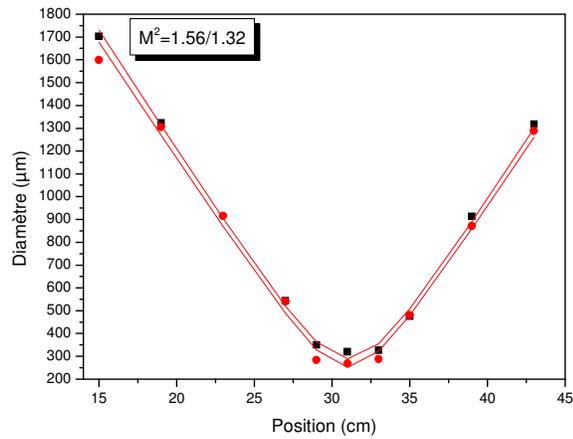


Figure G.6 - Evolution du diamètre du faisceau en sortie du troisième étage et ajustement du M^2 .

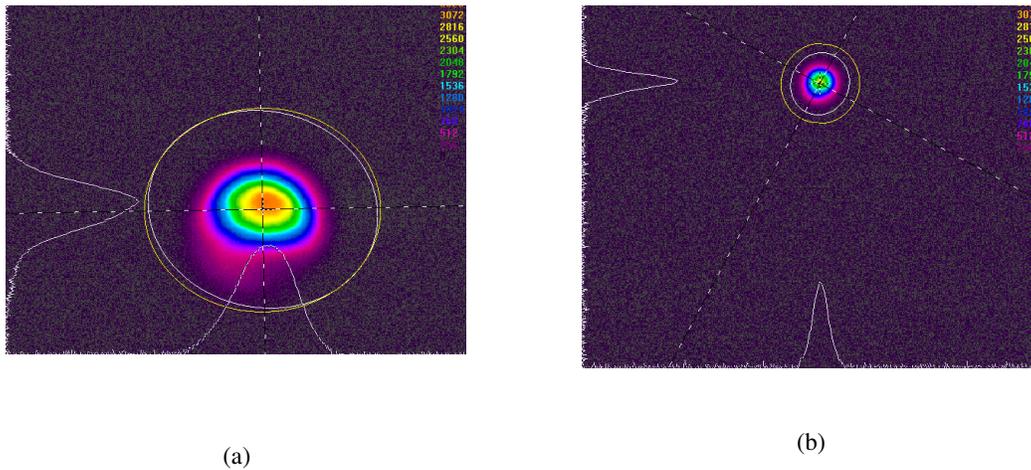


Figure G.7 - Champ lointain (a) et champ proche (b) à la sortie de l'amplificateur.

Afin de mettre en évidence la nature du profil du faisceau observé, nous avons retiré le filtre et remplacé les deux premiers étages par une source accordable (diode en cavité externe) amplifiée par un amplificateur commercial standard de 1 W de puissance moyenne. Lorsque la longueur d'onde varie, on observe une modification pseudopériodique de la forme du faisceau (fig. G.8).

On constate un changement de forme du faisceau en fonction de la longueur d'onde utilisée avec un comportement quasi-périodique. Parfois le faisceau est bien rond, parfois une structure en forme de haricot ou de poire apparaît. Nous avons vu que ce type de structure pouvait être obtenu en faisant interférer les modes LP_{01} , LP_{11} et LP_{02} . Cette expérience confirme le caractère interférométrique du champ en sortie et la difficulté à n'injecter qu'un seul mode.

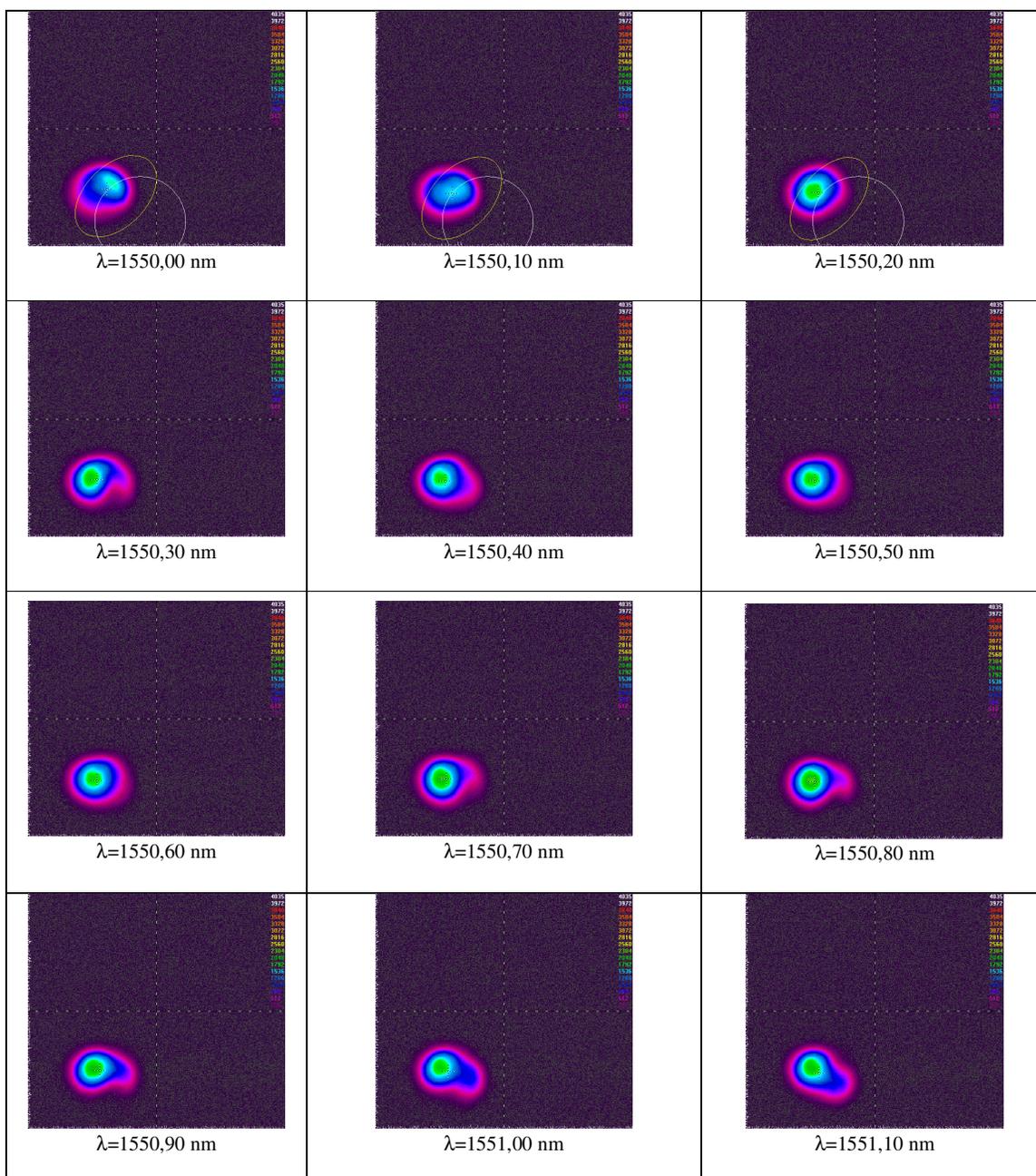


Figure G.8 – Evolution de la forme du profil de faisceau en champ proche en fonction de la longueur d'onde.

G.1.2. Etats de polarisation

Nous avons placé en sortie de l'amplificateur un analyseur de polarisation (équipement Thorlabs). Cet analyseur mesure les paramètres Stokes de l'onde incidente. A l'aide d'un contrôleur de polarisation (boucles de Lefèvre) placée entre l'injecteur et le préamplificateur,

nous pouvons ajuster l'état de polarisation en entrée de l'amplificateur. Les zones de biréfringence aléatoire réparties tout le long du préamplificateur transforme l'état de polarisation en un état elliptique quelconque. Dans le cas d'amplificateurs à fibres monomodes, la qualité spatiale du faisceau en sortie de fibre ne dépend pas de l'état de polarisation : la première est parfaite puisque le faisceau est monomode. Le second est ajusté au moyen des boucles de Lefèvre à l'entrée de l'amplificateur. Elles permettent de trouver un état de polarisation en entrée qui produit un état de polarisation linéaire en sortie.

Dans le cas de notre préamplificateur à fibres faiblement multimodes, nous avons obtenu un état de polarisation linéaire mais avec un degré de polarisation d'environ 90%. (fig. G.9).

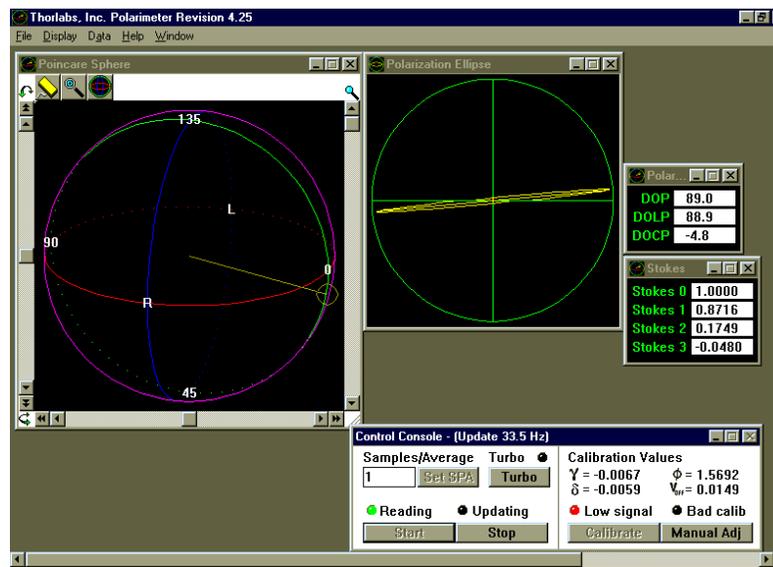


Figure G.9 –Etat de polarisation en sortie du 3ème étage lorsque la polarisation en entrée est optimisée

Nous avons de plus observé l'existence d'un couplage entre la qualité spatiale du faisceau et l'état de polarisation : lorsque les boucles de Lefèvre, pourtant situées sur la partie monomode du montage sont ajustées, nous observons une modification de la position et de l'intensité relative des lobes secondaires dans le champ proche (fig.G.10).

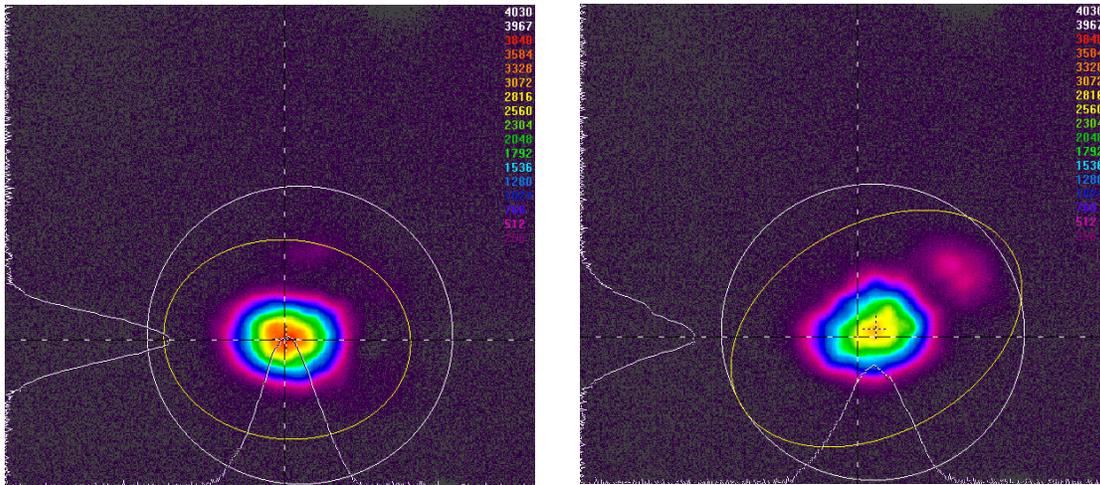


Figure G.10 – Forme du faisceau en sortie du 3^{ème} étage pour deux états de polarisation différents en entrée.

Ce comportement est lié à la présence de modes LP_{11} dans la fibre amplificatrice. La décomposition en modes LP est une approximation qui n'est valable que lorsque l'ouverture numérique de la fibre est nulle. Dans une fibre réelle, les modes de moment angulaire nul LP_{0m} sont identifiables à une décomposition qui ne fait intervenir que le mode HE_{1m} . Les modes LP_{11} sont au nombre de quatre e_{xp} , e_{xi} , e_{yp} , e_{yi} (fig. G.11) et ont une constante de propagation identique β dans le cadre de l'approximation LP: la répartition spatiale de l'intensité peut être azimuthalement paire ou impaire (modes indicés p ou i respectivement) ; la polarisation peut être verticale ou horizontale (modes indicés y ou x respectivement).

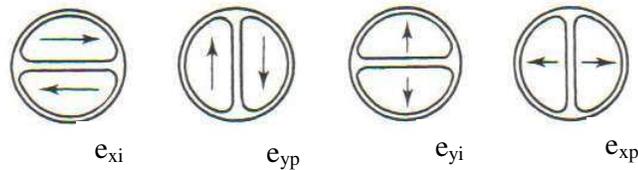


Figure G.11 – Les quatre modes LP_{11}

Supposons que le couplage entre une fibre d'injection monomode et une fibre faiblement multimode soit caractérisé par un défaut avec une direction préférentielle : un léger décalage ou un léger angle d'injection (fig. G.12). Soit x l'axe de ce défaut principal. La projection du mode injecté sur les modes de la fibre multimode montre que les modes LP_{01x} , LP_{01y} , e_{xp} et e_{yp} peuvent être excités selon la polarisation incidente. Lorsque la polarisation en entrée est ajustée, la répartition de l'intensité en sortie n'est pas modifiée. La biréfringence aléatoire vue par les modes LP_{01x} et LP_{01y} d'une part et e_{xp} et e_{yp} d'autre part n'est pas la même car la répartition du champ n'est pas la même. Ces deux modes voyagent à des vitesses différentes dans la fibre. Si la fibre est assez longue, on peut donc avoir en sortie une combinaison de modes LP_{01} et LP_{11} qui oscillent selon deux états de polarisation différents. On obtient donc une dépolarisation spatiale partielle du signal à amplifier. Lorsque la polarisation d'injection

est modifiée, les états de polarisation respectifs des deux familles de modes évoluent. Leur poids respectif dans la distribution spatiale en sortie change mais pas la forme. En particulier si le champ injecté est une somme entre le mode LP_{01} et un mode LP_{11x} , le champ en sortie aura une forme de haricot orienté selon l'axe x quelque soit la polarisation injectée. Ce modèle explique donc la dépolarisation observée mais pas le changement d'orientation du lobe secondaire.

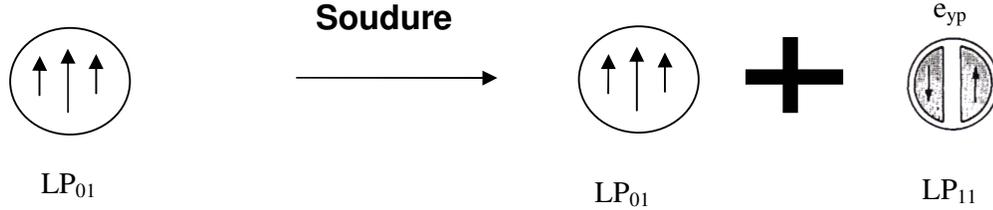


Figure G.12 – Effet du défaut à la soudure d'injection

En réalité, les quatre « modes » approchés e_{xp} , e_{xi} , e_{yp} , e_{yi} sont en fait combinaisons linéaires de 4 modes « réels » c'est-à-dire hors de l'approximation de faible guidage (fig. G.13) : $e_1=HE_{2m, pair}$, $e_2=TM_{0m}$, $e_3=HE_{2m, impair}$, $e_4=TE_{0m}$. Soit β_1 , β_2 , β_3 et β_4 les corrections respectives de ces modes. On pose

$$\delta\beta_i = \beta_i - \beta \quad (G. 1)$$

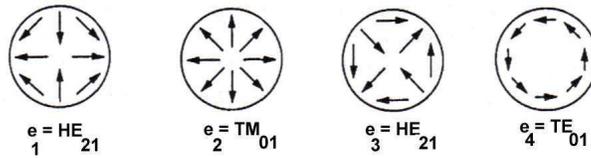


Figure G.13 – Les 4 modes « réels » composants les modes LP_{11}

Il convient de remarquer que les modes HE_{2m} et HE_{2m} impairs ont des constantes identiques. En revanche, les modes TM_{0m} et TE_{0m} ont des constantes de propagation différentes. Afin de fixer les ordre de grandeurs,

$$\frac{a|\delta\beta_4 - \delta\beta_3|}{\Delta^{3/2}} \leq 0,75 \quad (G. 2)$$

$$\frac{a|\delta\beta_2 - \delta\beta_1|}{\Delta^{3/2}} \leq 0,25 \quad (G. 3)$$

dans ces expressions $\Delta = \frac{n_2^2 - n_1^2}{n_1^2}$ avec n_1 l'indice du cœur et n_2 l'indice de la gaine.

Les combinaisons linéaires sont les suivantes :

$$\begin{aligned}
 e_{xp} &= \frac{e_1 + e_2}{2} \\
 e_{xi} &= \frac{e_3 + e_4}{2} \\
 e_{yp} &= \frac{e_4 - e_3}{2} \\
 e_{yi} &= \frac{e_2 - e_1}{2}
 \end{aligned}
 \tag{G. 4}$$

Dans le cas où le défaut d'injection aboutit à l'excitation du mode e_{xp} , la différence de constante de propagation entre mode HE et TM aboutit donc à l'oscillation de la répartition spatiale le long de la fibre entre une structure e_{xp} et une structure e_{yi} . Le « mode » e_{xp} ne se propage donc pas en fait de manière invariante mais oscille en polarisation et en répartition spatiale. Le même phénomène se produit si le mode e_{xi} est excité (fig. G.13). Dans ce modèle, le changement de l'état de polarisation en entrée de la fibre faiblement multimode aboutit donc à l'observation en sortie d'un changement de l'état de polarisation et de la répartition spatiale avec un lobe secondaire qui peut être orienté arbitrairement. Ce modèle explique donc le comportement observé.

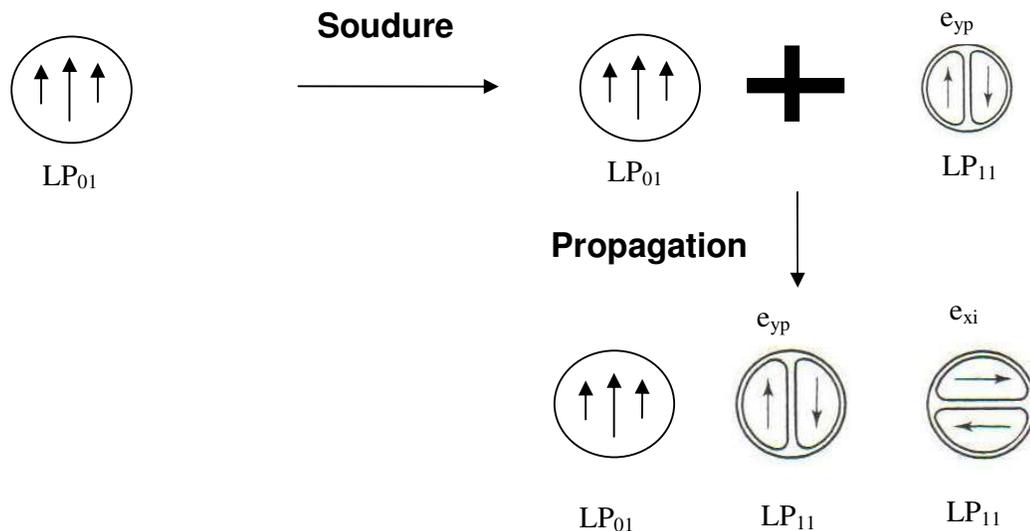


Figure G.14 – Effet de la propagation sur le champ transverse

Il convient de remarquer que cette propriété est problématique pour un Lidar à détection cohérente : le degré de polarisation linéaire et le recouvrement avec une gaussienne doivent être les plus élevés possibles et stables. Un système à fibre à faible biréfringence n'est donc pas compatible avec un lidar à détection cohérente embarqué et nous avons décidé de nous tourner vers des technologies à fibres à maintien de polarisation.

Annexe H : Publications et communications de l'auteur

Communications dans des conférences internationales

G. Kulcsar, Y. Jaouen, E. Olmedo, G. Canat, "Maximizing energy extraction from Er^{+3} - Yb^{+3} doped fiber amplifier in shaped microsecond pulses," *Lasers and Electro-Optics, 2003. CLEO' 03. Conference on*, pp.-, 1-6 (2003)

G. Canat, J.-C. Mollier, J.-P. Bouzinac, G.M. Williams, B. Cole, L. Goldberg, G. Kulcsar, Y. Jaouen, "Power limitations of fiber lasers at 1.5 μm by parasitic lasing effects," *Lasers and Electro-Optics, 2004. (CLEO). Conference on*, Vol.1, no.pp. 2 pp. vol.1-, 16-21 (2004)

Y. Jaouen, G. Canat, E. Olmedo, G. Kulcsar, M. Le Flohic, "Pulse distortion induced by stimulated Brillouin scattering in high power double-clad Er^{+3} - Yb^{+3} doped fiber amplifier," *Optical Fiber Communications Conference, 2003. OFC 2003*, vol., no.pp. 633- 634 vol.2, 23-28 (2003)

G. Canat, J.C. Mollier, J.-P. Bouzinac, Y. Aubry, G. Loas, Y.Jaouen, "100 μJ generation using a narrow linewidth Er^{+3} - Yb^{+3} doped fiber MOPA and its modeling," *Quantum Electronics and Laser Science Conference, 2005. QELS '05*, Vol.3, no.pp. 1370- 1372, 22-27 (2005)

G. Canat, A. Durecu, Y. Jaouën, S. Bordais, R. Lebref, "Fiber Composition Influence on Spontaneous Brillouin Scattering Properties in Double-Clad Fiber Amplifiers", *Lasers and Electro-Optics, 2003. CLEO '03. Conference on,CTuQ4* (2006)

Communication dans des conférences nationales

G. Canat, Y. Jaouën, J.-C. Mollier, S. Bordais, « Conception d'amplificateurs à fibre dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ de puissance : application à la génération d'impulsions 100 μJ », session JNOG5_8, *Journées Nationales de l'Optique Guidée*, Chambéry (2005)

Publications dans des revues à comité de lecture

G. Kulcsar, Y. Jaouen, G. Canat, E. Olmedo, G. Debarge, "Multiple-Stokes stimulated Brillouin scattering generation in pulsed high-power double-cladding Er^{3+} - Yb^{3+} codoped fiber amplifier," *Photonics Technology Letters, IEEE*, vol.15, no.6, pp. 801- 803, (2003)

G. Canat, J. -C. Mollier, J. -P. Bouzinac, G. M. Williams, B. Cole, L. Goldberg, Y. Jaouën, and G. Kulcsar, "Dynamics of high-power erbium–ytterbium fiber amplifiers," *J. Opt. Soc. Am. B* **22**, 2308-2318 (2005)

G. Canat, J. -C. Mollier, Y. Jaouën, and B. Dussardier, "Evidence of thermal effects in a high-power Er^{3+} - Yb^{3+} fiber laser," *Opt. Lett.* **30**, 3030-3032 (2005)

G. Canat, Y. Jaouën, J.-C. Mollier, " Performances and limitations of high brightness Er^{+3} - Yb^{3+} fiber sources ", *Annales de l'Académie des Sciences*, Elsevier (2006)

Y. Jaouën, G. Canat, S. Grot, S. Bordais, “Power limitation induced by nonlinear effects in pulsed high-power fiber amplifier”, *Annales de l’Académie des Sciences*, Elsevier (2006)

G. Canat, G. Lesueur, Y. Jaouën, A. Durecu, L. Lombard, V. Jolivet, P. Bourdon,
« Spontaneous Brillouin Scattering in Double-Clad Fiber Amplifiers », *Opt. Lett.*, en
préparation