



HAL
open science

Saturation spectrale de gain dans les amplificateurs à fibres dopées erbium : largeurs homogène et inhomogène et approche des nanomatériaux

Romain Peretti

► To cite this version:

Romain Peretti. Saturation spectrale de gain dans les amplificateurs à fibres dopées erbium : largeurs homogène et inhomogène et approche des nanomatériaux. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2008. Français. NNT: . tel-00360736

HAL Id: tel-00360736

<https://theses.hal.science/tel-00360736>

Submitted on 11 Feb 2009

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
Devant l'**UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD – LYON 1**

Pour l'obtention
Du **DIPLÔME DE DOCTORAT**

Présentée et soutenue publiquement le 7 octobre 2008
Par

M. PERETTI Romain

***Saturation spectrale de gain dans les
amplificateurs à fibres dopées erbium :
largeurs homogène et inhomogène et approche
des nanomatériaux***

Directeurs de thèse : M. JACQUIER Bernard et Mme JURDYC Anne-Marie

JURY :

Rapporteurs

DOUAY Marc
DUSSARDIER Bernard

Examineurs :

BAYART Dominique,
BREVET Pierre-François,
BUROV Ekaterina,
JACQUIER Bernard
JURDYC Anne-Marie

THÈSE

Présentée
Devant l'**UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD – LYON 1**

Pour l'obtention
Du **DIPLÔME DE DOCTORAT**

Présentée et soutenue publiquement le 7 octobre 2008
Par

M. PERETTI Romain

***Saturation spectrale de gain dans les
amplificateurs à fibres dopées erbium :
largeurs homogène et inhomogène et approche
des nanomatériaux***

Directeurs de thèse : M. JACQUIER Bernard et Mme JURDYC Anne-Marie

JURY :

Rapporteurs

DOUAY Marc
DUSSARDIER Bernard

Examineurs :

BAYART Dominique,
BREVET Pierre-François,
BUROV Ekaterina,
JACQUIER Bernard
JURDYC Anne-Marie

REMERCIEMENTS

Ce travail de thèse a été effectué au sein du Laboratoire de Physico-Chimie des Matériaux Luminescent (LPCML), à Lyon. Je remercie Mme Marie-France JOUBERT et M. Christian PEDRINI de m'y avoir accueilli. Le fait d'avoir pu accéder librement aux différents sites expérimentaux du laboratoire a joué un rôle essentiel dans la réussite de ce travail.

Je remercie M. Bernard JACQUIER et Mme. Anne-Marie JURDYC pour m'avoir fait confiance en me donnant l'opportunité d'effectuer ce travail. Au cours de ces trois ans, ils ont su trouver l'équilibre entre les libertés et la confiance qu'ils m'ont accordées et les conseils qu'ils m'ont prodigués.

Je remercie M. Bernard DUSSARDIER d'avoir accordé de l'intérêt à mes recherches et accepté d'être rapporteur de ce travail. Je le remercie aussi, lui et M. Wilfried BLANC pour la collaboration plus qu'enrichissante que nous avons menée à propos des échantillons nanostructurés par séparation de phase.

Je suis reconnaissant à M. Marc DOUAY d'avoir consenti à rapporter mon travail de thèse. Nous ne nous connaissions pas, mais ses remarques et corrections m'ont permis d'améliorer grandement mon manuscrit.

Je suis sincèrement reconnaissant à Mme BUROV Ekaterina d'avoir bien voulu participer à l'examen de mon travail au sein du jury, mais aussi pour la collaboration intense que la société DRAKA a mené avec notre équipe. Je remercie donc MM. Laurent GASCA et Alain PASTOURET qui ont participé activement à cette collaboration, et MM. David BOIVIN et Denis MOLIN pour la partie modélisation de ce travail.

J'exprime mes plus sincères remerciements à M. Dominique BAYART pour avoir accepté d'être dans le jury de mon travail de thèse, et aussi pour la collaboration que nous avons débutée sans pouvoir l'achever compte tenu des circonstances. Je remercie aussi tout le personnel d'ALCATEL-LUCENT avec qui j'ai pu collaborer.

Je voudrais remercier M. Pierre-François BREVET pour avoir accepté d'être dans mon jury de thèse.

Je souhaite aussi remercier l'ensemble du personnel du LPCML. En particulier, je remercie MM. David AMANS, Jean-Claude GACON, Stéphan GUY et Gilles LEDOUX pour leurs conseils et les discussions toujours pertinentes que nous avons eues et MM. Gerald BRETON, Laurent GROVALET, Hervé HUGENEY, Jean-Yves RIVOIRE et Bernard VARREL pour l'aide et l'assistance qu'ils n'ont jamais hésité à me donner ainsi que Mmes Élisabeth JOUFRAY et Sylvie LEGER pour m'avoir bien souvent rendu service pour le traitement des tâches administratives.

Je veux aussi exprimer ma sincère sympathie pour mes collègues doctorants, tout d'abord M. Antoine AL CHOUEIRY, avec qui j'ai beaucoup appris tant en salle d'expérience que lorsque nous avons partagé un bureau, mais aussi MM. Philippe ANFRE, Théophile VAUTEY, Arnaud CERAYON, Vincent LE BIHAN et Guillaume BURATO, pour l'amitié qu'ils m'ont témoignée pendant ces trois années.

Je voudrais aussi remercier M. Pierre BILLAUD qui m'a permis de rencontrer M. Bernard JACQUIER et qui a donc été à l'origine de ce travail.

Et bien sûr, je veux exprimer ma sincère gratitude envers mes amis qui ont partagé avec moi leurs expériences et leurs conseils, Cyril, Mathieu, Nicolas, Clément et Pierre.

Enfin, je finis en remerciant tous les membres de ma famille pour leur soutien et leur amour, avec évidemment un remerciement tout particulier pour Annie qui m'a supporté au quotidien pendant les passages difficiles de ce travail.

TABLE DES MATIÈRES

TABLE DES MATIÈRES

CHAPITRE : 0	INTRODUCTION	13
0.1	BIBLIOGRAPHIE	17
CHAPITRE : 1	SPECTROSCOPIE ET AMPLIFICATEUR À FIBRE DOPÉE ERBIUM	19
1.1	L'AMPLIFICATEUR À FIBRE DOPÉE ERBIUM, L'EDFA	20
1.1.1	PRINCIPE ET UTILISATION	20
1.1.2	GAIN ET SECTIONS EFFICACES D'ABSORPTION ET D'ÉMISSION	25
1.2	PHYSIQUE DE LA LUMINESCENCE DES IONS ER³⁺	27
1.2.1	STRUCTURE ÉLECTRONIQUE DE L'ION ER ³⁺ DANS UN VERRE	27
1.2.2	ÉLARGISSEMENT DES TRANSITIONS ÉLECTRONIQUES DE L'ERBIUM DANS LE VERRE	29
1.2.3	NIVEAUX STARK ET POPULATION DE BOLTZMANN	34
1.2.4	TRANSFERT D'ÉNERGIE DANS UN EDFA	35
1.2.5	MESURES DE SPECTROSCOPIE DANS LES MATÉRIAUX INHOMOGÈNES	37
1.3	CONCLUSION, GSHB ET LARGEUR HOMOGENÈ ?	41
1.3.1	MESURE DE LARGEUR HOMOGENÈ PAR AFFINEMENT DE RAIE DE FLUORESCENCE RÉSONANTE (RFLN)	41
1.3.2	MESURE DU « TROU » DANS L'EXPÉRIENCE DE SATURATION INHOMOGÈNE DU GAIN (GSHB)	43
1.3.3	COMPARAISON ENTRE LA MESURE DE RFLN ET DE GSHB	44
1.3.4	NOTRE PROBLÉMATIQUE	45
1.4	BIBLIOGRAPHIE	46
CHAPITRE : 2	SPECTROMÉTRIE ET PROPAGATION GUIDÉE	51
2.1	INTRODUCTION	52
2.2	MESURE DE LARGEUR HOMOGENÈ SUR FIBRE PAR AFFINEMENT DE RAIE DE FLUORESCENCE RÉSONNANTE (RFLN).	52
2.2.1	PROTOCOLE EXPÉRIMENTAL	53
2.2.2	RÔLE DE LA PROPAGATION DANS UNE FIBRE	54
2.2.3	RÉSULTATS TYPIQUES DE RFLN TRANSVERSE ET LONGITUDINALE	55
2.2.4	ANALYSE DES RÉSULTATS DE RFLN LONGITUDINALE	57
2.2.5	CONCLUSION DES MESURES DE RFLN	62
2.3	MESURE DE SATURATION INHOMOGÈNE DU GAIN (GSHB)	62
2.3.1	PROTOCOLE EXPÉRIMENTAL	63
2.3.2	PROBLÈME DE LA RÉFÉRENCE	65
2.3.3	VALIDATION DE LA MESURE	72
2.3.4	MESURE DU TROU	73
2.3.5	CONCLUSION DES MESURES DE GSHB	80
2.4	LARGEUR(S) HOMOGENÈ(S) POUR LES TRANSITIONS $^4I_{13/2}(1) \leftrightarrow ^4I_{15/2}(N)$	81
2.4.1	MESURE DE LARGEUR HOMOGENÈ PAR L'EXPÉRIENCE DE RFLN SUR FIBRE	81
2.4.2	MESURE VIA L'AJUSTEMENT DE L'ÉCLATEMENT STARK À 1,5K	82
2.4.3	MESURE VIA LE GSHB SUR FIBRE	83
2.4.4	COMPARAISON DES MESURES VIA GSHB ET RFLN SUR FIBRE	83
2.4.5	INTERPRÉTATION	84
2.5	CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	84
2.6	BIBLIOGRAPHIE	86

TABLE DES MATIÈRES

CHAPITRE : 3 MODÈLE INHOMOGÈNE DE L'EDFA **89**

3.1	INTRODUCTION	90
3.2	LE MODÈLE SUR ÉCHANTILLON MASSIF	91
3.2.1	LE SYSTÈME À 3 NIVEAUX, HOMOGÈNE	91
3.2.2	LE MODÈLE INHOMOGÈNE	97
3.2.3	TRANSFERT D'ÉNERGIE ENTRE IONS ERBIUM	98
3.2.4	CALCUL DES SECTIONS EFFICACES, DES NIVEAUX STARK ET DE L'INHOMOGÉNÉITÉ	100
3.2.5	INFLUENCE DU MATÉRIAU SUR LES INTENSITÉS LUMINEUSES	104
3.3	LE MODÈLE SUR ÉCHANTILLON GUIDANT	104
3.3.1	LE DÉCOUPAGE EN TRONÇONS	104
3.3.2	MODÉLISATION D'UN TRONÇON	105
3.3.3	LES ENTRÉE ET LES SORTIE D'UN TRONÇON	107
3.3.4	MODÉLISATION DE LA PROPAGATION : TOUS LES TRONÇONS	110
3.4	LES RÉSULTATS	110
3.4.1	RÉSULTATS DU MODÈLE SANS TRANSFERT D'ÉNERGIE ENTRE LES IONS ERBIUM	111
3.4.2	RÉSULTAT DU MODÈLE AVEC TRANSFERT D'ÉNERGIE ENTRE LES IONS ERBIUM	115
3.5	CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	120
3.6	BIBLIOGRAPHIE	121

CHAPITRE : 4 ENVIRONNEMENT DE L'ERBIUM ET MATÉRIAU NANOSTRUCTURÉ **123**

4.1	LARGEUR INHOMOGÈNE ET RFLN	124
4.1.1	INHOMOGÉNÉITÉ DANS UN CRISTAL	124
4.1.2	INHOMOGÉNÉITÉ DANS UN VERRE	125
4.1.3	COVALENCE ET BASICITÉ OPTIQUE	126
4.1.4	L'EXPÉRIENCE DE RFLN	126
4.2	DISTRIBUTION DE SITES DE L'AMPLIFICATEUR « CLASSIQUE »	126
4.2.1	RÉSULTATS SUR LES PRÉFORMES DE FIBRES OPTIQUES	127
4.2.2	DISCUSSION	129
4.2.3	RÉSULTATS SUR FIBRE OPTIQUE	131
4.3	NANOSTRUCTURATION PAR INCORPORATION	135
4.3.1	ÉLABORATION	135
4.3.2	RÉSULTATS DES EXPÉRIENCES DE SPECTROSCOPIE	136
4.3.3	DISCUSSION	137
4.4	NANOSTRUCTURATION PAR SÉPARATION DE PHASE	138
4.4.1	ÉLABORATION	138
4.4.2	RÉSULTATS DES EXPÉRIENCES DE SPECTROSCOPIE	139
4.4.3	TRANSFERT D'ÉNERGIE ENTRE DEUX CLASSES DE SITES	147
4.4.4	MESURES DE DURÉE DE VIE	150
4.4.5	INTERPRÉTATIONS	151
4.5	CONCLUSION	157
4.6	BIBLIOGRAPHIE	158

CHAPITRE : 5 CONCLUSION **161**

CHAPITRE : 6 ANNEXES **165**

6.1	FABRICATION DES FIBRES	166
6.1.1	FABRICATION DE LA PRÉFORME	166
6.1.2	FIBRAGE	166

TABLE DES MATIÈRES

6.1.3	BIBLIOGRAPHIE	167
6.2	VALORISATION DES COMPÉTENCES : UN NOUVEAU CHAPITRE DE LA THÈSE	168
6.2.1	CADRE GÉNÉRAL ET ENJEUX DE MON TRAVAIL DE THÈSE	168
6.2.2	DÉROULEMENT, GESTION ET COÛT DE MON TRAVAIL DE THÈSE	170
6.2.3	COMPÉTENCES, SAVOIR-FAIRE, QUALITÉS	173
6.2.4	RÉSULTATS, IMPACT DE LA THÈSE	175

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION

CHAPITRE : 0 Introduction

INTRODUCTION

La communication est un élément essentiel des sociétés humaines. Naturellement, celles-ci ont développé des outils pour perfectionner les échanges et aujourd'hui, les télécommunications ont pris une grande place dans l'économie de notre société. Les outils devenant de plus en plus performants, nous parlons désormais de télécommunications ou communications à distance.

Les télécommunications optiques [1, 2] sont la technologie actuelle qui transporte le plus d'information, elle la transmet grâce à des rayons lumineux dans des fibres optiques. Cette technologie a commencé à être utilisée dans les années soixante-dix, et a depuis, beaucoup évolué.

La Figure 0-1 présente une évolution des capacités d'une ligne de télécommunications optiques en fonction du temps.

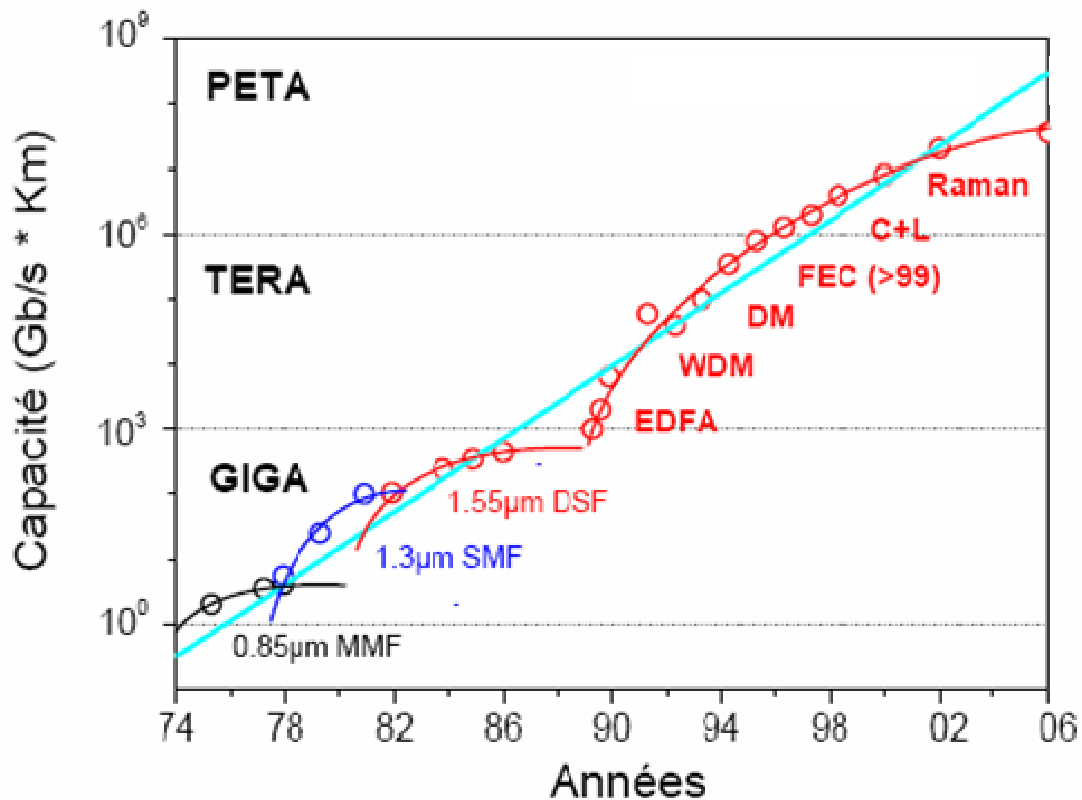


Figure 0-1 : D'après [3] ; évolution des capacités d'une ligne de télécommunications optiques depuis 1974.

Cette figure montre que les performances sont multipliées par 10 tous les 4 ans, et que cette progression est liée à différents sauts technologiques.

INTRODUCTION

Afin de mieux comprendre ces derniers, la Figure 0-2 présente une courbe des pertes d'une fibre optique en fonction de la longueur d'onde de la lumière qu'elle transporte.

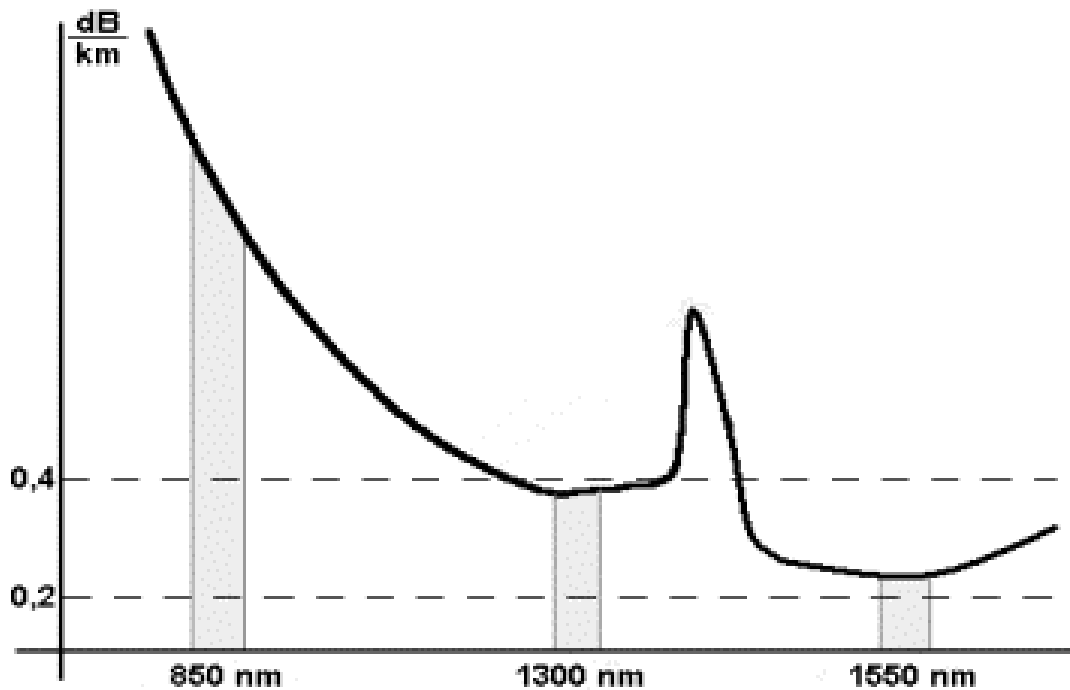


Figure 0-2 : Pertes d'une fibre optique standard monomode en fonction de la longueur d'onde [4]

Dans les années soixante-dix, la longueur d'onde utilisée pour la transmission de données optiques était de 850 nm car à cette époque c'est à cette longueur d'onde que les pertes dans les fibres était minimales. Cependant, à cette longueur d'onde, les pertes des fibres optiques, multimodes à cette époque, étaient relativement importantes et diminuaient les performances des lignes de télécommunications. A la fin des années soixante-dix, l'apparition de sources laser à 1300 nm et des fibres monomodes associées, ont permis de diminuer drastiquement les pertes, et ainsi de gagner en performance. Au milieu des années quatre-vingt, les progrès technologiques des sources laser et des fibres optiques ont permis de transmettre le signal autour de 1550 nm.

En 1987, se fondant sur les recherches sur les amplificateurs fibrés [5], *Mears* conçoit le premier amplificateur à fibre dopée Erbium (*EDFA*) [6]. Au début des années quatre-vingt-dix, après moins d'une dizaine d'années de recherche, celui-ci apparaît sur les lignes de télécommunications optiques [7].

INTRODUCTION

Avec l'essor d'internet, les lignes de télécommunications optiques, donc les EDFA, sont de plus en plus utilisées et leur existence est connue même hors du cercle des professionnels. Pour exemple, voici une note du « blog » de l'auteur de bande dessinée Lewis Trondheim, lors d'un voyage aux îles Fidji (Figure 0-3).

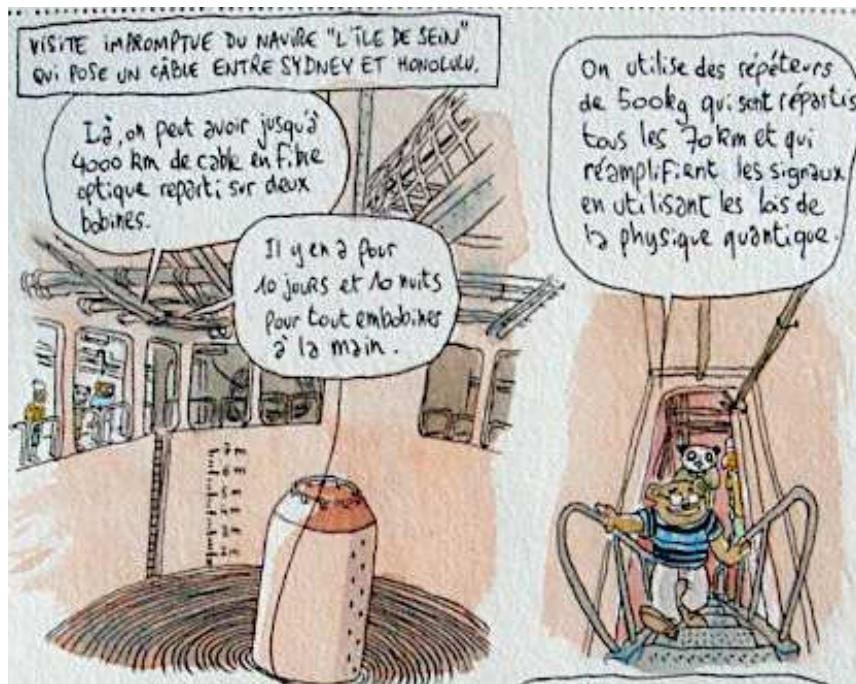


Figure 0-3 : L'EDFA est connu du grand public [8].

Une autre technologie importante pour l'évolution des performances des lignes de télécommunications optiques est le multiplexage en longueur d'onde [9] (*WDM*) : une fibre optique ne transporte plus seulement un faisceau laser qui porte les données mais plusieurs, multipliant ainsi le débit.

Ces deux technologies, EDFA et WDM, sont très efficaces et largement utilisées sur les lignes de télécommunications, cependant leur mariage peut engendrer un problème sur les lignes : la Saturation Spectrale du Gain (GSHB).

C'est pourquoi nous avons décidé de mener les travaux intitulés :

« Saturation spectrale de gain dans les amplificateurs à fibres dopées erbium : largeurs homogène et inhomogène et approche des nanomatériaux »

Cette saturation a été rapportée plusieurs fois dans la littérature ([10, 11, 12]...), cependant aucune approche n'a permis de la relier de manière consistante à un phénomène physique, par exemple à la largeur homogène des transitions optiques mises en jeu. D'autre part, puisque les technologies de fabrication de l'EDFA actuelles commencent à permettre un contrôle à l'échelle nanométrique autour de l'erbium, nous avons orienté nos travaux vers l'environnement local de l'erbium et son rôle dans l'amplification.

C'est pourquoi, après avoir donné les éléments essentiels à la compréhension de nos études, nous analyserons les liens entre les propriétés spectroscopiques de l'ion erbium dans les verres d'oxydes de silice et leurs modifications en milieu guidé, puis nous présenterons le modèle informatique que nous avons conçu pour rendre compte des effets physiques présents dans les EDFA, enfin nous exposerons nos résultats expérimentaux à propos de l'influence de la nanostructuration du matériau sur la luminescence de l'erbium avant de conclure et de tirer des perspectives.

0.1 Bibliographie

- [1] José Chesnoi. La saga des télécommunications optiques. Technical report, Alcatel, 2006.
- [2] E. Desurvire. Perspectives des télécommunications optiques à haut débit. Technical report, Carriocas, 2007.
- [3] E Desurvire. Capacity demand and technology challenges for lightwave systems in the next two decades. *JOURNAL OF LIGHTWAVE TECHNOLOGY*, 24:4697, December 2006.
- [4] Jean-Louis VERNEUIL. *Simulation de systèmes de télécommunications par fibre optique à 40 Gbits/s*. Thèse de doctorat, Université de Limoge, 2003.
- [5] Charles J. Koester and Elias Snitzer. Amplification in a fiber laser. *Appl. Opt.*, 3(10):1182, 1964.
- [6] R.J. Mears, L. Reekie, J.M. Jauncey, and D.N. Payne High-gain rare-earth rare-earth-doped fiber amplifier at 1.54 μ m. In *Proceedings OFC, Reno, Nevada*, 1987.
- [7] B.J. Ainslie. A review of the fabrication and properties of erbium-doped fibers for optical amplifiers. *Journal of Lightwave Technology*, 2:220–227, 1991.
- [8] L. Trondheim. Les petits riens: Note 281, March 2008.
- [9] Introduction to DWDM technology. Technical report, Cisco, 2001.
- [10] J. W. Sulhoff, A. K. Srivastava, C. Wolf, Y. Sun, and J. L. Zyskind. Spectral-hole burning in erbium-doped silica and fluoride fibers. *Photonics Technology Letters*, 9(12):1578, december 1997.
- [11] M. Bolshtyansky. Spectral hole burning in erbium-doped fiber amplifiers. *Lightwave Technology, Journal of*, 21(4):1032, april 2003.
- [12] E. Desurvire, J.L. Zyskind, and J.R. simpson. Spectral gain hole-burning at 1.53 μ m in erbium-doped fiber amplifiers. *Photonics Technology Letters*, 2(4):246, April 1990.

CHAPITRE : 1 Spectroscopie et amplificateur à fibre dopée erbium

L'objectif de ce chapitre est de présenter l'amplificateur à fibre dopée Erbium (*EDFA*) d'un point de vue application et système (composants actifs des systèmes de télécommunications optiques), ainsi que de comprendre et d'identifier les paramètres physiques qui jouent un rôle dans son fonctionnement afin d'énoncer la problématique du sujet de thèse.

1.1 L'amplificateur à fibre dopée erbium, l'EDFA

Comme il a été dit dans l'introduction, l'EDFA constitue une avancée technologique majeure pour les télécommunications optiques. Il a permis de remplacer les amplificateurs électroniques dont le débit saturait, constituant un goulot d'étranglement dans les liaisons optiques à haut débit. Nous allons donc nous intéresser au principe de fonctionnement de l'EDFA, aux paramètres qui le caractérisent ainsi qu'aux problèmes qu'il reste à résoudre pour le rendre plus performant.

1.1.1 Principe et utilisation

Nous présentons tout d'abord le schéma de principe d'un EDFA, puis nous discuterons de son utilisation pratique.

1.1.1.1 Schéma de principe

Le rôle des EDFA est toujours d'augmenter la puissance du signal et même si dans la pratique les systèmes diffèrent un peu, leur principe de fonctionnement est toujours celui présenté sur la Figure 1-1.

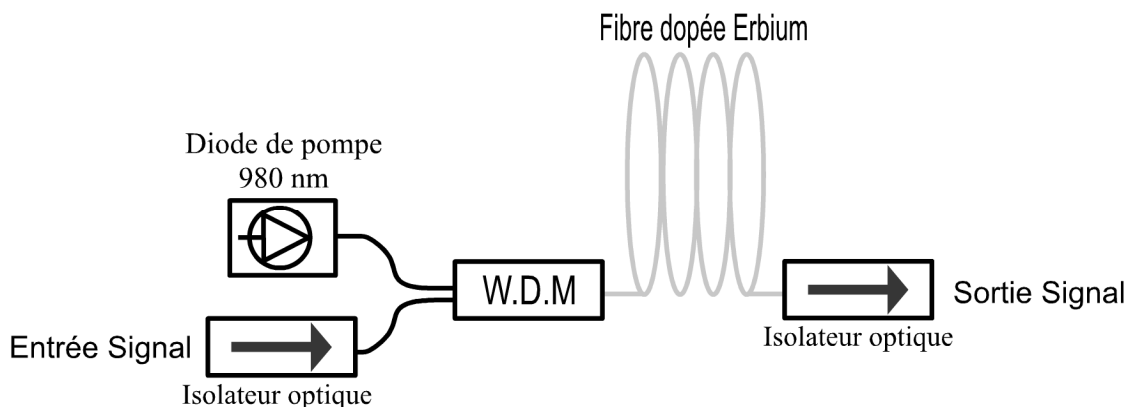


Figure 1-1 : Schéma de principe d'un EDFA

Le signal de télécommunication passe à travers un isolateur, il est ensuite couplé au faisceau de la diode de pompe fonctionnant à 980 nm via un multiplexeur en longueur d'onde (*Wavelength Division Multiplexer WDM ou MUX*) puis introduit dans la fibre dopée erbium, enfin le signal sort de l'amplificateur via un second isolateur et un MUX (qui n'est pas représenté sur le schéma) de découplage du faisceau de la pompe restante.

Le signal optique est un laser de longueur d'onde environ 1,5 μm , sa fréquence de modulation varie actuellement de 2,5 GHz à 40GHz.

La diode de pompe à 980 nm (de puissance allant de 10 mW pour certains systèmes mono canal, à plus de 500 mW pour des systèmes multicanaux) fournit la puissance optique nécessaire au fonctionnement de l'amplificateur.

Les isolateurs servent à minimiser le bruit provenant principalement de l'émission stimulée amplifiée (*A.S.E.*, *Amplified Spontaneous Emission*) envoyée sur la ligne et à empêcher un éventuel effet laser dans la fibre dopée.

Le coupleur (MUX) permet d'introduire quasiment sans perte ($<0,3\text{dB}$) le faisceau signal et le faisceau pompe dans la même fibre optique.

C'est dans la fibre dopée erbium que l'énergie du faisceau de la diode laser de pompe est absorbée par les ions erbium qui la transmettent au signal via de l'émission stimulée [1]. La fibre dopée erbium est une fibre en verre de silice. Elle est généralement fabriquée par le procédé de dépôt de vapeur chimique modifié dit MCVD (*Modified Chemical Vapor Deposition*), suivi du fibrage [2, 3] (*Cf. annexe 6.1.1*). Sa longueur est de l'ordre de la dizaine de mètres et varie suivant la plage spectrale de fonctionnement et l'utilisation de l'amplificateur comme préamplificateur, amplificateur en ligne ou postamplificateur.

1.1.1.2 L'EDFA en pratique

L'EDFA est utilisé dans une ligne de télécommunication de trois façons différentes, au début de la ligne, en tant que préamplificateur, le long de la ligne en tant qu'amplificateur en ligne, et en fin de ligne en tant que postamplificateur. Le préamplificateur sert à renforcer le signal en sortie du système émetteur. L'amplificateur en ligne, sert à compenser les pertes en ligne du réseau de télécommunication. Le postamplificateur sert à renforcer le signal avant qu'il ne rentre dans le système de réception. Notre étude s'intéresse particulièrement aux amplificateurs en ligne.

Depuis 1995, l'EDFA est très utilisé dans les lignes de télécommunications. Par exemple, la ligne transatlantique (TAT 12) comporte de l'ordre de la centaine d'EDFA pour l'amplification en ligne. Nous allons donc présenter rapidement les caractéristiques des amplificateurs les plus installés aujourd'hui.

L'EDFA le plus utilisé aujourd'hui est l'amplificateur en ligne qui amplifie une seule longueur d'onde soit un canal de communication. Suivant la longueur d'onde à amplifier, dans l'EDFA, deux plages de longueurs d'onde ont été identifiées ; la bande « C », dite conventionnelle, de 1530 à 1565 nm ; et la bande « L », dite longue, de 1570 à 1610 nm. L'essentiel des ventes actuelles est composé d'amplificateurs multi-longueurs d'onde WDM (*Wavelength Division Multiplexing*), voire le multiplexage dense en longueur d'onde dit DWDM (*Dense Wavelength Division Multiplexing*). Dans les deux cas, il s'agit non plus de transporter une seule porteuse avec la fibre, mais un peigne de porteuses [4, 5, 6]. La Figure 1-2 présente la transmission d'un multiplexeur de 40 canaux DWDM, espacés de 100GHz (environ 0,8 nm à 1,55 μm). Il faut noter que suivant la fréquence de modulation choisie, les canaux seront espacés de 12,5 GHz (0,1 nm), 25 GHz (0,2 nm) 50 GHz (0,4 nm) ou 100GHz (0,8 nm).

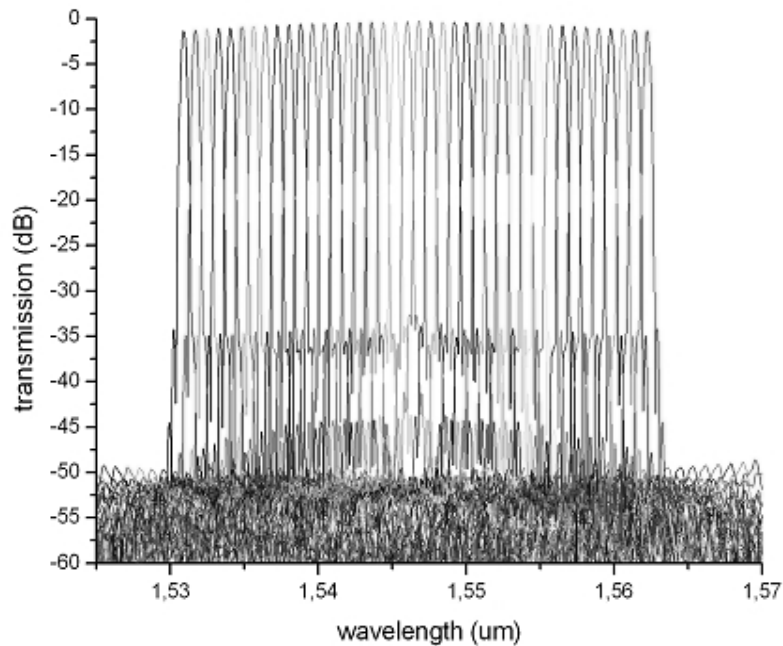


Figure 1-2 : Transmission d'un multiplexeur DWDM 40 canaux [7]

Lors du transport de tous ces canaux, par exemple en liaison transocéanique, le besoin d'amplification est identique à celui du transport d'un seul canal. Il faut donc que les amplificateurs fonctionnent eux aussi en mode WDM. De nouveaux EDFA capables d'effectuer cette amplification sur plusieurs canaux en même temps ont donc été développés, à la fois sur la bande C, mais aussi sur la bande L.

Le signal entrant est de l'ordre de -20 à -10 dBm (de 10 à 100 μ W) modulé à 10 GHz pour un gain de sortie de 20 à 30 dB. Sa bande passante va de 1530 à 1565 nm pour la bande C avec une longueur de fibre d'une dizaine de mètres. Sur la bande L, la longueur de la fibre peut dépasser la trentaine de mètres. La puissance de pompe à 980 nm comprise entre 100 et 600mW suivant le nombre de canaux. Il se vend aujourd'hui environ 50 000 EDFA par an, qui représentent une somme d'environ 250 millions de dollars (USD).

1.1.1.3 La platitude et la bande passante

Comme son nom l'indique, l'EDFA est un amplificateur. Comme tous les amplificateurs son paramètre caractéristique est le gain, c'est-à-dire le rapport entre la puissance du signal en sortie et la puissance du signal en entrée.

Cependant, comme nous l'avons dit précédemment, l'introduction récente du WDM et du DWDM dans les lignes de télécommunications demande à l'amplificateur, d'amplifier non plus une seule longueur d'onde signal mais un peigne de longueur d'onde signal. Il faut donc que son gain soit effectif sur une plage de longueur d'onde.

Cela nous amène à parler de spectre de gain comme le montre la Figure 1-3.

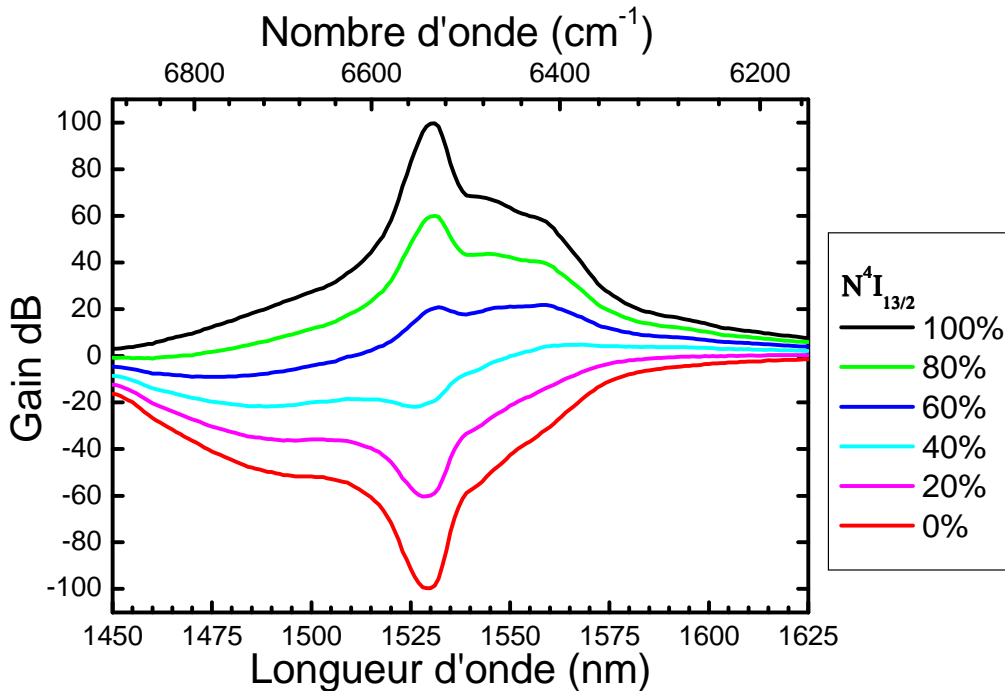


Figure 1-3 : Gain calculé pour différentes inversions de population pour une longueur arbitraire (Équation 1-9)

Deux paramètres sont très importants sur ce spectre de gain. Un paramètre en abscisse, qui définira la bande passante de notre amplificateur, et un paramètre en ordonnée qui définira la platitude de notre amplificateur. La figure 1-3 illustre bien la forte dépendance du gain avec le nombre d'ions erbium excités, « $N^4I_{13/2}$ ». La fraction d'ions excités par rapport au nombre d'ions dans l'état fondamental est appelée inversion de population. Lorsqu'aucun ion n'est dans l'état excité, le spectre de gain est le spectre d'absorption, lorsque tous les ions sont dans l'état excité, le spectre de gain correspond au spectre d'émission de l'erbium dans le matériau. En pratique, les EDFA qui fonctionnent dans la bande C ont une population du niveau excité autour d'environ 60% (en pratique ici 61%), ceux utilisés en bande L autour de 40%. Dans ce dernier cas, un gain équivalent à celui obtenu en bande C sera réalisé en augmentant la longueur de la fibre dopée.

Regardons, maintenant plus précisément le gain d'un amplificateur typique pour la bande C.

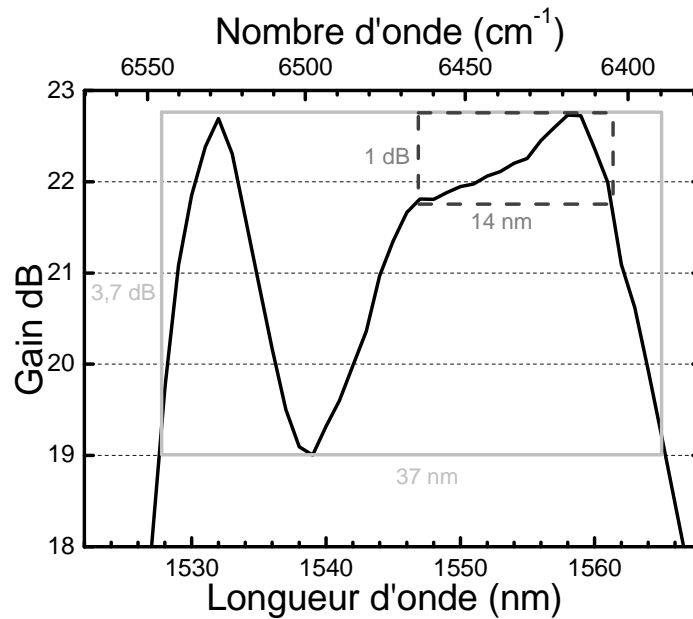


Figure 1-4 : Gain calculé pour 61% d'inversion de population, deux plages de fonctionnement sont visualisées par des rectangles.

Les deux paramètres, bande passante et maximum de variation du gain sur sa bande passante (« platitude »), sont liés, si nous exigeons que le gain avant filtration soit très plat, par exemple 1 dB, alors nous aurons une bande passante de 1548nm à 1562 nm donc de 14 nm (en pointillé gris foncé sur le graphique). Si au contraire nous acceptons un gain avant filtration moins plat, de 3,7 dB (ce qui correspond à la profondeur du trou à 1539 nm) alors la bande passante s'étend de 1528 nm à 1565 nm pour une excursion de 37 nm de large (en trait plein gris clair sur le graphique).

Dans la pratique l'accumulation d'EDFA (jusqu'à une centaine) sur une ligne de télécommunications oblige à une platitude bien supérieure. En effet, les effets de non-uniformité de la plage spectrale s'accumulant, il faut qu'ils soient négligeables non pas sur un amplificateur mais sur une centaine mis en série. La platitude exigée est alors inférieure au dixième de décibel. Pour cela, des filtres égaliseurs sont employés qui ajoutent des pertes pour égaliser le gain. Dans notre exemple, le gain après les filtres sera donc au maximum de 19 dB, ce qui correspond au gain au fond du creux spectral à 1539 nm.

1.1.1.4 Les problèmes de l'EDFA en ligne

Malgré son utilisation massive, l'EDFA reste perfectible. Comme nous l'avons dit précédemment, l'aspect chahuté de la bande spectrale de gain, oblige l'utilisation de filtres qui introduisent des pertes et donc nuisent au rendement de l'amplificateur.

Un autre point à améliorer dans l'EDFA est l'apparition d'une compression locale du gain qui se produit à la longueur d'onde d'un fort signal. Appelé aussi GSHB (*Gain Spectral Hole Burning*) [6] il résulte de la saturation inhomogène du gain. Cela contraint, pour s'en affranchir, à vérifier si tous les canaux sont bien de même puissance en entrée de

l'amplificateur. C'est l'objet des recherches que nous avons effectuées et que nous allons expliquer dans ce document.

Un troisième point important est le rendement de l'amplificateur, autour de 50%. Cette limitation du rendement a été pour moitié expliquée [9] par les mécanismes dit de « up-conversion » faisant intervenir le couplage entre deux ions excités proches. Cependant il reste encore l'autre moitié à expliquer, peut-être en menant une étude quantitative des phénomènes de relaxation multi phonons et de transfert vers des pièges.

Une autre caractéristique économique importante de l'amplificateur est son prix. Un amplificateur est relativement cher et la moitié, environ, de son prix est constituée par la diode de pompe à 980nm qui est stabilisée en longueur d'onde et donc en température. Des recherches amont ont été entreprises [10] pour analyser le remplacement du laser de pompe à 980nm par une source proche visible, moins couteuse et sans stabilisation. Cependant cette solution exige des fibres amplificatrices spéciales comme les fibres co-dopée ytterbium [3] ou bien la mise au point de nouvelle technique par exemple le dopage par des nanoparticules de semi-conducteurs [11] qui absorbent efficacement le rayonnement de la diode de pompe puis transfèrent cette énergie aux ions erbium.

1.1.2 Gain et sections efficaces d'absorption et d'émission

La Figure 1-3 du paragraphe 1.1.1.3 montre le lien entre le gain, l'émission et l'absorption, puisque un gain sans inversion correspond à une absorption et un gain à inversion totale de population correspond à une émission. Nous allons essayer de le démontrer.

L'absorption d'un faisceau de lumière collimatée est notée α_{abs} (en m^{-1}) telle que, si, dans l'expérience d'absorption, P_{in} (en W) est la puissance arrivant sur l'échantillon, P_{out} (en W) la puissance qui en ressort et l (en m, notons que l est suffisamment petit pour que les variations d'inversion de population et de section efficace soient négligeables) la longueur parcourue par la lumière dans l'échantillon, nous pouvons écrire lorsque la totalité des centres optiques actifs est dans l'état fondamental :

$$P_{out} = P_{in} \times e^{-l \times \alpha_{abs}} \quad \text{Équation 1-1}$$

Nous appelons aussi σ_{abs} (en m^2) la section efficace d'absorption des centres optiques actifs dans le matériau, la grandeur qui relie l'absorption à la concentration volumique de centres optiques actifs dans le matériau (c en m^{-3}) :

$$\sigma_{abs} = \frac{\alpha_{abs}}{c} \quad \text{Équation 1-2}$$

Nous appelons aussi α_{emi} (en m^{-1}) et σ_{emi} (en m^2), respectivement le coefficient d'émission stimulée et la section efficace d'émission stimulée telles que dans le cas où la totalité des centres optiques actifs est dans l'état excité :

$$P_{out} = P_{in} \times e^{l \times \alpha_{emi}} \quad \text{Équation 1-3}$$

Et

$$\boxed{\sigma_{\text{émi}} = \frac{\alpha_{\text{émi}}}{c}} \quad \text{Équation 1-4}$$

Il faut noter que la répartition spectrale de $\sigma_{\text{émi}}$ peut être mesurée grâce à l'émission spontanée, car l'émission spontanée peut être regardée comme de l'émission stimulée par le champ radiatif du vide [12].

Dans un matériau réel, les centres optiques actifs ne sont pas tous dans le même état excité ou fondamental. En supposant que tous les centres optiques actifs sont ou bien dans l'état fondamental, ou bien dans l'état excité (c'est approximativement vrai dans notre cas, compte tenu de la durée de vie du niveau $^4I_{11/2}$), nous notons I (sans dimension) la part de centres optiques actifs dans l'état excité, il s'agit donc d'un nombre entre 0 et 1. La part de centres optiques actifs dans l'état fondamental est alors de $1 - I$.

Nous appellerons σ_{gain} la section efficace de gain définie par :

$$\boxed{\sigma_{\text{gain}} = I \times \sigma_{\text{émi}} - (1 - I) \times \sigma_{\text{abs}}} \quad \text{Équation 1-5}$$

Notons aussi α_{gain} le gain optique du matériau, tel que :

$$\boxed{\sigma_{\text{gain}} = \frac{\alpha_{\text{gain}}}{c}} \quad \text{Équation 1-6}$$

Cela nous permet donc de trouver la puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée dans un matériau de population dans le niveau excité N_{exc} :

$$\boxed{P_{\text{out}} = P_{\text{in}} \times e^{l \times \alpha_{\text{gain}}}} \quad \text{Équation 1-7}$$

Dans le cas de l'approche système, le « *Gain* » est le rapport de la puissance de sortie à la puissance d'entrée :

$$\boxed{\text{Gain} = \frac{P_{\text{out}}}{P_{\text{in}}} = e^{l \times \alpha_{\text{gain}}} = e^{l \times c \times (N_{\text{exc}} \sigma_{\text{émi}} - (1 - N_{\text{exc}}) \sigma_{\text{abs}})}} \quad \text{Équation 1-8}$$

Ce gain est exprimé en décibels, il vient donc :

$$\boxed{\text{Gain}_{\text{dB}} \propto I \times \sigma_{\text{émi}} - (1 - N_{\text{exc}}) \times \sigma_{\text{abs}}} \quad \text{Équation 1-9}$$

La forme du gain, en décibels, est donc directement liée aux grandeurs spectroscopiques, les sections efficaces d'absorption et d'émission. D'autre part si τ est la durée de vie du niveau émetteur, ν sa fréquence, n l'indice optique du milieu, l'inverse de la durée de vie s'écrit (pour une transition) :

$$\boxed{\frac{1}{\tau} = \frac{c_0}{nh\nu} \sigma_{\text{émis}}(\nu)} \quad \text{Équation 1-10}$$

Où c_0 est la vitesse de la lumière dans le vide.

La durée de vie est donc liée à la section efficace et donc au gain de notre amplificateur. Il est donc essentiel de s'intéresser à ces grandeurs afin de mieux comprendre le fonctionnement de l'EDFA. Nous allons donc décrire brièvement la physique de la luminescence des ions erbium trivalents dans le verre.

1.2 Physique de la luminescence des ions Er^{3+}

Comme nous l'avons vu précédemment, les propriétés de l'EDFA sont intimement liées aux propriétés de l'erbium. Dans ce paragraphe nous proposons d'identifier les paramètres spectroscopiques importants pour représenter les propriétés de l'erbium dans un EDFA [13] : sa structure électronique, les élargissements auxquels ses transitions sont soumises, l'éclatement Stark, les transferts d'énergie, et les relations entre l'inhomogénéité du matériau et les mesures de spectroscopie.

1.2.1 Structure électronique de l'ion Er^{3+} dans un verre

L'EDFA fonctionne, comme le laser (*Light Amplification by Stimulation Emission of Radiation*), sur le principe de l'émission stimulée, dans notre cas, des ions erbium Er^{3+} . L'erbium est un atome de terre rare, son numéro atomique est 68. Nous allons maintenant détailler sa structure électronique.

1.2.1.1 Structure électronique de l'ion Erbium

L'ion Er^{3+} se trouve ici sous la forme trivalente de configuration $[Xe]4f^{11}$. L'orbitale qui nous intéresse est l'orbitale 4f qui contient 11 électrons. Notons que la principale caractéristique des terres rares d'un point de vue structure électronique est le phénomène appelé « contraction lanthanide » [14] dont l'effet principal est l'écrantage de la couche 4f par les couches externes $5s^2$ et $5p^6$. Il en résulte que les niveaux électroniques mis en évidence par spectroscopie optique seront faiblement perturbés par le champ électrique d'un environnement chimique.

Afin de décrire la spectroscopie de l'ion trivalent erbium dans un EDFA, nous allons rapidement exposer les différentes interactions induites par la structure électronique de la couche 4f de l'erbium trivalent [12, 15].

Le hamiltonien qui décrit la couche $4f^{11}$ de l'erbium trivalent dans un environnement matériel comporte 4 termes [16, 17, 18] :

- Le premier rend compte de l'interaction électron-noyau et de l'énergie cinétique de l'électron, il correspond à l'approximation du champ central (configuration 4f).
- Le second terme est une correction du potentiel central, il introduit l'interaction coulombienne entre les électrons de la couche (répulsion inter électronique). Il décompose la couche 4f en termes spectraux 2H , 4F , 4S et 4I . Le terme spectral qui nous intéresse est le 4I , le plus bas en énergie (règle de Laporte).
- Le troisième terme représente l'interaction entre le spin de chaque électron et son moment orbital (couplage spin orbite). Il décompose le terme spectral 4I en multiplet $^4I_{15/2}$, $^4I_{13/2}$, $^4I_{11/2}$, et $^4I_{9/2}$. seuls les trois premiers multiplets nous intéressent dans la suite.

- Le quatrième terme représente l'action du champ électrique extérieur (par exemple le champ cristallin) sur l'ion. Il va lever la dernière dégénérescence (à de notre système l'exception du doublet de Kramers) en décomposant nos multiplets en sous niveaux « Stark » (au maximum $J + \frac{1}{2}$ (si n est impair), respectivement 8 pour le $^4I_{15/2}$, 7 pour le $^4I_{13/2}$, et 6 pour le $^4I_{11/2}$).

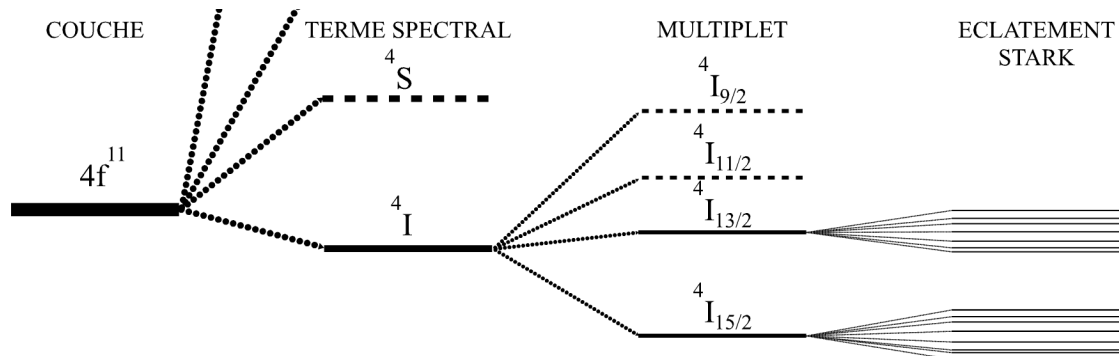


Figure 1-5 : Levées de dégénérescence successives du niveau $4f^{11}$ de l'erbium trivalent dans un environnement chimique sans symétrie

Dans le cas du modèle de l'ion libre, les transitions dipolaires électriques entre sous niveaux de la configuration électronique $4f$ sont interdites par la règle de la parité. Seules les transitions dipolaires magnétiques seraient donc observables. Plongé dans un environnement non centrosymétrique comme celui d'un verre (ou d'un matériau cristallisé) l'erbium trivalent est soumis à un champ électrique de même symétrie que l'arrangement des charges qui le crée. Il modifie sensiblement les états propres de l'ion erbium libre et engendre la permission des transitions dipolaires électriques par mélange des états de configuration $4f^n$ et ceux de parité opposée [19]. Elles sont appelées transitions dipolaires électriques forcées.

Dans les cristaux ou dans les verres, les intensités de transition de l'erbium trivalent que nous observerons auront donc des contributions dipolaires magnétiques et dipolaires électriques suivant le moment orbital des multiplets impliqués (règles de sélection)...

Une des particularités importantes du verre est la levée de dégénérescence quasi complète des multiplets par le champ cristallin en niveaux « Stark ». Il est aussi généralement admis sans que ce soit vérifié que les transitions entre niveaux Stark de multiplets successifs ont la même probabilité.

L'autre aspect que nous développons dans la suite concerne la largeur spectrale d'une transition optique dans le verre qui est 100 à 1000 fois plus grande que celle observée dans un matériau cristallisé à température ambiante. Il en résulte aussi qu'aux très basses températures les mécanismes d'élargissement spectral seront aussi différents entre ces deux états de la matière en accord avec le comportement de leurs propriétés thermiques (chaleur spécifique...).

1.2.1.2 L'Émission stimulée

Malgré la complexité de la structure électronique de l'ion erbium trivalent, le fonctionnement de l'EDFA peut être simplement expliqué en n'utilisant que les trois premiers multiplets de sa structure électronique, $^4I_{15/2}$, le fondamental, $^4I_{13/2}$, le premier niveau excité, et $^4I_{11/2}$, le second niveau excité.

Pour qu'un système atomique ou ionique puisse effectuer cette amplification, il faut apporter de l'énergie au système. C'est là le rôle de la diode de pompe à 980 nm. La Figure 1-6 présente schématiquement le rôle des ions erbium dans un EDFA. Les changements d'états électroniques de notre système y sont représentés par un électron passant d'un niveau fondamental aux niveaux excités :

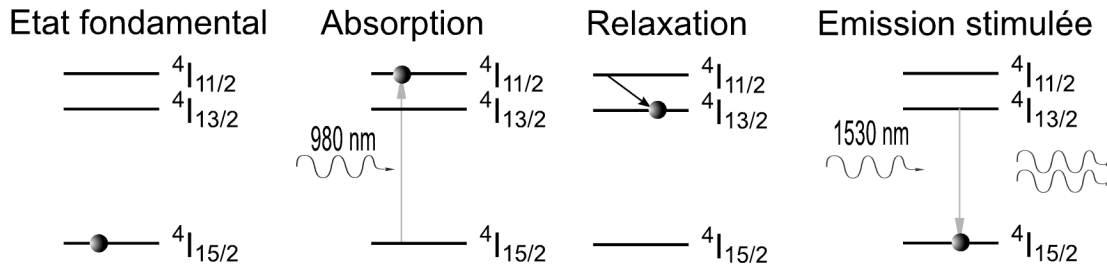


Figure 1-6 : Absorption et émission stimulée d'un ion erbium

L'ion erbium qui n'est soumis à aucune excitation extérieure est dit dans son état fondamental, celui de plus faible énergie, le $^4I_{15/2}$.

Lorsque la diode à 980 nm pompe un EDFA, les ions erbium absorbent des photons, passant de l'état $^4I_{15/2}$ à l'état $^4I_{11/2}$. C'est ainsi que l'énergie est apportée à notre système.

En raison de l'effet de la contraction des lanthanides [20], la durée de vie radiative des états $^4I_{11/2}$ et $^4I_{13/2}$ est particulièrement longue, dans le domaine de la dizaine de milliseconde. Cependant, du fait de la grande énergie des phonons (excitations des vibrations atomiques) dans la silice par rapport à leur écart énergétique (environ un rapport un tiers), une fois dans l'état $^4I_{11/2}$, l'ion erbium se désexcite rapidement (de l'ordre de la microseconde) vers l'état $^4I_{13/2}$ de façon non radiative (relaxation).

La durée de vie de l'état $^4I_{13/2}$ n'est pas ou peu perturbée par les phonons de la silice, elle est relativement grande (10 ms) et est dite radiative. Si pendant ce temps, l'ion erbium interagit avec un photon d'énergie correspondant à cette transition (cela correspond à un photon signal), alors intervient le processus d'émission stimulée [1], c'est à dire que la désexcitation de l'ion erbium excité va reproduire le photon incident et donc apporter de l'énergie au signal.

C'est ainsi que l'ion erbium transfère une partie de l'énergie de la pompe vers le signal.

1.2.2 Élargissement des transitions électroniques de l'erbium dans le verre

Lorsqu'un rayonnement électromagnétique est résonnant avec les niveaux électroniques d'un ion terre rare, ils peuvent interagir. Cette interaction conduit à une transition électronique entre les niveaux qui peut être élargie par différents mécanismes.

Ces effets peuvent être listés suivant trois rubriques : l'élargissement dit inhomogène, l'élargissement par éclatement Stark, et enfin l'élargissement dit homogène [18].

1.2.2.1 Largeur inhomogène

Les études que nous avons effectuées portent sur des verres dopés erbium, mais dans ce qui suit, le raisonnement est aussi valable pour toutes les transitions

intraconfigurationnelles des ions de terre rare. La concentration de l'erbium dans ces verres était de l'ordre de, ou inférieure à 0,1% en masse, ce qui limite en première approximation toute interaction entre les ions erbium. Dans une expérience, nous excitons environ 10^{12} ions erbium pour un volume typique d'excitation de $(100\mu\text{m})^3$. Or, dans un verre, l'environnement local de chaque ion erbium est sensiblement différent d'un ion à l'autre ; il n'y a pas de périodicité dans le réseau cristallin comme pour un cristal. Cela implique en particulier que chaque ion est soumis à un champ électrique propre appelé champ cristallin qui détermine la position énergétique des transitions électroniques. La transition électronique propre à chaque ion aura une position énergétique qui sera décalée par rapport à celle d'un autre ion. Dans notre matériau, la transition mesurée sera la somme des transitions électroniques des ions du volume étudié.

La Figure 1-7 présente un exemple d'un élargissement inhomogène.

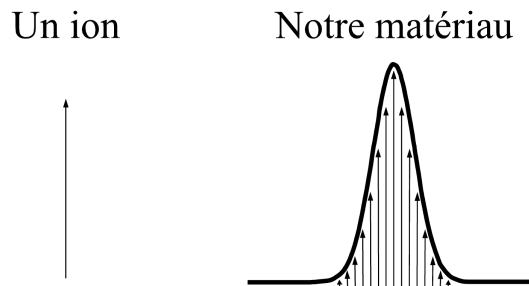


Figure 1-7 : Élargissement inhomogène d'une transition électronique

1.2.2.2 Éclatement Stark

Comme nous l'avons présenté brièvement au paragraphe 1.2.1.1, les niveaux électroniques $^4I_{15/2}$, $^4I_{13/2}$ et $^4I_{11/2}$ sont soumis à un champ électrique dû à l'environnement de charges électriques portées par les ions du réseau cristallin qui conduit à un effet Stark. L'absence de symétrie ponctuelle dans le système désordonné du verre a pour conséquence une levée de dégénérescence quasi complète des multiplets impliqués (respectivement 8, 7, 6). La levée de dégénérescence correspond donc à celle présentée sur la Figure 1-8.

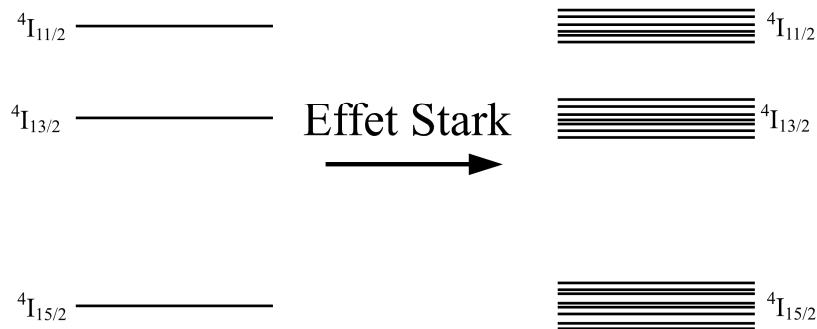


Figure 1-8 : Effet Stark sur les niveaux de l'Erbium

Cela implique que lors de nos expériences, au lieu de mesurer une transition électronique unique, nous mesurons des transitions électroniques multiples entre multiplets. À température ambiante, le spectre d'absorption de l'erbium entre le niveau $^4I_{15/2}$ et le niveau $^4I_{13/2}$ résulte des contributions de l'absorption de tous les 7 sous niveaux du multiplet $^4I_{13/2}$ depuis tous les 8 sous niveaux du multiplet $^4I_{15/2}$ (s'ils sont thermiquement peuplés, ce qui est

le cas à température ambiante, Cf. Figure 1-12). Dans la pratique nous mesurons $7 \times 8 = 56$ transitions, c'est ce que présente la Figure 1-9.

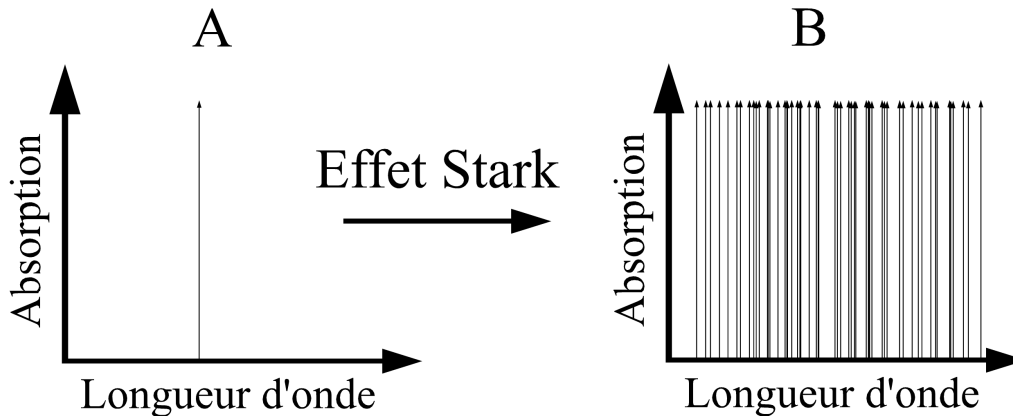


Figure 1-9 : Transition ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ sondée par absorption ; A sans éclatement Stark ; B, effet de l'éclatement Stark.

Certaines expériences permettent de nous affranchir de cet effet au moins partiellement. Par exemple, à basse température, telle que la population thermique des sous niveaux Stark du multiplet ${}^4I_{15/2}$ soit négligeable, nous avons accès à l'absorption du niveau ${}^4I_{13/2}$ depuis le plus bas en énergie des sous niveau Stark du multiplet ${}^4I_{15/2}$. Sept raies d'absorption seront donc observées, elles correspondront à l'éclatement Stark du niveau ${}^4I_{13/2}$.

1.2.2.3 Largeur homogène

La largeur homogène d'une transition électronique d'un ion dans un matériau, est la largeur des transitions électroniques de chacun des centres optiques actifs dans le matériau pris isolément, sans interaction avec d'autres ions. Elle est par définition reliée à la durée de vie radiative du niveau excité (principe d'incertitude d'Heisenberg). Cependant cette largeur dépend de la température, c'est à dire de la densité d'état de phonons dans lequel baigne l'ion.

Toute interaction que subit l'ion dans un matériau cristallisé va contribuer à élargir la transition électronique. Elle peut provenir de l'interaction entre deux ions erbium voisins, d'un ion erbium et un ion voisin non erbium si le couplage des niveaux d'énergie est possible. Elle implique en général les niveaux électroniques de structure fine et de structure hyperfine mais aussi les interactions avec les noyaux (du fluor par exemple).

Dans le cas d'un ion de terre rare plongé dans une matrice vitreuse, il a été reconnu qu'un élargissement supplémentaire et dominant provenait du désordre de la matrice. En effet pour expliquer le comportement anormal, à des températures inférieures à 20 K, (variation linéaire au lieu de cubique pour les systèmes cristallisés) de la chaleur spécifique à très basse température, *Philips et al.* [21] ont proposé de rendre en compte de l'excès de densité d'état d'excitation collective de faible énergie par la contribution de systèmes à deux niveaux TLS (*Two Levels System* en anglais). La description de ces systèmes part de l'hypothèse que certains groupes d'atomes occupent des états énergétiques différents assimilables à deux positions d'équilibre de part et d'autre d'une barrière de potentiel. Cette barrière étant relativement peu énergétique, elle ne contribue à aucun effet à haute température. En revanche à très basse température le passage d'un puits à l'autre n'est possible que par effet tunnel entraînant l'existence de deux états d'énergie : le TLS.

1.2.2.3.1 Élargissement homogène à $T > 20K$.

Pour une température supérieure à environ 20 K dans la silice, l'interaction électron-phonon est le couplage prépondérant qui affecte la largeur homogène. En effet, à cette température et au delà, [13, 16, 18] la population de phonons est importante. La Figure 1-10 présente les phénomènes d'interaction électron-phonon qui engendrent un élargissement dit homogène.

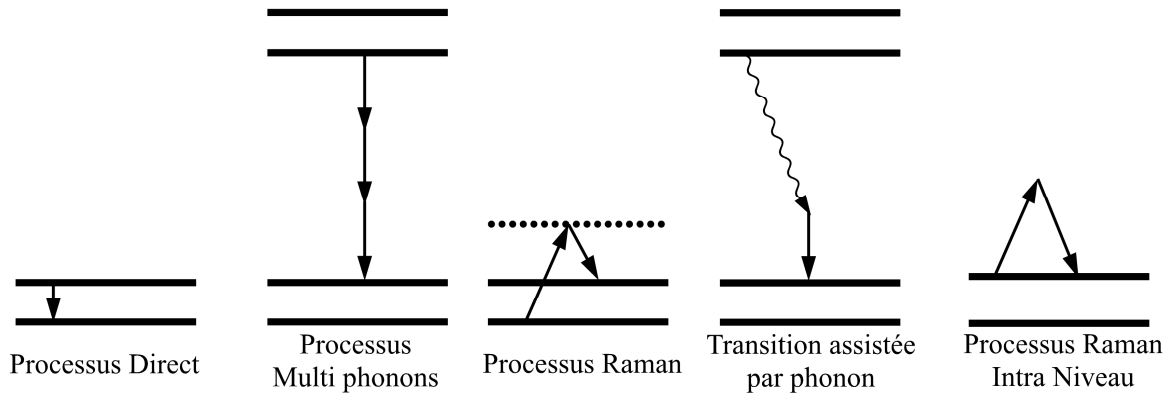


Figure 1-10 : Les différents processus d'élargissement homogène pour $T > 20K$

Le processus direct est l'absorption ou l'émission d'un phonon entre deux niveaux Stark d'un multiplet. Seul le processus d'émission est représenté sur la Figure 1-10 qui est le plus souvent observé à très basse température. Sa dépendance en température est linéaire.

Le processus multiphonon est l'absorption ou l'émission de plusieurs phonons. Il lie des niveaux dont la différence énergétique est supérieure à l'énergie des phonons présents dans le matériau (typiquement des sous niveaux de multiplets différents). Sa dépendance en température dépend du nombre de phonons dans le processus. Il entre en compétition avec la probabilité radiative lorsque la durée de vie des niveaux électroniques est de l'ordre de la milliseconde comme c'est le cas pour les ions de terre rare.

Le processus Raman est un processus qui ne lie pas deux niveaux réels. L'ion absorbe et émet simultanément un phonon mais de différentes énergies. La différence de ces énergies correspond à l'écart énergétique entre l'état électronique initial et l'état final de l'ion. Ce processus peut avoir lieu à la fois pour passer dans un état supérieur et pour aller vers un état inférieur. La dépendance en température est estimée être en T^7 [22, 23, 24] pour des températures basses ($< 20K$) et quadratique en température pour des plus hautes températures ($> 20K$) ; la température de changement de régime dépendra des énergies de phonons des matériaux. Si après l'absorption ou l'émission du premier phonon l'ion se retrouve dans un état réel, le processus est appelé Raman résonant ou processus d'Orbach [22]

La transition assistée par phonon est une transition radiative aidée par l'absorption ou l'émission d'un ou plusieurs phonons. C'est-à-dire que l'énergie du photon émis n'est pas exactement celle de la transition, la différence étant l'énergie du ou des phonons intervenant dans ce processus.

Contrairement aux autres processus, le processus Raman intra niveau ne lie pas deux niveaux entre eux, l'ion reste dans le même état. Cependant, par interaction avec deux phonons, l'état devient un peu plus ou un peu moins énergétique (la différence d'énergie des deux phonons entrant en jeu). Ce processus a lieu quand l'énergie de la transition optique est supérieure à l'énergie de phonon dans la matrice hôte. Il est notable que puisque ce processus ne change pas l'état de l'ion concerné, la durée de vie ne sera pas (ou très peu) influencée par celui-ci contrairement aux 4 autres mécanismes décrits précédemment.

L'importance relative de ces mécanismes dépendra fortement de la transition étudiée et de la température. Par exemple (ce qui n'est pas notre cas), si la transition étudiée est d'énergie moindre que l'énergie de phonon, le phénomène prédominant sera le processus direct, c'est le cas si l'étude porte sur une transition entre sous niveaux du même multiplet.

1.2.2.3.2 Élargissement homogène à $T < 20K$

Lorsque la température est très basse et que la densité de phonons devient négligeable, la largeur homogène reste élargie par d'autres mécanismes. Dans les verres, l'existence des systèmes à deux niveaux, TLS (*Two Level System*) a été proposé dans diverses interprétations. Ceux-ci contribuent à la largeur des transitions de l'erbium à basse température [25, 26].

En effet, deux théories décrivent une interaction à basse température entre les TLS et l'ion terre rare [16, 27]. La première, dite de diffusion spectrale, la décrit comme une interaction élastique dipôle-dipôle [28, 29, 30] qui permet par exemple d'expliquer les résultats des expériences d'écho de photons. La seconde est fondée sur la réponse linéaire, résultant d'un processus d'interaction entre TLS et ions erbium d'une part et TLS et la matrice (phonons) d'autre part. Elle arrive aux mêmes résultats que pour la diffusion spectrale, mais permet de prendre en compte plus de mécanismes d'interaction

1.2.2.4 Récapitulatif

La Figure 1-11 présente un récapitulatif des élargissements des transitions de l'erbium dans le verre.

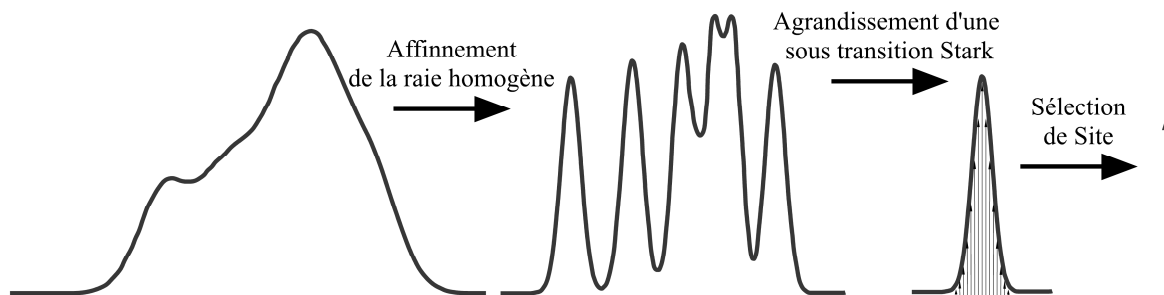


Figure 1-11 : Schéma récapitulatif des élargissements d'une transition électronique

A gauche de la Figure 1-11 est présenté un spectre schématique de notre système à température ambiante. Ensuite, par exemple en baissant la température, nous avons présenté le spectre lorsque la largeur homogène est infiniment inférieure à notre résolution. Puis nous avons effectué un agrandissement d'une seule des sous transitions Stark. Enfin nous présentons l'émission d'une seule sous transition Stark pour un seul ion dont la largeur homogène est infiniment fine par rapport à notre mesure (il n'y a donc pas d'élargissement inhomogène). La raie homogène est ici représentée par une fonction de Dirac parce qu'à très basse température elle est bien plus fine que la résolution de nos instruments de mesure.

Pour revenir aux grandeurs spectroscopiques que sont l'éclatement Stark, la largeur homogène et la largeur inhomogène, il faudra donc étudier nos matériaux avec des expériences de spectroscopie à haute résolution afin de les isoler, et d'analyser ensuite les données afin de retrouver ces grandeurs.

1.2.3 Niveaux Stark et population de Boltzmann

La levée de dégénérescence des multiplets (1.2.2.2) conduit à leur éclatement en sous niveaux Stark très proches en énergie, les uns des autres. Il en résulte qu'un peuplement thermique de ces niveaux est possible, il est décrit par la distribution de Boltzmann :

$$N_{i,j} = \overline{N}_i \frac{e^{-\frac{\Delta E_{i,j}}{kT}}}{\sum_{k=1}^{g_j} e^{-\frac{\Delta E_{k,j}}{kT}}} \quad \text{Équation 1-11}$$

Dans l'Équation 1-11,

- T est la température,
- k la constante de Boltzmann,
- le terme $N_{i,j}$ représente la sur le sous niveau j du multiplet i, \overline{N}_i représente la population totale du multiplet i,
- $\Delta E_{i,j}$ représente la différence d'énergie du sous niveau i avec le sous niveau le moins énergétique du multiplet j,
- le terme $\sum_{k=1}^{g_j} e^{-\frac{\Delta E_{k,j}}{kT}}$ est un terme de normalisation où g_j est la dégénérescence du multiplet j.

À l'aide de cette formule et des énergies des sous niveaux Stark du multiplet ${}^4I_{15/2}$ dans un verre aluminosilicate [16], nous pouvons représenter le peuplement thermique des sous niveaux Stark de ce multiplet pour différentes températures.

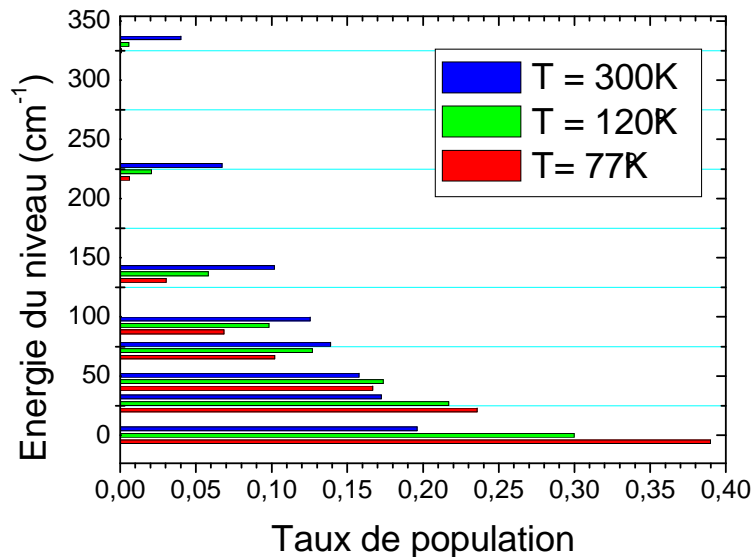


Figure 1-12 : Taux d'occupation normalisés des sous niveaux Stark du multiplet ${}^4I_{15/2}$ de l'erbium dans un verre aluminosilicate à 77K, 120K et 300K

La Figure 1-12 montre bien l'évolution des populations avec la température et donc le rôle considérable de celle-ci dans une expérience de spectroscopie.

1.2.4 Transfert d'énergie dans un EDFA

Un autre processus important intervient pour expliquer le fonctionnement de l'EDFA et en particulier certaines pertes. Il s'agit du transfert d'énergie. Nous expliquerons tout d'abord les transferts d'énergie entre deux centres optiques actifs, puis nous intéresserons à la distance entre les ions erbium dans notre matériau enfin nous exposerons comment ces transferts peuvent intervenir dans notre étude.

1.2.4.1 Transfert d'énergie entre centres optiques actifs

Lorsque dans un matériau, un centre optique actif est excité et un autre centre optique actif est dans l'état fondamental, l'énergie d'excitation, du centre Donneur, D, peut être transférée au centre Accepteur, A. Il existe 2 familles de transferts, les transferts radiatifs [17, 9] et les transferts non radiatifs.

Dans le cas du transfert radiatif le Donneur émet un photon qui sur son parcours dans l'échantillon (après d'éventuelles réflexions) va être absorbé par l'Accepteur. Sa probabilité va dépendre du libre parcours moyen d'un photon émis par le Donneur dans l'échantillon. Il dépendra donc de la géométrie de l'échantillon mais pas directement de la distance entre le Donneur et l'Accepteur. Sa dynamique correspond à la dynamique d'émission du Donneur.

Dans le cas des transferts non radiatifs, les transferts d'énergie les plus courants sont par interaction électronique entre Donneur et Accepteur. Ils se classent suivant deux groupes. Tout d'abord les transferts dipolaire et multipolaire électriques, [31, 32, 33, 34, 35, 36] dont la probabilité s'exprimera en fonction de l'inverse de la distance entre le Donneur et l'Accepteur à la puissance $n=6$ pour l'interaction dipôle-dipôle, 8 pour l'interaction dipôle quadrupole). Ces transferts sont efficaces dans le cas de l'erbium pour des distances inférieures à environ 3 nm. Puis les transferts par interaction d'échange, dits « super échange », ils existent lorsque les nuages d'électrons du Donneur et de l'Accepteur ont un recouvrement non nul. Leurs probabilité est proportionnelle à une exponentielle décroissante de la distance entre le Donneur et l'Accepteur, et n'est donc prédominant qu'à très faible distance. En pratique il faudra l'assistance d'un ligand (O^{2-} par exemple) pour effectuer ce transfert entre deux ions erbium. Ce type de transfert d'échange est généralement peu probable dans les matériaux faiblement concentrés comme le verre de silice dopé erbium sauf si on vient à considérer un dopage fortement inhomogène avec la présence de paires d'ions.

Quel que soit le transfert, d'un point de vue phénoménologique, l'un des paramètres les plus importants est l'intégrale de recouvrement entre l'émission du Donneur et l'absorption de l'Accepteur.

1.2.4.2 Distance entre les centres optiques actifs

Cette description des mécanismes de transfert montre que deux grandeurs vont jouer un grand rôle. D'une part la distance entre le Donneur et l'Accepteur, dans tous les cas et d'autre part la température de l'échantillon, dans le cas des transferts assistés par phonons. La répartition des centres optiques actifs dans le matériau déterminera la distance entre ceux-ci et donc la probabilité d'éventuels transferts.

Différents modèles décrivent la répartition des ions Erbium dans nos matériaux [9]. Le plus simple est le modèle uniforme. Les ions de notre matériau sont supposés s'installer chacun à égale distance de l'autre, de sorte à ce qu'ils maillent notre matériau. S'ils adoptent une maille cubique, la distance entre les ions en fonction de la concentration s'écrit :

$$d_{\text{uniforme}} = c^{-\frac{1}{3}} \quad \text{Équation 1-12}$$

Une concentration d'erbium dans un EDFA est de 10^{18} cm^{-3} (de l'ordre de 1000ppm), cela donne une distance entre les ions de 10 nm. C'est donc l'ordre de grandeur à retenir pour une répartition uniforme.

Il existe aussi des modèles qui tiennent compte du comportement amorphe prenant en compte une inhomogénéité de densité de charges. Dans ces modèles les ions erbiums ne sont pas exactement sur les mailles du réseau « homogène », il existe des fluctuations de densité de charges. Ce modèle dit de Chandrasekhar [37] donne une distance d'environ la moitié de celle du modèle uniforme en ce qui concerne le premier voisin cationique :

$$d_{\text{Chandrasekhar}} = 0,554 \times c^{-\frac{1}{3}} \quad \text{Équation 1-13}$$

Une concentration d'erbium standard dans un EDFA donne une distance d'environ 5,5 nm entre les premiers voisins. D'autres modèles plus élaborés comme le modèle de Torquato [38, 39, 40, 41] représentent mieux la réalité, cependant les distances entre premiers voisins reste toujours du même ordre de grandeur que celles données par les deux premiers modèles.

De ces répartitions homogènes des ions erbium et compte tenu des concentrations généralement utilisées dans les fibres dopées, il est peu probable d'observer des transferts d'énergie entre les ions erbium.

1.2.4.3 Effet des transferts dans les EDFA

Pour un transfert entre deux ions erbium trivalents, il est communément admis qu'il faut une distance maximale de 2 nm. Avec les concentrations et compte tenu des résultats des modèles précédents, les transferts dans nos matériaux sont donc inopérants. Cependant, il peut y avoir des phénomènes qui rapprochent certains ions et encouragent donc le transfert. En effet *Davis et Digonnet* [9, 42, 43, 44] ont déduit des résultats d'expériences de non saturation d'absorption, que des paires, des triplets, ou plus généralement des agrégats de quelques ions, pouvaient se former et encourager les transferts qui conduiraient à des pertes du type de l'addition de photon par transfert d'énergie [45, 46] ou transferts quasi résonnants successifs jusqu'à un piège (migration de l'énergie).

D'autre part, les nouveaux matériaux que nous étudions dans le chapitre 4 (*Environnement de l'erbium et matériau nanostructuré*) sont dits nanostructurés. C'est-à-dire que des structures nanométriques peuvent être créées autour de l'erbium ou que ces ions erbium occupent des sites à l'interface de ces nanostructures pour satisfaire des conditions énergétiques impliquant une sphère de coordination adaptée

Nous nous posons aussi la question de l'influence du transfert sur le phénomène de GSHB. Nous tâcherons d'approfondir cette question dans la partie modélisation de l'amplificateur (*Cf. Chapitre 3 Modèle inhomogène de l'EDFA*).

1.2.5 Mesures de spectroscopie dans les matériaux inhomogènes

Comme le paragraphe 1.2.2 le montre, lorsque nous mesurons une transition électronique de l'erbium dans un verre par mesure de raie spectroscopique (absorption, émission), nous n'avons accès qu'au mélange de différents élargissements. Nous devons donc comprendre comment ces différents élargissements peuvent intervenir dans une mesure spectroscopique. En particulier nous allons voir comment un matériau inhomogène ou désordonné répond à une mesure de saturation d'absorption et de saturation de gain, ainsi qu'à une mesure d'émission résonnante.

1.2.5.1 Mesure de saturation d'absorption

Lors d'une expérience d'absorption, un signal « sonde », à la longueur d'onde, du signal est absorbé. Si l'étude ne porte que sur une transition spécifique, le signal sonde une plage en longueur d'onde correspondant à l'énergie de la transition amplificatrice. Par exemple, dans le cas de l'erbium dans la silice et de l'absorption depuis le multiplet $^4I_{15/2}$ jusqu'au multiplet $^4I_{13/2}$ à température ambiante, le signal de sonde explorera toute la page spectrale de 1450nm à 1650nm. Cette expérience examine donc la présence d'ions dans les états du multiplet $^4I_{15/2}$.

Une expérience de saturation d'absorption consiste à perturber l'absorption du matériau en ajoutant au signal sonde, un signal saturant, de longueur d'onde correspondant à la transition étudiée, de puissance bien supérieure au signal sonde. Dans ce cas une partie des ions du multiplet $^4I_{15/2}$ est excitée et passe dans le multiplet $^4I_{13/2}$, ils sont dits dans l'état excité.

1.2.5.1.1 Saturation d'absorption dans un matériau homogène

Dans le cas d'un matériau homogène, tous les centres optiques actifs de notre matériau possèdent la même transition, donc la même raie d'absorption pour cette transition. Une expérience d'absorption (non saturée) donnera comme résultat, la somme de toutes les raies d'absorption des centres optiques actifs, comme l'indique la partie gauche de la Figure 1-13.

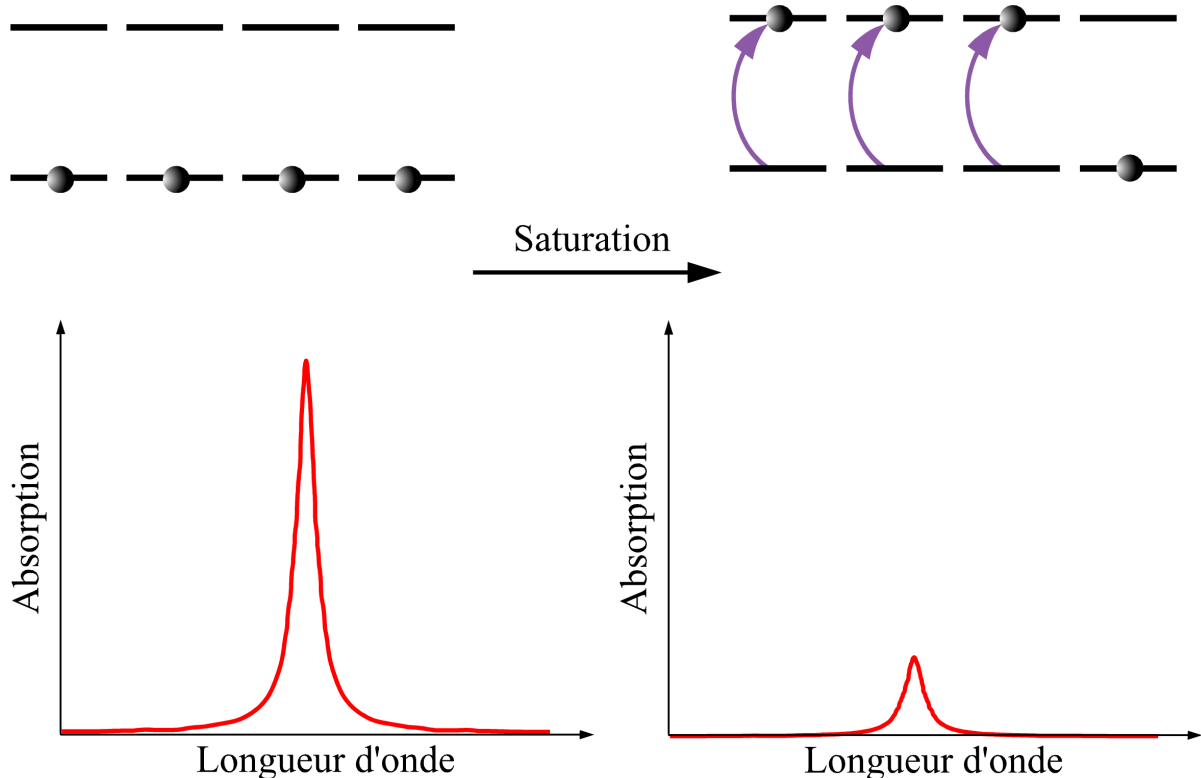


Figure 1-13 : Saturation d'absorption dans un matériau homogène

Si maintenant l'absorption est saturée par un signal puissant (flèches violettes sur le graphique), tous les centres optiques actifs absorbent les mêmes longueurs d'onde, tous les centres optiques actifs du matériau absorbent donc le signal saturant, puis passent sur un niveau excité (partie haut droite du graphique). Ils ne peuvent donc plus absorber le signal de sonde.

Dans la pratique, pour des raisons statistiques, tous les centres optiques actifs ne se retrouvent pas dans un état excité. L'expérience de saturation d'absorption sur un matériau homogène donne donc une raie d'absorption de profil identique à la raie non saturée, mais de moindre intensité (partie droite de la Figure 1-13).

Dans les deux cas, le matériau étant homogène, la raie d'absorption observée correspond à la raie homogène des centres optiques actifs dans le matériau.

1.2.5.1.2 Saturation d'absorption dans un matériau inhomogène

Lorsque l'expérience d'absorption (non saturée) est effectuée sur un matériau inhomogène, chaque centre optique actif va absorber, produisant sa propre raie d'absorption, correspondant à une transition électronique (les courbes vertes de la partie gauche de la Figure 1-14). Le matériau aura donc une figure d'absorption correspondant à la somme de ces raies individuelles (la courbe rouge de la partie gauche de la Figure 1-14). On parle de distribution inhomogène de transitions électroniques avec une largeur caractéristique de l'inhomogénéité.

C'est ce qui est présenté sur la Figure 1-14 :

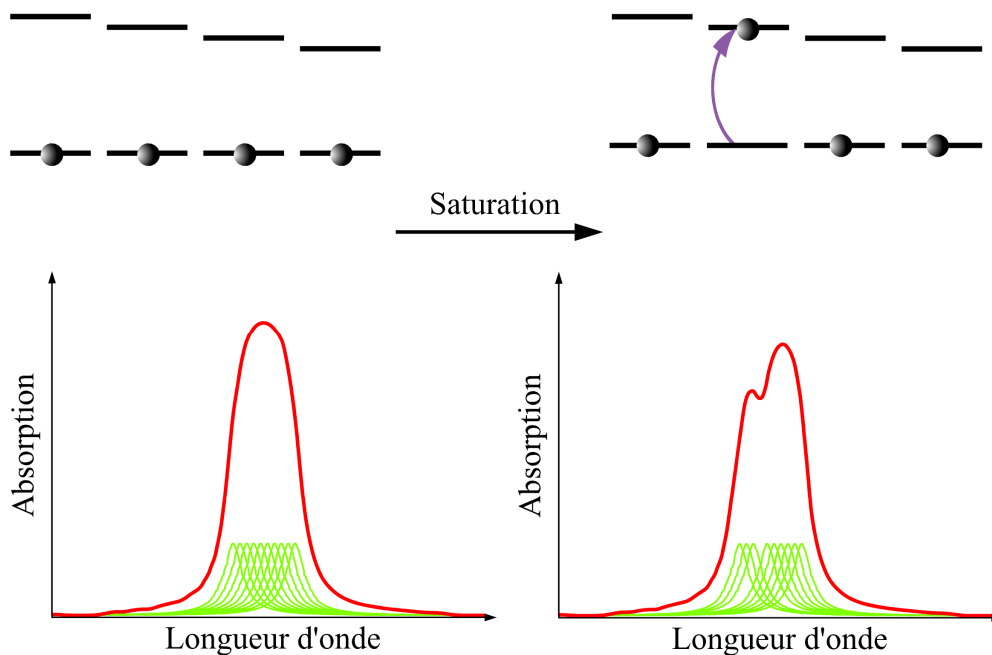


Figure 1-14 : Saturation d'absorption dans un matériau à distribution d'ions actifs inhomogène

Si maintenant l'absorption est saturée par un signal puissant (flèche violette sur le graphique), seuls les centres optiques actifs dont l'absorption correspond à la longueur d'onde du signal de saturation vont sélectivement absorber ce signal et passer dans un niveau excité. Ces centres optiques actifs seront dits saturés lorsque la population de centres non excités (état fondamental) sera négligeable. Les autres centres optiques actifs ne seront pas (ou peu car sur le schéma les courbes vertes se recouvrent partiellement) perturbés par ce signal (partie en haut à droite de la Figure 1-14). L'absorption de notre matériau présentera une raie d'absorption avec un trou (courbe rouge sur la partie droite du graphique) qui correspond aux transitions électroniques des centres optiques actifs saturés.

La différence entre les deux courbes rouges (celle de gauche sur le graphique, non saturée, moins celle de droite sur le graphique, saturée) nous donne accès à la raie homogène des centres optiques actifs saturés dans le matériau.

Dans la pratique le résultat est l'autoconvolution de la raie homogène d'absorption des centres optiques actifs dans le matériau.

1.2.5.2 Mesure de saturation de gain (GSHB)

Lors d'une expérience de gain, le matériau est pompé pour réaliser l'inversion de population. Dans nos expériences, l'erbium est excité par un laser à 980 nm de telle sorte que la population d'ions erbium dans l'état $^4I_{15/2}$ soit inférieure à la population dans l'état $^4I_{13/2}$. Une fois le matériau placé dans cet état, dit « inversé ». Un signal de longueur d'onde variable, vient sonder la transition ($^4I_{13/2}$ vers $^4I_{15/2}$). La mesure du rapport entre la puissance en sortie et la puissance du faisceau sonde en entrée donne la valeur du gain. Notons qu'en pratique, cette expérience est effectuée dans des fibres optiques monomodes où le recouvrement entre les faisceaux à 980 nm (pompe) et 1550 nm (signal) [47] est optimal.

Lorsque l'expérience d'amplification est en régime de saturation spectrale du gain, en plus de la pompe (à 980 nm dans notre expérience) et du signal de sonde, est ajouté un signal

saturant de puissance bien supérieure au signal sonde, dans la plage de longueur d'onde de la transition étudiée. Ce signal saturant va perturber notre matériau. La courbe de gain va être affectée par la présence du signal saturant en réduisant le gain à la longueur d'onde du signal saturant. Dans un matériau homogène tous les ions ont la même réponse spectrale. La saturation de gain sera donc globale, toute la bande passante sera affectée, comme pour la saturation d'absorption. Dans un matériau inhomogène, tous les ions n'ont pas la même raie de transition. Un trou sera donc percé ou brûlé dans la bande de gain correspondant à la largeur homogène (à l'auto convolution près) des ions saturés.

Un comportement identique à la saturation d'absorption est donc retrouvé pour la saturation de gain. Il est cependant important de remarquer que les populations saturées ne sont pas les mêmes. Pour le cas de l'absorption c'est la population de l'état fondamental qui est saturée (qui ne peut plus absorber), pour le cas du gain la population du niveau excité qui est saturée (qui ne peut plus émettre).

1.2.5.3 Mesure d'affinement de raie de fluorescence (RFLN)

Un autre moyen de sonder l'inhomogénéité du matériau et ainsi d'avoir accès à la largeur homogène des transitions électroniques est d'effectuer une sélection de site. Cette sélection est réalisée à l'aide de l'expérience d'affinement de raie de fluorescence résonante (*Resonant Fluorescence Line Narrowing* [48, 49, 50, 51]) que nous expliquons au paragraphe 1.3.1.

Le principe de cette expérience est présenté Figure 1-15.

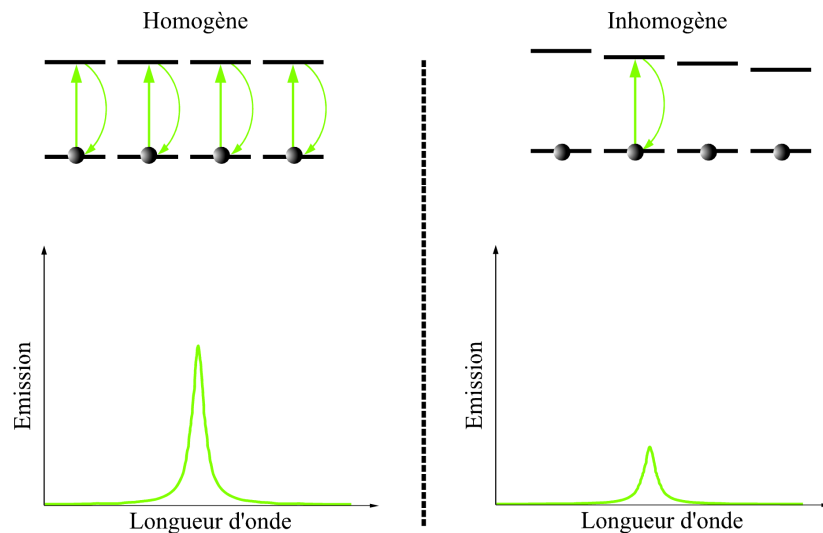


Figure 1-15 : Sélection de sites : différence entre matériau homogène et inhomogène.

Lorsqu'un matériau homogène est excité par un laser fin spectralement, résonant avec une transition électronique de l'ion actif présent dans le matériau, tous les centres optiques actifs absorbent ce rayonnement et réémettent une émission spontanée [1]. Le spectre de fluorescence correspond à la somme des spectres individuels tous identiques et à la même position énergétique. La raie « homogène » résultante a le même profil que chacune prise individuellement, seule l'intensité résulte du nombre d'ions excités.

Pour un matériau inhomogène excité par un laser fin spectralement, seuls certains centres optiques actifs absorbent ce laser (partie haut gauche du graphique ci-dessus). Après cette absorption, ces centres optiques actifs vont réémettre de la lumière selon leur spectre d'émission spontanée. Comme ces centres optiques actifs ont été sélectionnés le spectre

d'émission mesuré ne sera pas celui de tous les centres optique actifs du matériau, mais seulement de ceux dont la transition correspond à la longueur d'onde du laser d'excitation. Ce spectre donnera donc la raie homogène (à l'autoconvolution près *c.f* 3.4.1.2 [52]) des centres optiques actifs sélectionnés. La sélection de sites nous donne donc, elle aussi, accès à la raie homogène d'un matériau avec en plus la possibilité d'explorer la totalité de l'absorption pour reproduire le profil inhomogène (*Cf. Chapitre 2 :*

Spectrométrie et Propagation Guidée).

1.3 Conclusion, GSHB et largeur homogène ?

Dans ce qui suit, nous présentons les deux méthodes de mesure de la largeur homogène pour l'ion erbium. Tout d'abord une méthode classique pour mesurer la largeur homogène de l'ion erbium dans la silice pour des températures allant de 20 K à 120 K, puis une méthode développée dans la littérature utilisant le phénomène de GSHB.

1.3.1 Mesure de largeur homogène par affinement de raie de fluorescence résonante (RFLN)

L'expérience de RFLN dont le principe est connu depuis les années 70 [50] mais réalisée par *Bigot et al.* [16] dans le domaine infrarouge de l'émission de l'ion erbium est représentée sur la Figure 1-16.

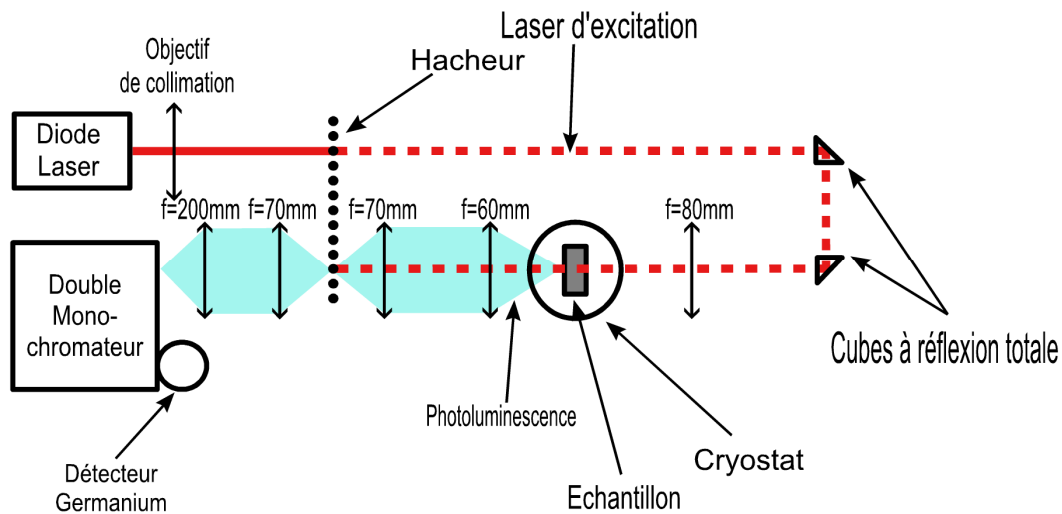


Figure 1-16 : Schéma de l'expérience de RFLN sur préforme

L'échantillon dopé erbium est placé dans un cryostat à hélium ($T \geq 1,5K$). Il est excité par le faisceau d'une diode laser accordable en longueur d'onde passant à travers un hacheur de faisceau. La luminescence est recueillie à travers une seconde partie du hacheur et analysée grâce à un double monochromateur infrarouge et un détecteur germanium.

Ce système a pour but de détecter la luminescence résonnante, c'est-à-dire à la même longueur d'onde que le laser d'excitation. Pour ne pas être gêné par la diffusion de ce laser, le hacheur est positionné pour que le système de détection ne voie que le déclin de fluorescence. Les deux bras sont synchronisés comme sur la Figure 1-17.

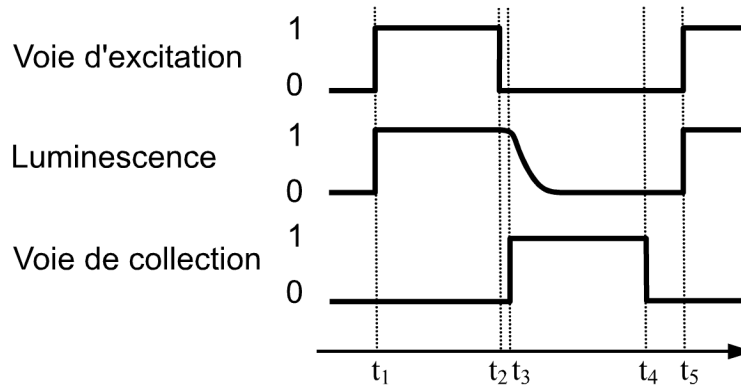


Figure 1-17 : Synchronisme du Hacheur en RFLN

Au temps $t < t_1$, le hacheur bloque le bras d'excitation et le bras de collection. L'échantillon n'est pas excité, il n'émet pas.

Dans un premier temps (t_1), le hacheur d'excitation s'ouvre permettant à la diode laser d'exciter l'échantillon. L'échantillon émet donc de la luminescence, mais le bras de collection étant fermé, le détecteur ne mesure aucune luminescence.

Au temps t_2 , le hacheur sur la voie d'excitation bloque à nouveau le laser, mais l'échantillon continue à émettre pendant la durée de vie du niveau excité.

Afin que le détecteur puisse détecter la fluorescence, le hacheur du bras de collection s'ouvre au temps t_3 .

Enfin au temps t_4 le hacheur du bras de collection se referme et le système se retrouve dans la configuration du temps zéro, pour pouvoir recommencer un cycle en t_5 .

Le réglage critique de cette expérience est la différence entre t_3 et t_2 . Dans la configuration décrite en Figure 1-16, elle est de l'ordre de 1ms. Diminuer ce temps permettra d'avoir plus de signal de luminescence et donc d'affiner la mesure.

Bigot et al. présentent des résultats de mesures de largeur homogène faites avec ce principe sur des verres aluminosilicate dopés erbium de concentration 0,1wt % en ions erbium [53] La Figure 1-18 reproduit ces résultats.

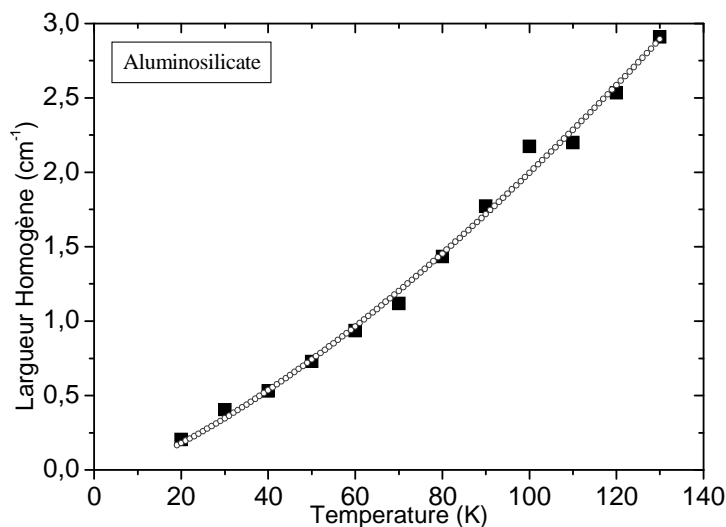


Figure 1-18 : Dépendance de la largeur de la fluorescence résonante à 1,5 μm de l'ion erbium avec la température dans une matrice aluminosilicate. [53].

La mesure de largeur homogène par RFLN est faite environ entre 20K et 120K, en deçà la résolution du double monochromateur ne permet plus de faire une mesure correcte, au delà la raie résonnante est masquée par les contributions des autres transitions entre différents sous niveaux Stark des états excités et fondamentaux.

1.3.2 Mesure du « trou » dans l'expérience de saturation inhomogène du gain (GSHB)

Desurvire et al. ont effectué des mesures de GSHB sur 9,5 mètres de fibre optique dopée erbium. [12] avec l'expérience représentée schématiquement sur la figure I-23.

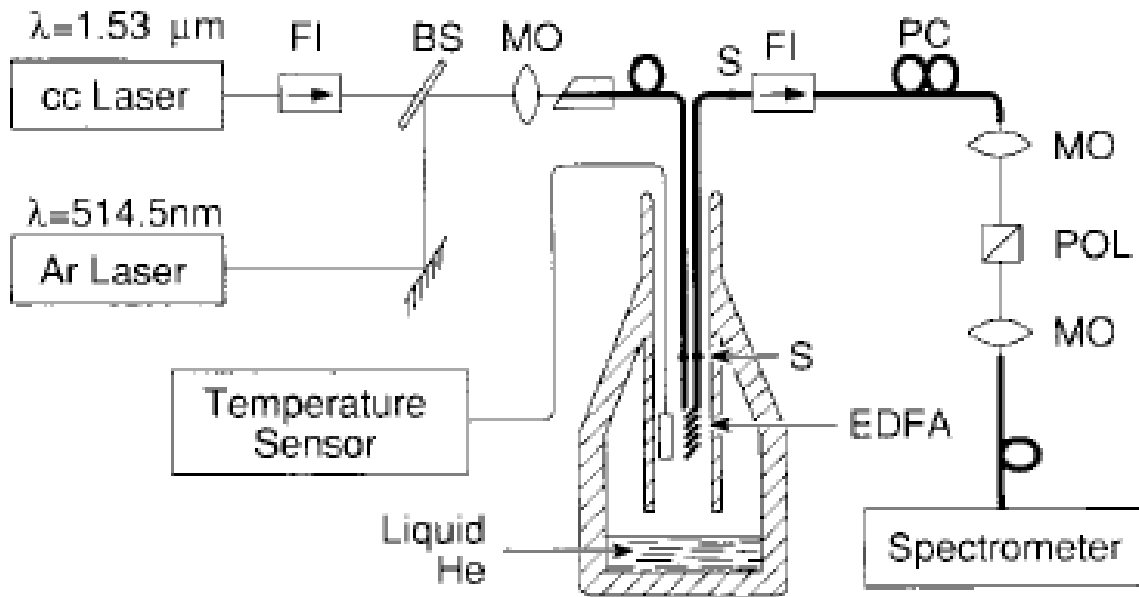


Figure 1-19 : Schéma expérimental de la mesure de GSHB dans [12]

La fibre optique est plongée dans les vapeurs d'hélium d'un vase d'hélium liquide. La température est mesurée grâce à une sonde thermométrique proche de l'échantillon.

Deux faisceaux lasers sont injectés dans une fibre neutre, elle-même soudée (S) à la fibre dopée, à l'aide d'un objectif de microscope (MO) et d'une lame séparatrice en longueur d'onde (BS). Un laser Argon (Ar Laser) est destiné à fournir au système l'inversion de population nécessaire pour être en mode d'amplification, le laser continu à 1.53 µm (cc Laser) est destiné à saturer le signal.

À l'aide d'un cube séparateur de polarisation (POL) et d'un contrôleur de polarisation (PC) mis entre deux objectifs de microscope, le spectromètre analysera l'émission spontanée amplifiée (ASE) de polarisation perpendiculaire au laser de brûlage pour s'affranchir d'une partie de la puissance de celui-ci.

Des isolateurs de Faraday (FI) protègent le laser de brûlage et empêchent un effet laser dans l'échantillon.

Nous avons reproduit les résultats obtenus sur la Figure 1-20.

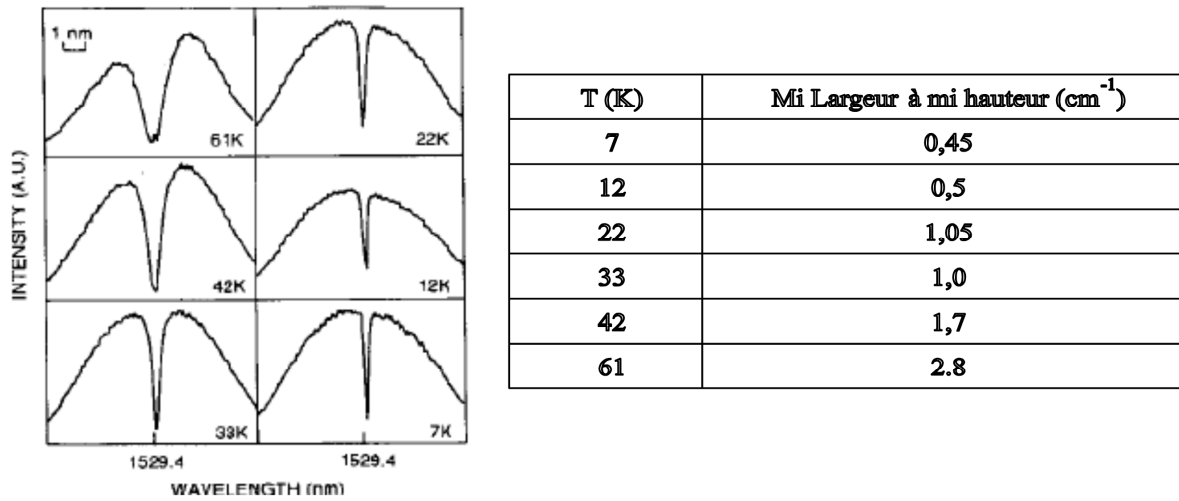


Figure 1-20 : Spectre de gain en sortie autour de 1,53µm pour des températures de 61 à 7 K montrant la diminution de la largeur du trou avec la température (Résolution 0.1 nm) [12].

La mesure du trou est donnée entre 7K et 61K, ce qui permet de faire la comparaison sur une plage de 40K.

1.3.3 Comparaison entre la mesure de RFLN et de GSHB

Afin que la comparaison soit plus facile, nous avons tracé sur le même graphique, présenté en Figure 1-21, les résultats issus de [53, 12].

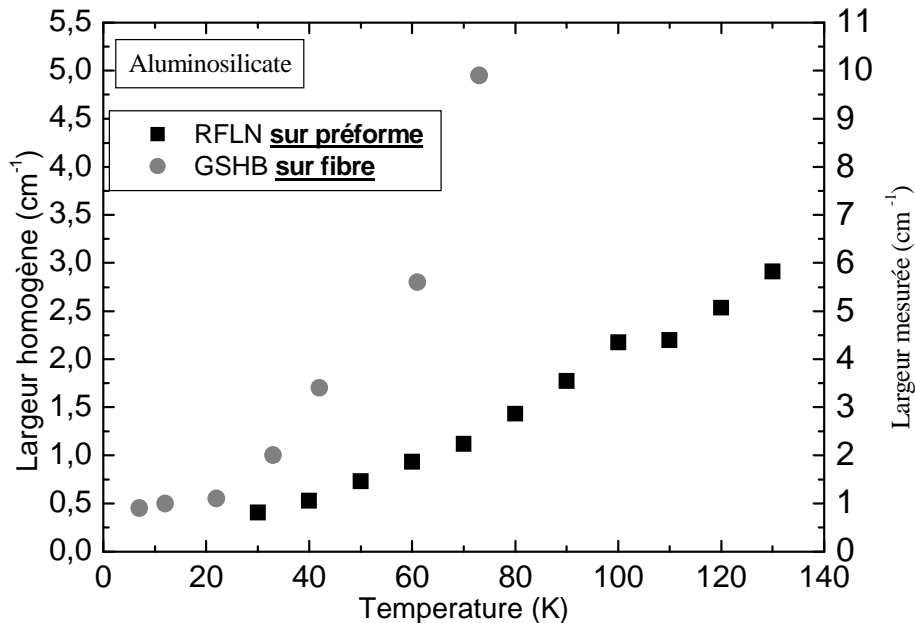


Figure 1-21 : Comparaison de la largeur du trou de GSHB sur fibre et de la largeur homogène issue de la RFLN sur préforme

La largeur du trou mesuré sur fibre par GSHB est donc plus grande que la largeur homogène mesurée par RFLN sur préforme. Il nous faudra donc comprendre d'où vient cette différence.

1.3.4 Notre problématique

Même si la largeur du trou mesurée sur fibre en GSHB est plus grande que la largeur homogène mesurée sur préforme en RFLN, un lien entre ces deux grandeurs semble apparaître. Ce mémoire se propose d'explorer et d'analyser ce lien afin de mieux expliquer le phénomène de GSHB.

D'autre part, afin d'améliorer les amplificateurs, nous avons effectué l'étude spectroscopique de nouveaux matériaux nanostructurés que nos différents partenaires se sont appliqués à élaborer. En effet dissocier le matériau qui constitue l'environnement de l'erbium de la matrice globale peut permettre d'optimiser d'une part la matrice en vue du fibrage et d'autre part l'environnement de l'erbium afin que le gain soit le meilleur possible.

1.4 Bibliographie

- [1] Bahaa E. A. Saleh and Malvin Carl Teich. *Fundamentals of Photonics*. John Wiley & Sons, wiley series in pure and applied optics edition, 1991.
- [2] Laurent Gasca. Fibre optique de spécialité : une réponse aux limites des fibres optiques de transmission. *Verre*, 8-2:40, 2002.
- [3] Michel Dignonnet. *Rare earth doped fiber lasers and amplifiers, 2° edition revised and expanded (optical engineering, Vol. 71)*. CRC Press, 2001.
- [4] TELECOMMUNICATION STANDARDIZATION SECTOR OF ITU. Optical interfaces for coarse wavelength division multiplexing applications. *SERIES G: TRANSMISSION SYSTEMS AND MEDIA, DIGITAL SYSTEMS AND NETWORKS Transmission media characteristics: Characteristics of optical components and subsystems*, G.694.2:12, 2006.
- [5] TELECOMMUNICATION STANDARDIZATION SECTOR OF ITU. Spectral grids for wdm applications: Cwdm wavelength grid. *SERIES G: TRANSMISSION SYSTEMS AND MEDIA, DIGITAL SYSTEMS AND NETWORKS Transmission media characteristics: Characteristics of optical components and subsystems*, G.694.2:12, 2003.
- [6] TELECOMMUNICATION STANDARDIZATION SECTOR OF ITU. Spectral grids for wdm applications: Dwdm frequency grid. *SERIES G: TRANSMISSION SYSTEMS AND MEDIA, DIGITAL SYSTEMS AND NETWORKS Transmission media characteristics: Characteristics of optical components and subsystems*, G.694.1:06, 2002.
- [7] PHOTON. brochure commerciale :40-channel gaussian dwdm mux/demux. website, march 2005.
- [8] R.J. Mears, L. Reekie, J.M. Jauncey, and Payne D.N. High-gain rare-earth rare-earth-doped fiber amplifier at 1.54 μ m. In *Proceedings OFC, Reno, Nevada*, 1987.
- [9] Samuel Choblet. *ETUDE DES PHENOMENES PHYSIQUES DANS LES MATERIAUX AMPLIFICATEURS DOPES ERBIUM*. Thèse de doctorat, UNIVERSITE CLAUDE BERNARD LYON 1, 2004.
- [10] Antoine AL CHOEIRY. *NANOPARTICULES DE SILICIUM ET IONS ERBIUM POUR L'AMPLIFICATION OPTIQUE*. Thèse de doctorat, UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD LYON 1, 2007.
- [11] D. Pacifici, G. Franzò, F. Iacona, S. Boninelli, A. Irrera, M. Miritello, and F. Priolo. Er doped Si nanostructures. *Materials Science and Engineering: B*, 105(1-3):197–204, December 2003.
- [12] Bernard Laloë Franck Cohen-Tannoudji, Claude Diu. *Mécanique quantique*. Hermann, sciences edition, 1988, cop. 1973.
- [13] Emmanuel Desurvire. *Erbium-doped fiber amplifiers: Principles and Applications*. Series in Telecommunications and Signal Processing. John Wiley & Sons Inc, 1994.
- [14] B.G. Wybourn. *Spectroscopic Properties of Rare Earths*. Series in materials science. Interscience Publications, New York, 1965.
- [15] Bernard Cagnac and Jean-Claude Pebay-Peyroula. *Physique atomique*. Dunod, 1975.
- [16] Laurent Bigot. *Structure homogène et inhomogène de la transition $^4I_{13/2}$ - $^4I_{15/2}$ de l'amplificateur à fibre dopée erbium dans des verres d'oxydes, de fluorures et de sulfures*. Thèse de doctorat, UNIVERSITE CLAUDE BERNARD LYON 1, 2002.
- [17] Ana Doina Stoita. *Piégeage radiatif dans les matériaux dopés erbium*. Thèse de doctorat, l'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD LYON 1, 2006.

- [18] B. JACQUIER and G. LIU. *Spectroscopic properties of rare earths in optical materials*, (Series in materials science, Vol. 83). Springer, 2005.
- [19] Marta SZACHOWICZ. *Réalisation et études spectroscopiques de guides d'ondes monocristallins de $Y_3Al_5O_{12}$ et $YAlO_3$ dopés terres rares pour la conversion de fréquence*. Thèse de doctorat, UNIVERSITE CLAUDE BERNARD LYON I, 2006.
- [20] Sidney F. A. Kettle. *Physico-chimie inorganique: une approche basée sur la chimie de coordination*. Université. De Boeck, 1999.
- [21] W A Phillips. Two-level states in glasses. *Reports on Progress in Physics*, 50(12):1657–1708, 1987.
- [22] B. DI BARTOLO. *Optical interactions in Solids*. JOHN WILEY & SONS, INC, 1968.
- [23] A. Ellens, H. Andres, M. L. H. ter Heerdt, R. T. Wegh, A. Meijerink, and G. Blasse. Spectral-line-broadening study of the trivalent lanthanide-ion series.ii. the variation of the electron-phonon coupling strength through the series. *Phys. Rev. B*, 55(1):180, January 1997.
- [24] A. Ellens, H. Andres, A. Meijerink, and G. Blasse. Spectral-line-broadening study of the trivalent lanthanide-ion series.i. line broadening as a probe of the electron-phonon coupling strength. *Phys. Rev. B*, 55(1):173, January 1997.
- [25] J. Colmenero, R. Mukhopadhyay, A. Alegría, and B. Frick. Quantum rotational tunneling of methyl groups in polymers. *Phys. Rev. Lett.*, 80(11):2350–2353, Mar 1998.
- [26] J. L. Prat, F. Terki, and J. Pelous. Tunneling states and resonant light interaction in an oxide glass. *Phys. Rev. Lett.*, 77(4):755–758, Jul 1996.
- [27] R.M. Macfarlane and A.A. Kaplyanskii. *Spectroscopy of solids containing rare earth ions*. North-Holland, modern problems in condensed matter sciences edition, 1987.
- [28] P. M. Selzer, D. L. Huber, D. S. Hamilton, W. M. Yen, and M. J. Weber. Anomalous fluorescence linewidth behavior in Eu^{3+} -doped silicate glass. *Phys. Rev. Lett.*, 36(14):813–816, Apr 1976.
- [29] D. L. Huber, M. M. Broer, and B. Golding. Low-temperature optical dephasing of rare-earth ions in glass. *Phys. Rev. Lett.*, 52(25):2281, June 1984.
- [30] M. M. Broer, B. Golding, W. H. Haemmerle, J. R. Simpson, and D. L. Huber. Low-temperature optical dephasing of rare-earth ions in inorganic glasses. *Phys. Rev. B*, 33(6):4160, March 1986.
- [31] D. L. Dexter. A theory of sensitized luminescence in solids. *The Journal of Chemical Physics*, 21(5):836–850, 1953.
- [32] Th. Förster. Zwischenmolekulare energiewanderung und fluoreszenz. *Annalen der Physik*, 437:55–75, 1948.
- [33] Baldassare Di Bartolo. *Optical Properties of Excited States in Solids*. NATO, 1991.
- [34] Baldassare Di Bartolo. *Spectroscopy of Solid-State Laser-Type Materials*. ETTORE MAJORANA INTERNATIONAL, science series edition, 1985.
- [35] Toru Miyakawa and D. L. Dexter. Phonon sidebands, multiphonon relaxation of excited states, and phonon-assisted energy transfer between ions in solids. *Phys. Rev. B*, 1(7):2961–2969, Apr 1970.
- [36] PERETTI Romain. Note interne : Transferts non radiatifs, assistés ou non par phonon. Technical report, LPCML, 2008.
- [37] S. Chandrasekhar. Stochastic problems in physics and astronomy. *Rev. Mod. Phys.*, 15(1):1–89, Jan 1943.
- [38] S. Torquato. Mean nearest-neighbor distance in random packings of hard d -dimensional spheres. *Phys. Rev. Lett.*, 74(12):2156–2159, Mar 1995.

- [39] S. Torquato, B. Lu, and J. Rubinstein. Nearest-neighbor distribution functions in many-body systems. *Phys. Rev. A*, 41(4):2059–2075, Feb 1990.
- [40] James G. Berryman. Random close packing of hard spheres and disks. *Phys. Rev. A*, 27(2):1053–1061, Feb 1983.
- [41] William G. Hoover and Francis H. Ree. Melting transition and communal entropy for hard spheres. *The Journal of Chemical Physics*, 49(8):3609–3617, 1968.
- [42] M. J. F. Digonnet, M. K. Davis, and R. H. Pantell. Rate equations for clusters in rare earth-doped fibers. *Optical Fiber Technology*, 1(1):48–58, October 1994.
- [43] Monica K. Davis, Michel J. F. Digonnet, Robert W. Sadowski, and Richard H. Pantell. Novel techniques to characterize clustering in doped fibers. *Fiber Laser Sources and Amplifiers V*, 2073(1):50–64, 1994.
- [44] M.K. Davis, Digonnet M.J.F., and Pantel R.H. Characterization of clusters in rare earth-doped fibers by transmission measurements. *journal of lightwave technology*, 13:120–126, 1995.
- [45] F. Auzel. Upconversion processes in coupled ion systems. *Journal of Luminescence*, 45(1-6):341–345, 1990.
- [46] F. Auzel, D. Meichenin, F. Pelle, and P. Goldner. Cooperative luminescence as a defining process for re-ions clustering in glasses and crystals. *Optical Materials*, 4(1):35–41, December 1994.
- [47] B. Pedersen, A. Bjarklev, J.H. Povlsen, K. Dybdal, and C.C. Larsen. The design of erbium-doped fiber amplifiers. *Journal of Lightwave Technology*, 9:1105–1112, 1991.
- [48] G.F. Imbusch. Luminescence and fluorescence line narrowing of doped glasses. *Physica Scripta*, 19:354, April 1987.
- [49] A. Szabo. Laser-induced fluorescence-line narrowing in ruby. *Phys. Rev. Lett.*, 25(14):924, October 1970.
- [50] M. S. Feld and A. Javan. Laser-induced line-narrowing effects in coupled doppler-broadened transitions. *Phys. Rev.*, 177(2):540, January 1969.
- [51] R. Flach, D. S. Hamilton, P. M. Selzer, and W. M. Yen. Time-resolved fluorescence line-narrowing studies in Pr^{3+} . *Phys. Rev. Lett.*, 35(15):1034, October 1975.
- [52] Takashi Kushida and Eisei Takushi. Determination of homogeneous spectral widths by fluorescence line narrowing in $\text{Ca}(\text{PO}_3)_2:\text{Eu}^{3+}$. *Phys. Rev. B*, 12(3):824, August 1975.
- [53] Laurent Bigot, Anne-Marie Jurdyc, Bernard Jacquier, Laurent Gasca, and Dominique Bayart. Resonant fluorescence line narrowing measurements in erbium-doped glasses for optical amplifiers. *Phys. Rev. B*, 66(21):214204, December 2002.
- [54] E. Desurvire, J.L. Zyskind, and J.R. simpson. spectral gain hole-burning at 1.53 μm in erbium-doped fiber amplifiers. *Photonics technology letters*, 2(4):246, April 1990.

CHAPITRE : 2 Spectrométrie et Propagation Guidée

Le but de ce chapitre est d'améliorer la compréhension du phénomène de saturation du gain spectral (*GSHB*) observé dans les amplificateurs à température ambiante sur les lignes de télécommunications (Cf. *Figure 1-20*). Nous allons tenter de relier ce phénomène à une grandeur physique grâce à des expériences que nous décrirons et interpréterons.

2.1 Introduction

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, le phénomène du trou dans la bande de gain a été expliqué comme provenant d'une saturation de gain inhomogène. C'est-à-dire d'une saturation du gain pour seulement certains ions erbium du matériau. La forme du trou prédite par cette explication correspond à l'autoconvolution de la raie homogène [1].

Cependant, d'un point de vue expérimental, la largeur des trous mesurée par *Desurvire et al.* [2] sur fibre optique, ne correspond pas à la largeur homogène mesurée par *Bigot et al.* [3] à même température pour un matériau comparable (verre aluminosilicate dopé germanium et erbium) mais sur une préforme de fibre optique.

Nous avons donc formulé trois hypothèses pour expliquer cette différence :

- Le passage de la préforme à la fibre modifie le matériau de sorte que les largeurs sont différentes.
- Une des deux mesures souffre d'un biais expérimental.
- L'interprétation du *GSHB* comme saturation du gain inhomogène est erronée.

Pour explorer ces hypothèses, nous avons donc décidé d'élaborer un protocole expérimental qui nous permette de comparer au mieux ces deux mesures. Tout d'abord, le *GSHB* n'est pas détectable sur un échantillon massif tel qu'une préforme de fibre optique, car il est très difficile d'y obtenir du gain compte tenu des paramètres spectroscopiques (sections efficaces, durée de vie ...). Nous avons décidé d'effectuer nos expériences uniquement sur fibre optique, pour éliminer ainsi la première hypothèse. En effet nous travaillons sur le même échantillon, une fibre dite « standard », pour des applications en télécommunications optiques, de silice dopée aluminium, germanium, phosphore et erbium.

Afin de faciliter la comparaison, nous avons dû choisir une température pour laquelle nos deux mesures de RFLN et *GSHB* sont possibles dans les mêmes conditions expérimentales. Notre résolution nous empêchant de mesurer la largeur homogène par RFLN en dessous de 20K, et la RFLN n'étant plus observable (à cause d'une des processus Raman, *p101* [4] et d'autre part de la multiplicité des niveaux des multiplets) au-delà de 130K, nous avons choisi pour des raisons pratiques, la température de l'azote liquide, 77K.

Nous avons fait les premières mesures de RFLN sur fibre optique, et mesuré à nouveau le *GSHB* sur ces mêmes fibres, puis nous avons comparé les résultats. Enfin nous nous sommes efforcés de comprendre ce que ces nouvelles mesures pouvaient nous apporter d'un point de vue plus général.

2.2 Mesure de largeur homogène sur fibre par affinement de raie de fluorescence résonnante (RFLN).

Nous allons maintenant expliquer comment nous avons effectué les mesures de RFLN sur fibre optique, d'abord en présentant le montage expérimental, les difficultés que nous

avons rencontrées, ensuite en présentant les résultats que nous obtenons et l'interprétation que nous en donnons.

2.2.1 Protocole expérimental

Nous allons avant tout présenter le schéma de l'expérience puis décrire le matériel utilisé.

2.2.1.1 Schéma et description de l'expérience

Comme l'expérience de RFLN n'avait jamais été effectuée sur fibre optique, nous avons dû tout d'abord concevoir le montage expérimental présenté sur la Figure 2-1.

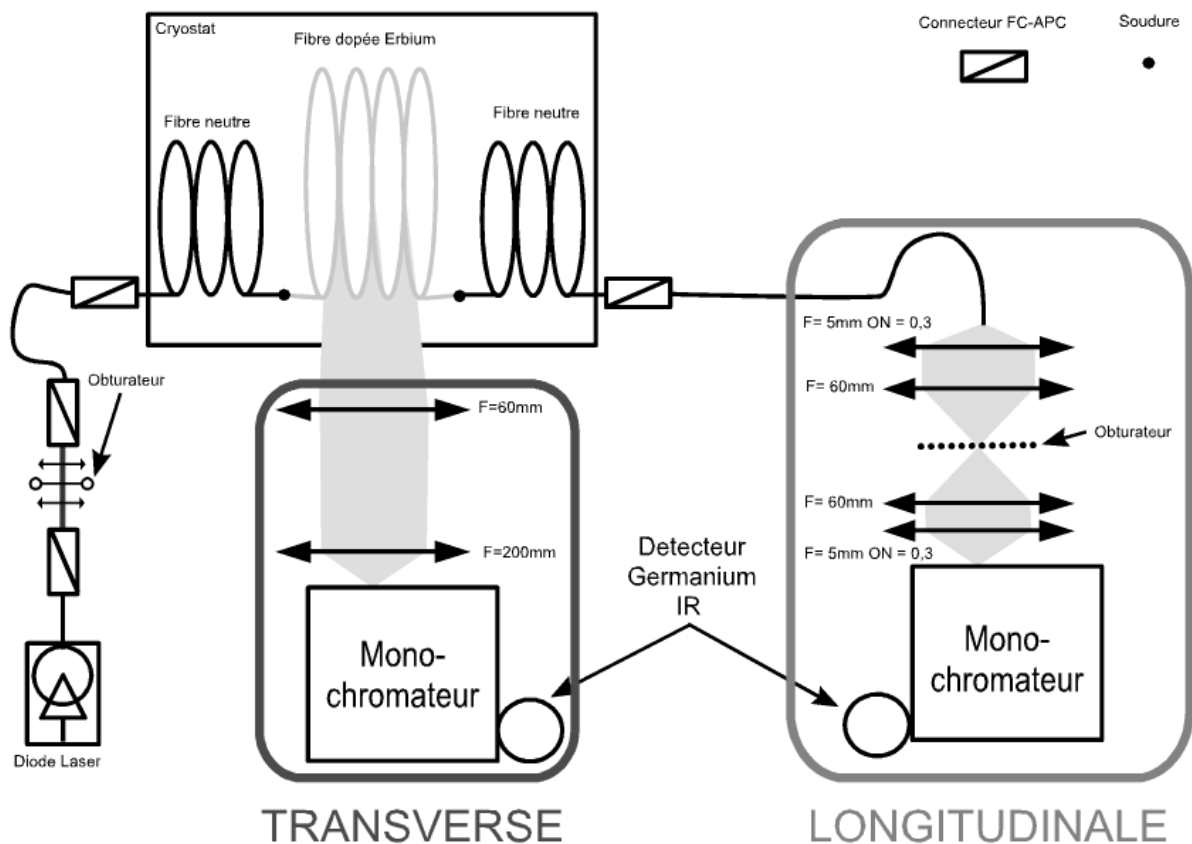


Figure 2-1 : Schéma du montage expérimental de RFLN sur fibre optique

Comme dans un montage de spectroscopie habituel, nous avons d'une part un bras d'excitation, et d'autre part un bras de collection de la luminescence. Compte tenu de la géométrie particulière d'une fibre optique nous avons deux choix possibles pour le bras de collection : une collection transverse à la fibre optique, et une collection longitudinale en bout de la fibre optique.

Pour l'excitation, le rayonnement d'une diode laser ajustable en fréquence est injecté dans une fibre optique neutre à travers un obturateur destiné à moduler le signal. La fibre optique neutre est soudée à la fibre dopée erbium de sorte que toute cette fibre dopée erbium soit à température voulue dans le cryostat.

Pour la collection transverse, la luminescence est collimatée à l'aide d'une lentille puis envoyée dans un monochromateur double à l'aide d'une lentille de focalisation. La fluorescence analysée est ensuite détectée par un détecteur germanium refroidi. Il est notable que contrairement au cas des échantillons massifs, dans la collection transverse, nous n'utilisons pas de second obturateur (sur le signal de fluorescence) synchronisé sur le premier placé sur le faisceau excitateur. En effet, dans cette configuration, le signal est particulièrement faible (environ $10^6 \text{ photon.s}^{-1}.\text{nm}^{-1}$) et le laser diffusé aussi (Cf. *Figure 2-2*). C'est pourquoi nous n'avons pas mis de second obturateur, nous espérons pouvoir discriminer spectralement le laser de la luminescence résonnante.

Pour la collection longitudinale, la lumière sortant de la fibre est collimatée puis envoyée dans un obturateur synchronisé avec celui d'excitation (comme dans le cas de l'expérience sur échantillon massif). Elle est ensuite focalisée sur la fente du monochromateur double et détectée par un détecteur germanium refroidi.

2.2.1.2 Le matériel utilisé

La diode laser ajustable est une diode fibrée monomode (type SMF-28) TUNICS-PR de PHOTONETICS de puissance maximum 10 mW. Sa plage de longueur d'onde s'étend de 1480 nm à 1600 nm (la puissance maximum varie avec la longueur d'onde jusqu'à environ 1 mW). La finesse spectrale est de l'ordre de 5 MHz en tenant compte de l'effet d'instabilité temporelle (*jitter*)

Les modulateurs sont des obturateurs mécaniques UHS-1 de UNIBLITZ. Lorsque le faisceau est focalisé, le temps de coupure est inférieur à 100 μs . En remplaçant le hacheur de faisceau par ces obturateurs nous avons gagné un facteur 10 sur le temps mort de détection passant d'environ 1ms à environ 100 μs .

La fibre ne pouvant pas être enroulée sur une bobine trop petite, nous avons dû utiliser un cryostat à bain sans régulation de température qui permet d'utiliser de l'azote liquide ou de l'hélium liquide. Notons d'autre part que pour les expériences de RFLN longitudinale nous avons parfois simplement plongé la bobine de fibre dans un vase rempli du liquide cryogénique, que ce soit de l'azote à 77K ou de l'hélium à 4,2K.

L'analyse spectrale est réalisée par un monochromateur double U1000 de JOBIN & YVON optimisé pour l'infrarouge à 1,5 μm . Sa résolution maximale est d'environ 0,01 nm mais, pour des raisons d'intensité de signal, il nous est difficile de descendre en dessous de 0,05 nm.

Le détecteur est une diode germanium refroidie à l'azote liquide de NORTH COAST avec une impédance élevée pour s'assurer un bon niveau de détection. Cependant son temps de réponse est de l'ordre de la milliseconde, sa sensibilité d'environ $5 \cdot 10^9 \text{ V/W}$ et sa puissance équivalente au bruit de 10^{-15}W .

L'analyse du signal électrique mesuré est assurée par une détection synchrone SR-830 de STANFORD RESEARCH SYSTEM.

2.2.2 Rôle de la propagation dans une fibre

Bien que sur fibre optique nous ayons deux moyens de détecter la luminescence, transversalement ou longitudinalement, les résultats obtenus par ces deux méthodes ne seront pas témoins des mêmes phénomènes. En effet, lorsque la luminescence est collectée transversalement, elle interagit seulement avec très peu des ions erbium présents dans le matériau, car elle traverse au maximum environ 5 μm de cœur de la fibre pour être détectée.

En revanche lorsque la luminescence est collectée longitudinalement, elle peut interagir avec de nombreux ions erbium puisque elle se propage sur plusieurs mètres de fibre. C'est pourquoi, ces interactions (réabsorption, amplification) auront des effets sur la mesure qui ne devront pas être négligés.

La mesure qui sera la plus semblable à celles effectuées sur préforme sera donc la mesure de RFLN transverse.

Notons aussi que les densités de puissance dans une fibre optique sont grandes par rapport à un échantillon massif. En effet, à puissance d'excitation égale, le mode se propageant dans une fibre dopée erbium est d'environ de diamètre $5\mu\text{m}$ alors que la focalisation standard d'une lentille est de l'ordre de $100\mu\text{m}$. Cela implique un rapport d'ordre de grandeur de 100 ou 1000 sur la densité de puissance optique excitant les ions erbium.

2.2.3 Résultats typiques de RFLN transverse et longitudinale

Voici, sur la Figure 2-2 la comparaison de résultat typique de RFLN transverse et longitudinale.

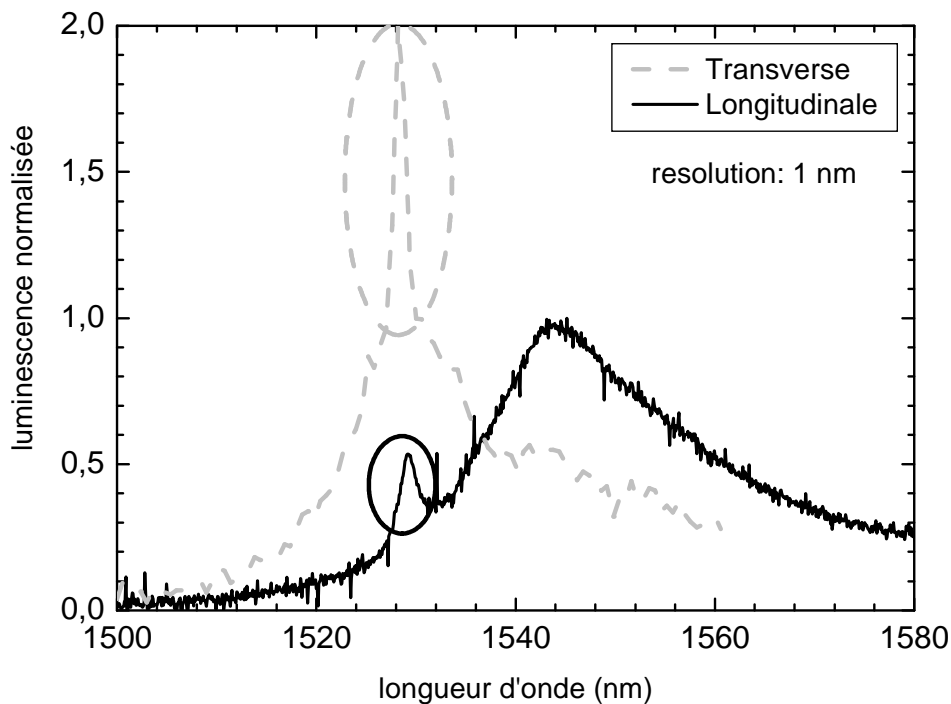


Figure 2-2 : Spectres de RFLN transverse et longitudinale à $T^{\circ}=77\text{K}$, pour une fibre « standard » EDFA de 10 m excitée à 1528 nm.

2.2.3.1 RFLN transverse

Pour le cas transverse, nous observons :

- Un fond de luminescence
- Un pic (cerclé sur le graphique)

Le fond de luminescence correspond à l'émission de fluorescence de l'ion erbium dans l'aluminosilicate à 77K.

Nous avons vérifié que le pic principal contient de la lumière laser diffusée car nous avons fait l'expérience à des longueurs d'onde où l'ion erbium n'émet pas (1480nm et 1600nm) et nous avons toujours mesuré un pic de hauteur comparable. En effet, une dopée erbium diffuse environ 4db/km, soit environ, sur un centimètre, 10 photons pour 1 million. Compte tenu de la sensibilité de notre détection (environ 10^6 photons par seconde) cette diffusion n'est pas négligeable.

Notre signal étant trop faible, nous n'avons pas réussi à atteindre une résolution suffisante pour discriminer le laser de la fluorescence résonnante. Cependant, nous avons obtenu des résolutions bien inférieures à la largeur attendue du pic résonnant. Le pic résonnant est donc ou bien plus fin que prévu, ou de bien de plus faible intensité.

Deux hypothèses peuvent expliquer que nous ne distinguons pas la fluorescence résonnante.

- Nous n'avons pas suffisamment de signal pour faire la différence entre le laser diffusé et le signal.
- La propagation du signal d'excitation à l'intérieur de la fibre, éteint au moins partiellement, la luminescence résonnante transverse à cause d'un effet de propagation ou de puissance.

D'autres expériences de RFLN transverse, par exemple à température de l'hélium sont envisagées pour réussir à augmenter le signal et pouvoir utiliser un obturateur sur la voie de collection afin de confirmer ces hypothèses.

2.2.3.2 RFLN longitudinale

Pour le cas longitudinal, nous observons sur la Figure 2-2 :

- Un fond continu
- Un pic résonant (cerclé sur le graphique).

Le fond continu correspond, non plus à l'émission spontanée des ions erbium, mais à de l'émission spontanée amplifiée (*ASE, Amplified Spontaneous Emission*) qui résulte d'un effet de la propagation.

Notons que le pic de luminescence résonnante ne contient pas de laser, ici le second obturateur est sur le bras de détection et nous affranchit du laser. Nous allons donc nous intéresser particulièrement aux résultats de RFLN longitudinale.

2.2.4 Analyse des résultats de RFLN longitudinale

La Figure 2-3 présente un agrandissement du pic de fluorescence résonnante à 1529 nm, mais cette fois ci sur une fibre de 6m, toujours à 77K.

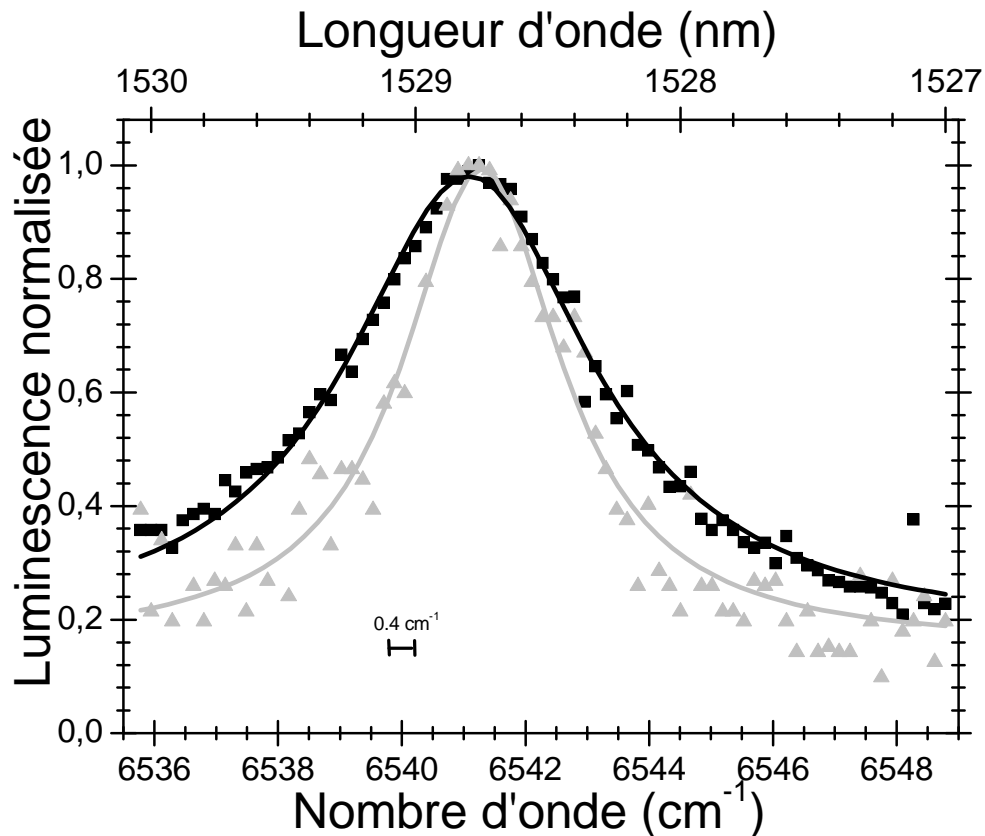


Figure 2-3 : Spectres du pic résonnant pour deux puissances d'excitation, ▲ Données pour une puissance d'excitation en entrée de 50 μW ajustée par une lorentzienne tracée en gris, ■ Données pour une puissance d'excitation en entrée de 250 μW ajustée par une lorentzienne tracée en noir

Tout d'abord, nous remarquons la forme Lorentzienne des données et la pertinence d'un ajustement de ce type. Une forme lorentzienne est une première indication de mesure de la largeur homogène. Nous remarquons ensuite une différence entre le pic résonnant excité à forte puissance (250 μW) et celui excité à faible puissance (50 μW). Cela montre clairement un élargissement lié à la puissance et nous encourage à effectuer une étude du pic résonnant en fonction de la puissance d'excitation. Nous présenterons donc ces résultats, suivis de ceux en fonction de la longueur d'onde d'excitation et de la longueur de la fibre.

2.2.4.1 Largeur de RFLN longitudinale et puissance d'excitation

Nous avons varié la puissance d'excitation, puis pour chaque pic de luminescence résonnante, nous avons extrait le paramètre de largeur des lorentziennes d'ajustement. Ce paramètre a été nommé largeur de Lorentz par référence à l'ajustement effectué, il s'agit aussi

de la largeur à mi-hauteur. Nous l'avons tracé en fonction de la puissance d'excitation sur la Figure 2-4 pour plusieurs longueurs d'onde.

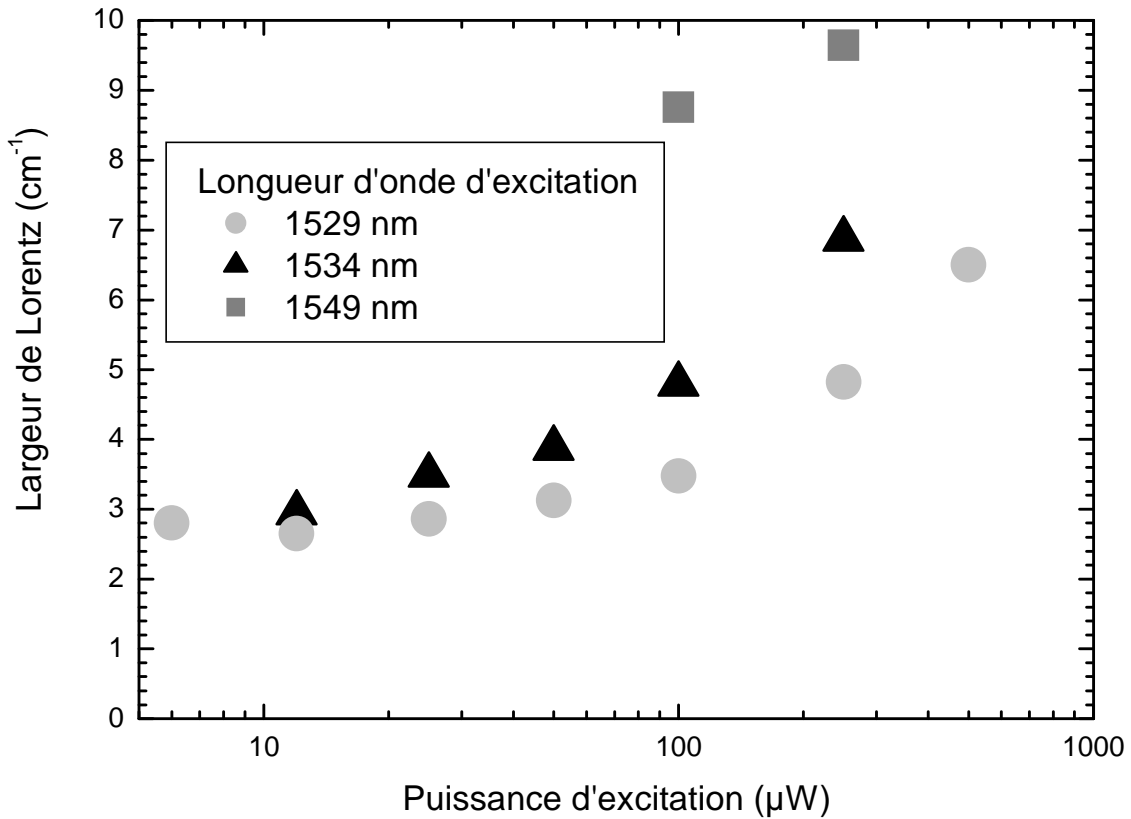


Figure 2-4 : Largeur de la RFLN longitudinale en fonction de la puissance d'excitation pour plusieurs longueurs d'excitation.

Pour toutes les longueurs d'onde d'excitation, nous observons un élargissement avec la puissance d'excitation. Les mesures effectuées à 1534nm et 1529 nm correspondent à des longueurs d'onde pour lesquelles la transition étudiée est la transition résonnante entre les deux sous niveaux les moins énergétiques des multiplets $^4I_{15/2}$ et $^4I_{13/2}$, là où est observée usuellement la RFLN sur échantillon massif. Pour ces mesures le signal était suffisant pour effectuer une variation de puissance d'excitation de $5\mu\text{W}$ à $500\mu\text{W}$. Lorsque la puissance atteint des valeurs faibles, la largeur tend vers une valeur avoisinant $2,8\text{ cm}^{-1}$. En tenant compte des incertitudes de l'ordre de $0,2\text{ cm}^{-1}$, cette valeur correspond à celle trouvée par *Bigot et al.* [53] sur préforme de fibre optique.

Malgré d'éventuels effets de propagation ou de puissance, nous retrouvons donc le résultat de largeur homogène trouvé sur préforme. Cela valide donc notre méthode expérimentale. Nous avons mis en évidence une première méthode de mesure de largeur homogène de l'erbium, à 77K, directement sur fibre optique.

CHAPITRE 2 : Spectrométrie et propagation guidée

L'élargissement en fonction de la puissance s'explique par le fait que l'absorption des ions erbium dans un site va dépendre de la population dans l'état fondamental et dans l'état excité à l'intérieur de la population de ce site. Le nombre de photons absorbés par site peut s'écrire ainsi :

$$N_{ph} = \frac{I_{exc}}{h\nu_{exc}} \sigma_{\nu}(\nu_{exc}) \times (n_{\nu_{fond}} - n_{\nu_{exci}}) \quad \text{Équation 2-1}$$

Où :

- $\frac{I_{exc}}{h\nu_{exc}}$ est le nombre de photons d'excitation par unité de surface (en m^{-2}).
- ν_{exc} est la fréquence de l'onde lumineuse d'excitation (en Hz).
- $\sigma_{\nu}(\nu_{exc})$ est la section efficace d'absorption en ν_{exc} , du site centré à la fréquence ν .
- $n_{\nu_{fond}}$ et $n_{\nu_{exci}}$ sont les populations respectivement de l'état fondamental et de l'état excité pour le site centré à la fréquence ν .

À petit signal, la population dans l'état excité est négligeable pour chacun des sites. Ainsi ils absorbent tous proportionnellement à leur section efficace à la longueur d'onde d'excitation. Si la population dans chaque site est supposée constante dans l'intervalle de longueur d'onde observée, l'émission correspond à l'autoconvolution de cette section efficace.

Quand la puissance augmente, la population dans l'état excité n'est plus négligeable. Les sites dont la section efficace à la longueur d'onde d'excitation est plus grande (ceux qui sont en résonance) vont voir leur absorption saturée à plus faible puissance. En effet, leur population dans l'état excité ne sera plus négligeable, dès une faible puissance. Leur émission saturera donc aussi, et nous observerons un aplatissement du pic de RFLN, résultant en un élargissement de celui-ci.

Nous expliquons que cette saturation soit difficilement visible sur échantillon massif, par ce que la densité de puissance dans une fibre y est bien plus grande et qu'elle est difficilement accessible sur échantillon massif.

2.2.4.2 Largeur de RFLN longitudinale et longueur d'onde d'excitation

Comme la Figure 2-4 le montre nous avons obtenu une raie de fluorescence résonnante au-delà de la transition ${}^4I_{13/2}(1) \leftrightarrow {}^4I_{15/2}(1)$. En effet, à 1549 nm, nous sommes au-delà de la largeur inhomogène du centre de la transition ${}^4I_{13/2}(1) \leftrightarrow {}^4I_{15/2}(1)$ nous avons donc décidé de présenter sur la Figure 2-5, la largeur de la réponse résonnante en fonction de la longueur d'onde d'excitation.

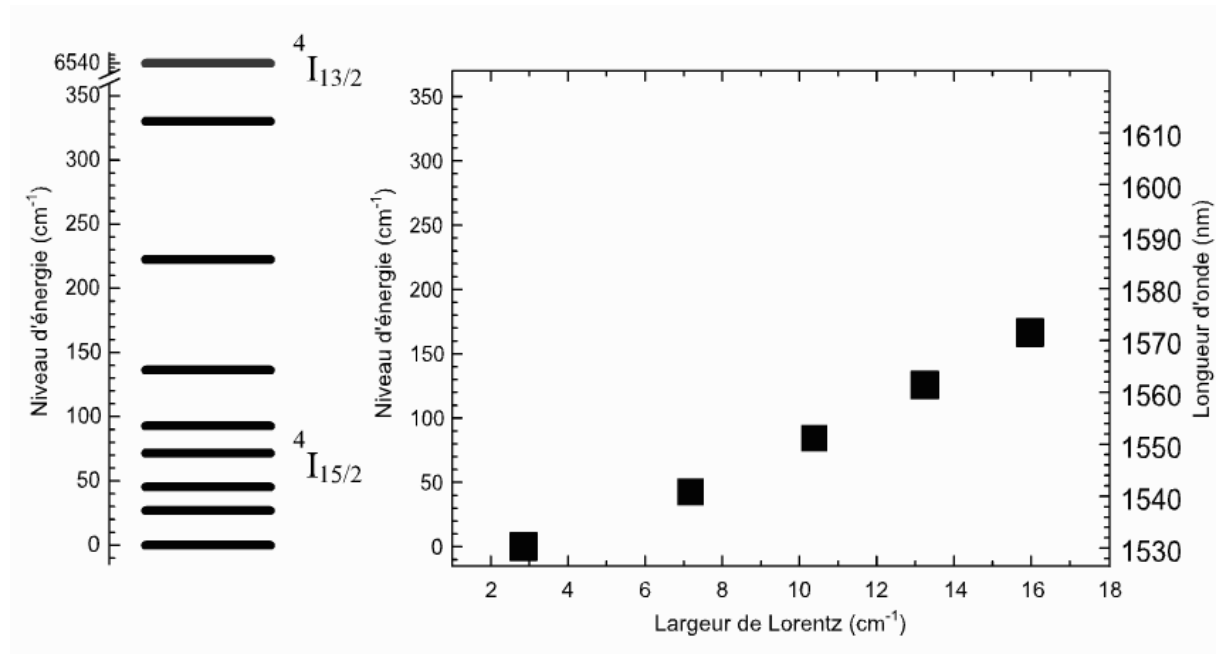


Figure 2-5 : À gauche sont représentés les sous niveaux Stark du multiplet ${}^4I_{15/2}$ issus de [53], à droite est portée la largeur du pic résonnant en RFLN longitudinale sur une fibre standard EDFA de 10m à 77K pour une puissance d'excitation de 250μW à différentes longueurs d'onde.

Tout d'abord, on voit un net élargissement du pic résonnant lorsque la longueur d'onde d'excitation augmente.

Comme l'indique la Figure 1-12 à 77K la population du multiplet ${}^4I_{15/2}$ occupe plusieurs sous niveaux. Non seulement le sous niveau le moins énergétique du multiplet (~40%), dont la transition avec le premier sous niveau du multiplet ${}^4I_{13/2}$ se trouve à 1530 nm, mais aussi jusqu'au 6^{ème} sous-niveau du multiplet qui contient encore ~3% de la population (celui à 136cm⁻¹ du sous-niveau le moins énergétique, soit 1563 nm).

Nous devons donc savoir quelle transition va absorber notre laser d'excitation et réémettre une longueur d'onde résonnante. Comme les transitions qui émettent sont moins énergétiques que la transition ${}^4I_{13/2}(1) \leftrightarrow {}^4I_{15/2}(1)$, nous pouvons dire que l'absorption va se faire depuis l'un des sous-niveaux thermiquement peuplés du multiplet ${}^4I_{15/2}$, c'est-à-dire depuis ${}^4I_{15/2}(n)$, n allant de 1 à 6. C'est pourquoi nous n'avons pas choisi la longueur d'onde du pic résonnant comme ordonnée sur le graphique. Nous avons opté pour l'énergie du sous niveau Stark depuis lequel s'effectue l'absorption afin de mieux pouvoir mettre en évidence les sous-niveaux mis en jeu dans les transitions (partie gauche du graphique).

Nous voyons ce pic résonnant seulement jusqu'à environ 1570 nm, soit vers 165 cm⁻¹ du sous-niveau le moins énergétique du multiplet ${}^4I_{15/2}$. Cela correspond, environ, au peuplement thermique de ces sous niveaux (136 cm⁻¹ ou 1563 nm) auquel s'ajoute la largeur inhomogène (de l'ordre de 30 cm⁻¹).

Nous pouvons donc affirmer que la transition résonnante observée est la transition ${}^4I_{13/2}(1) \leftrightarrow {}^4I_{15/2}(n)$.

Il faut noter cependant, que lorsque l'expérience est effectuée sur un matériau massif, de composition comparable, à même température, ces pics de fluorescence résonnante ne sont pas observables au delà de la transition ${}^4I_{13/2}(1) \leftrightarrow {}^4I_{15/2}(1)$. Nous pensons donc que ce pic résonnant est visible sur d'autres sous niveaux, soit à cause des densités surfaciques de puissance mises en jeu, soit grâce à un effet de propagation.

Nous avons effectué une mesure indirecte de la largeur homogène des transitions ${}^4I_{13/2}(1) \leftrightarrow {}^4I_{15/2}(n)$. Nous interprétons l'augmentation de la largeur du pic comme celle de la largeur homogène impliquant la relaxation non-radiative vers le niveau fondamental lorsque le sous-niveau ${}^4I_{15/2}(n)$ est plus énergétique et nous nous intéresserons plus à ce problème dans la suite de ce document (2.4).

2.2.4.3 Largeur de RFLN longitudinale et longueur de la fibre

Puisque nos expériences s'effectuent sur fibre optique, nous pouvons comparer les largeurs mesurées par nos expériences pour différentes longueurs de fibre, comme présenté sur la Figure 2-6.

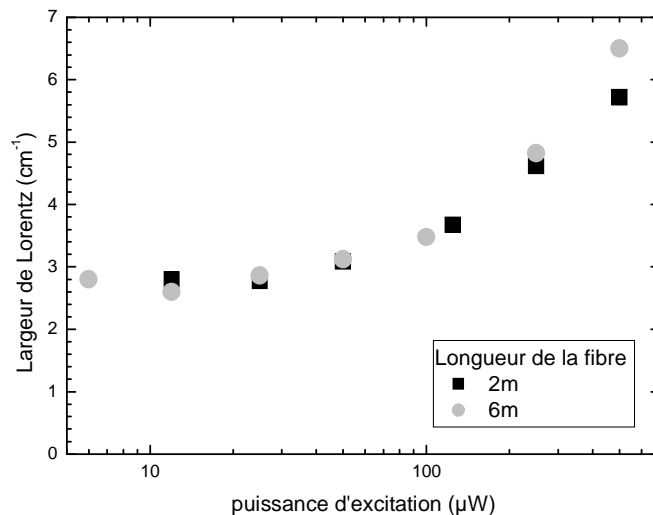


Figure 2-6 : Largeur spectrale de la RFLN en fonction de la puissance d'excitation à 1529 nm pour 2 longueurs de fibres, enregistrée à 77°K .

Ce graphique montre qu'à faible puissance, devant les incertitudes liées à notre mesure, nous ne pouvons pas faire de différence entre les largeurs mesurées sur une fibre de 2m et une fibre de 6m. De plus, à très basse puissance, la largeur tend toujours vers une valeur autour de $2,8\text{cm}^{-1}$.

En revanche, lorsque la puissance est importante ($250\ \mu\text{W}$ et $500\ \mu\text{W}$), une différence entre les deux mesures devient visible. La valeur mesurée sur la fibre la plus longue est plus importante que sur la fibre la plus courte. Une plus grande longueur favorisant la réabsorption tout au long de la fibre peut induire un élargissement supplémentaire.

2.2.5 Conclusion des mesures de RFLN

Pour résumer, bien que nous ne soyons pas parvenus à identifier notre signal en RFLN transverse, nous avons, pour la première fois, réussi à mesurer la largeur homogène de la transition à $1,53\mu\text{m}$ de l'ion erbium directement dans un échantillon fibré dans la configuration de RFLN longitudinale. Cette valeur correspond à celle trouvée sur préforme de fibre de composition chimique comparable [3] et à la même température. Nous avons observé un élargissement de cette largeur homogène avec la puissance d'excitation qui est expliqué par un effet de saturation de l'absorption comme le montrent qualitativement les modélisations présentées dans le Chapitre 3 (*Modèle inhomogène de l'EDFA*).

Nous avons réussi à mesurer la RFLN pour des transitions ${}^4I_{13/2}(1) \leftrightarrow {}^4I_{15/2}(n)$, n allant jusqu'à 6 à 77K. Nous pensons qu'il s'agit là d'une mesure au moins indirecte de largeur homogène de ces transitions.

Afin d'approfondir ces mesures, nous pensons tout d'abord effectuer des expériences de RFLN transverse à plus basse température avec un obturateur sur le bras de détection, afin d'être sûr qu'un pic observé est un pic de RFLN. Nous allons aussi tenter de modéliser la RFLN sur fibre optique afin de savoir pourquoi nous ne voyons pas cette émission avec notre système. Le modèle nous permettra aussi de savoir si la mesure de la RFLN pour des transitions ${}^4I_{13/2}(1) \leftrightarrow {}^4I_{15/2}(n)$, est une mesure directe ou indirecte de leur largeur homogène.

2.3 Mesure de saturation inhomogène du gain (GSHB)

A peine 4 ans après la présentation du premier EDFA [5], les premiers effets de saturation inhomogène du gain, à température ambiante, sur EDFA sont rapportés dans la littérature [6]. L'expérience de GSHB consiste en la mesure d'un trou brûlé dans le gain de l'amplificateur et donc d'une saturation inhomogène du gain. Ce paragraphe présente nos expériences de GSHB faites sur fibres optiques. Notre objectif a été de mieux comprendre le phénomène et de le relier à des grandeurs physiques mesurables par d'autres techniques, en particulier la RFLN.

Comme cela a été dit auparavant, nous travaillons principalement pour ces expériences à la température de 77K. Afin que le lecteur puisse mieux appréhender les caractéristiques de l'erbium à cette température, la Figure 2-7 présente un spectre d'émission (à inversion de population de 100%), un spectre d'absorption (inversion de 0%) et un spectre de gain de l'erbium à cette température dans une fibre standard.

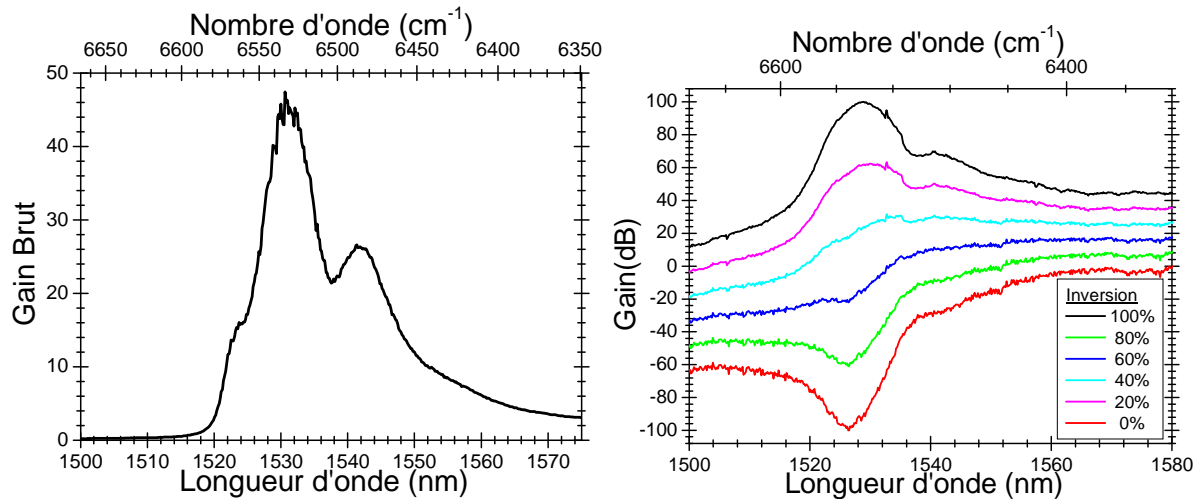


Figure 2-7 : Spectres de gain brut à 77K pour une puissance de pompe de 60mW (l'inversion de population est autour de 70%) sur une fibre de 6m sur la courbe de gauche et variation du spectre de gain net en fonction de l'inversion de population à 77K sur la partie droite .

Comme pour la mesure de RFLN, nous allons présenter le montage expérimental de GSHB, notre démarche lors de l'expérience, enfin nous présenterons nos résultats ainsi que les interprétations que nous proposons.

2.3.1 Protocole expérimental

Nous allons tout d'abord présenter le schéma de l'expérience puis décrire le matériel utilisé.

2.3.1.1 Schéma et description de l'expérience

Le montage décrit sur la Figure 2-8 présente l'expérience que nous avons mise en place pour effectuer les mesures de GSHB.

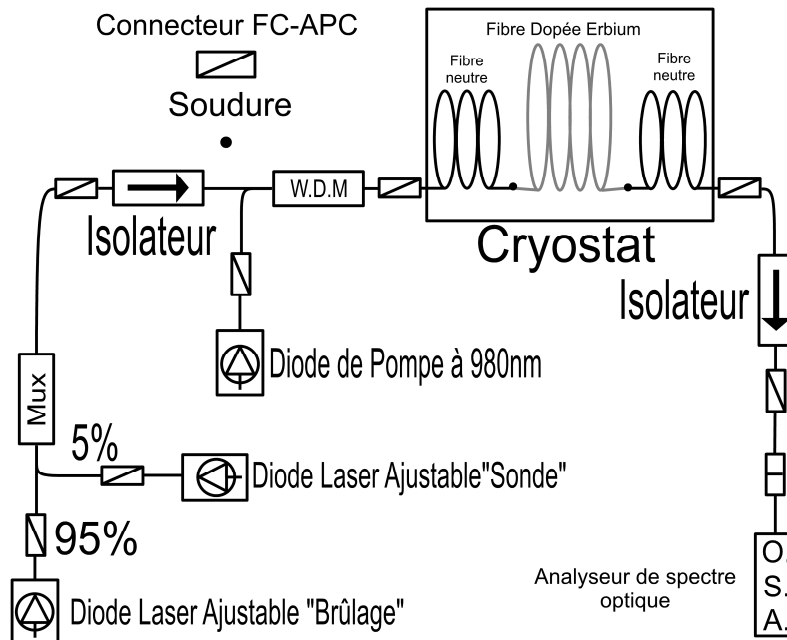


Figure 2-8 : Schéma de l'expérience de GSHB

Il s'agit du schéma expérimental d'une expérience de gain. La fibre optique dopée erbium standard étant notre milieu à gain, elle est placée dans un cryostat afin d'être à température choisie.

La pompe destinée à obtenir l'inversion de population est injectée dans notre échantillon par le multiplexeur en longueur d'onde (*W.D.M.*). Le coupleur 95/5 (*Mux*) permet d'injecter deux diodes laser accordables en longueur d'onde dans notre échantillon.

Pour analyser la lumière sortant de la fibre nous utilisons un Analyseur de Spectre Optique (OSA).

Les isolateurs servent à la fois à protéger les sources laser d'un éventuel retour et d'éviter qu'une oscillation laser ne se produise dans notre milieu à gain.

Il est important de noter que nous avons négligé les effets de polarisation. En effet, pour des raisons pratiques il nous était compliqué d'installer un brouilleur de polarisation dans le système, nous serons cependant très attentifs aux résultats pour identifier d'éventuels effets de polarisation.

2.3.1.2 Le matériel utilisé

La diode laser ajustable connectée au bras 95% du coupleur est la diode décrite en 2.2.1.2.

Celle connectée au bras 5% est une diode accordable TUNICS de PHOTONETICS. Ses caractéristiques sont similaires à la première mais sa puissance maximale est 4 fois moins importante.

Entre le coupleur 95/5 et la diode, nous avons mis un atténuateur variable de ACCELINK TECHNOLOGIE qui nous permet de faire varier la puissance de sortie de plusieurs dizaines de décibels.

La diode de pompe à 980 nm est une diode JDSU, 2900 SERIES de puissance maximale 450 mW de longueur d'onde 975 nm de largeur 1 nm.

Le coupleur 95/5 est un multiplexeur qui a deux entrées et une sortie autour de 1,5 μm . La sortie donne 95 % de l'entrée « 95 » et 5% de l'entrée « 5 ». C'est un coupleur large bande de ITF TECHNOLOGIES OPTIQUES. Sa bande passante est de 100 nm autour de 1,55 μm .

Le multiplexeur en longueur d'onde de JDSU fonctionne autour de 980 nm pour son bras « haute énergie » et de 1530 nm à 1600 nm pour son bras « basse énergie ».

Le cryostat est le même que celui décrit en 2.2.1.2..

Les isolateurs ACCELINK TECHNOLOGIE fonctionnent entre 1530 nm et 1565 nm, Ils absorbent la pompe à 980nm.

L'analyseur de spectre optique est le modèle MS9710B de ANRITSU.

2.3.1.3 Le déroulement de l'expérience

Lors d'une expérience de GSHB, la diode de pompe à 980 nm inverse la population à l'intérieur de la fibre optique échantillon. Il s'agit du mode d'amplification. Une diode laser autour de 1,5 μm , que nous appellerons par la suite diode de brûlage ou de saturation, perce un trou dans la bande de gain, elle est allumée en permanence et reste à la même longueur d'onde. Nous utilisons une seconde diode laser à 1,5 μm , appelée par la suite diode de sonde, dont la puissance est atténuée afin qu'elle soit beaucoup plus faible que celle de la diode de brûlage (au minimum un rapport 100). La diode de sonde balaye, en longueur d'onde, autour de la longueur d'onde de la diode de brûlage afin d'y sonder le gain. On obtient alors un spectre de gain appelé spectre de gain brûlé.

Dans la littérature certaines expériences sont effectuées sans signal de sonde. En effet, il est possible d'observer le trou dans le spectre d'ASE plutôt que dans le gain lui-même [7]. Cette méthode présente l'avantage d'être bien plus rapide que de sonder tout le spectre de gain, cependant cela ne correspond pas à la réalité observée dans les amplificateurs utilisés en WDM où le signal télécom ressemble à notre sonde. Nous avons donc décidé de ne pas utiliser la méthode du trou dans l'ASE.

Dans la littérature certains auteurs enregistrent un spectre de référence. Il existe plusieurs méthodes de la mesure de la référence, c'est ce dont traite le prochain paragraphe

2.3.2 Problème de la référence

Certains articles comparent le spectre brûlé à un spectre de référence. En effet le fait de choisir un spectre de référence sans trou de GSHB permet d'augmenter la sensibilité de la mesure à ce trou. Par exemple, à température ambiante il n'est pas possible d'identifier de trou de GSHB sans utiliser cette référence sur un amplificateur unique. Il y a plusieurs méthodes pour cette comparaison.

CHAPITRE 2 : Spectrométrie et propagation guidée

Une mesure de GSHB à 77K pour un trou brûlé à 1528,6 nm pour une puissance de 90 mW est présentée sur la Figure 2-9

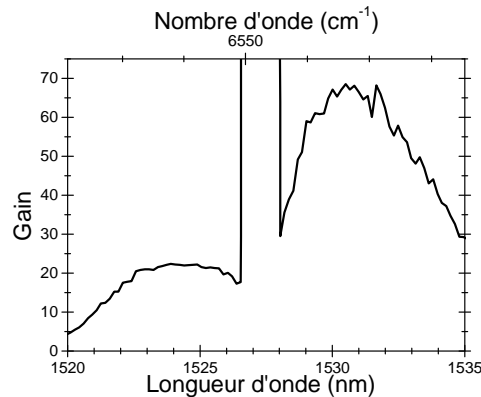


Figure 2-9 : Gain brûlé à 1527,6 nm (T=77K P brûlage P sonde P980 =90mW)

Sur cette figure, apparaît tout d'abord un pic à 1528,6 nm, puis un creux à gauche et à droite de ce pic. Le pic est le laser de brûlage, le creux (environ entre 1523nm et 1529 nm est le trou brûlé dans la bande de gain. Même s'il apparaît distinctement, lui donner une caractérisation quantitative de largeur et de profondeur demande de mieux comprendre les données.

De plus, d'autres structures, bosses (anti trous) et creux (trous secondaires) ont été observées dans la littérature ([8,9]).

Pour avoir accès aux informations de profondeur et largeur du trou, il convient tout d'abord de comparer le spectre brûlé au spectre de gain sans le signal de brûlage, tous les autres paramètres étant identiques. La différence entre ces deux gains est présentée sur la Figure 2-10 (brûlage 1528,6 nm à 77K, Ppompe=90mW). Il est comparé à la différence entre le spectre de gain sans brûlage et un spectre de gain sans brûlage pour lequel la puissance de pompe a été abaissée (Ppompe=40mW) pour que l'inversion de population soit comparable à celle du spectre brûlé

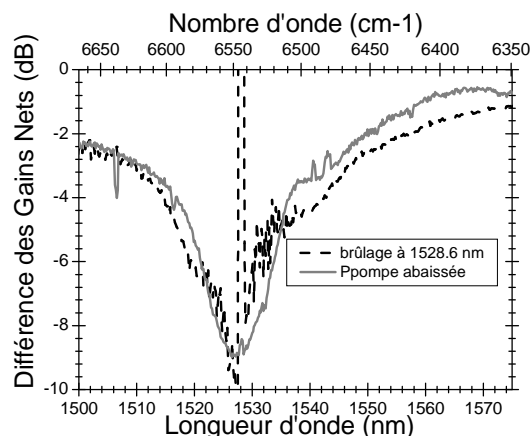


Figure 2-10 : En pointillés, différence entre le gain brûlé et le gain sans brûlage à même puissance de pompe (Ppompe=90 mW) ; en gris, différence entre un gain sans brûlage d'inversion comparable au spectre brûlé (Ppompe =40 mW) et un le gain sans brûlage pour P pompe =90m W (T=77K)

Sur cette figure, le trou sur le spectre brûlé est caché par une compression globale du gain. En effet, même si la puissance de pompe en entrée ne change pas entre nos deux spectres, la Figure 2-11 montre que la puissance en sortie et donc l'absorption de la fibre va être fortement modifiée par la présence du signal de brûlage.

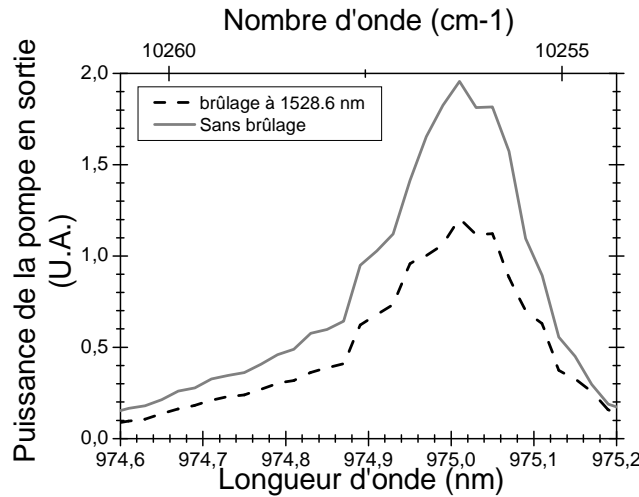


Figure 2-11 : Variation de la puissance de pompe en sortie de la fibre avec et sans brûlage

Lorsque sans brûlage la puissance de pompe en sortie était d'environ 20mW elle passe à 13 mW quand le brûlage est introduit. Ces puissances étant mesurées après la soudure, leur rapport donne une information plus sûre que leur valeur absolue. Cela montre bien que sur la longueur de la fibre, la pompe sera absorbée davantage en présence du brûlage. Donc la pompe sera de moins en moins puissante et l'inversion globale du matériau va diminuer par rapport à l'inversion de population en l'absence de brûlage.

Si l'inversion et le gain sans brûlage sont notés I et g et ceux avec brûlage I_B et g_B , (Cf. 1.1.2) la différence des gains (appelée aussi compression de gain) s'écrit en première approximation :

$$\begin{aligned}
 g_B - g &\propto I_B \times \sigma_{em} - (1 - I_B) \times \sigma_{abs} - I \times \sigma_{em} + (1 - I) \times \sigma_{abs} \\
 g_B - g &\propto \sigma_{em} (I_B - I) \times \sigma_{abs} - \sigma_{abs} (I_B - I) \\
 g_B - g &\propto (\sigma_{em} - \sigma_{abs}) (I_B - I)
 \end{aligned}
 \tag{Équation 2-2}$$

La courbe grise en trait plein de la Figure 2-11, qui représente $\sigma_{em} - \sigma_{abs}$ (à 1530nm), correspond bien, en première approximation à la différence des gains. Pour analyser le trou lié au brûlage, il faudra donc s'affranchir de l'effet de compression homogène du gain (changement de l'inversion) afin de se concentrer sur la compression inhomogène du gain (trou et éventuelles structures). Différentes méthodes ont été proposées dans la littérature : celle par déplacement de la longueur d'onde du laser de brûlage, celle par diminution de la puissance de pompe, et celle d'augmentation de la puissance de sonde dans le cas d'une sonde large bande.

2.3.2.1 La référence en déplaçant la longueur d'onde du laser de brûlage

Cette méthode par exemple utilisée par *Jarabo et al.* et *Bolshtyansky et al.* [10, 11] consiste à conserver la diode de brûlage allumée à puissance constante mais modifier sa longueur d'onde en l'éloignant de la première zone de brûlage. Cette méthode donne une meilleure référence, car l'inversion de population est plus proche de celle effective au moment du brûlage. De plus, cela permet qu'en tout point de la fibre, la puissance de pompe soit équivalente lors du spectre de brûlage et du spectre de référence. Cependant, comme le gain n'est pas parfaitement plat, l'inversion de population continue à être modifiée si la longueur d'onde lointaine choisie possède un gain différent de celle où a été effectué le brûlage.

Il faudra faire attention à choisir une longueur d'onde à la fois lointaine, mais aussi qui conserve l'inversion de population. Il sera nécessaire d'utiliser un critère pour quantifier précisément l'inversion de ces deux spectres de gains brûlés. Celui habituellement utilisé est relativement simple. Il s'agit d'égaliser le gain des deux spectres pour un point situé suffisamment loin des deux signaux de brûlure, celui du spectre brûlé et celui de la référence.

Cette méthode pose cependant un problème lors de l'étude des structures multiples (de type anti-trous ou trous multiples) liées au brûlage du trou [8, 9]. En effet ces phénomènes peuvent biaiser l'égalisation des inversions et donc mener à une erreur dans la mesure. Mais surtout, puisque deux trous sont percés, l'étude des structures multiples, et donc lointaines de la longueur d'onde de brûlage, est fortement perturbée.

2.3.2.2 La référence en ajustant la puissance du laser de pompe

Pour s'affranchir des biais sur les mesures des structures multiples, *Ono et al.* [8, 9] ont adopté une autre méthode. Elle consiste à ajuster la valeur de la puissance de la diode de pompe à 980 nm, afin de retrouver la même inversion avec et sans la diode de brûlage. Cette méthode suppose toujours d'avoir un critère pour égaliser les gains, et est donc aussi tributaire des effets de structures multiples et lointaines, qui perturberaient le gain là où le choix pour la longueur d'onde d'égalisation a été fait. Cependant, puisqu'il n'y a qu'un brûlage au lieu de deux, les effets sont diminués.

Pour perfectionner cette méthode, il est possible de la modifier légèrement. En effet au lieu de prendre une référence pour le gain à l'inversion équivalente au spectre brûlé, il est possible d'en prendre deux : une légèrement au dessus de l'inversion du spectre brûlé, et une légèrement au dessous. En effectuant une référence moyenne des deux références mesurées (puisque en première approximation le spectre de gain dépend linéairement de l'inversion Cf. 1.1.2), nous avons accès à une référence utilisable en choisissant la pondération sur un critère physique. Par exemple, le critère choisi peut être que le gain non brûlé soit toujours strictement supérieur au gain brûlé, car nous ne connaissons pas de phénomène physique qui pourrait augmenter le gain lors de l'introduction du signal de brûlage.

Cette méthode présente pourtant un désavantage par rapport à la précédente. En effet si celle-ci permet de s'affranchir du brouillage d'un second brûlage, le fait de changer la valeur de la puissance de pompe, plutôt que celle-ci soit absorbée par des sites brûlés, change la valeur de la puissance de pompe le long de la fibre. Cette technique permet d'avoir une valeur moyenne de pompe convenable, mais ne permet pas qu'elle soit, en tout point de la fibre, identique avec celle du spectre brûlé, cela induira donc aussi un biais sur le résultat.

Il existe d'autres méthodes pour effectuer l'expérience de GSHB et donc une autre façon de trouver une référence.

2.3.2.3 La méthode du fond de luminescence

En effet, au lieu d'utiliser une diode laser ajustable comme sonde pour la mesure du gain, *Roy et al.* [12] utilisent une source à large spectre couvrant toute la bande passante. Cette méthode a l'intérêt d'éviter un balayage du spectre avec la diode de sonde, nous ne l'avons pas utilisée car nous ne possédons pas une telle source.

Pour retrouver une inversion identique avec et sans diode de brûlage, la puissance de la source large bande varie (elle est augmentée lorsqu'on retire la diode de brûlage) de sorte à compenser les variations d'inversion. Il faut noter qu'ici nous retrouvons la même puissance de pompe en entrée et une inversion globale comparable entre le spectre brûlé et le spectre de référence. En effet, le fait d'augmenter la puissance de la source super luminescente, va augmenter l'absorption de la pompe et donc jouer un rôle comparable au signal de brûlage. Cependant, il ne sera pas possible d'avoir en tout point la même puissance de pompe en référence et en brûlage. En effet, l'absorption de tous les sites ne se comporte pas de la même façon que l'absorption des seuls sites sélectionnés par le brûlage, notamment vis-à-vis de la saturation d'absorption. Cette méthode reste cependant un bon compromis, puisque la puissance de pompe entre la référence et le brûlage sera plus proche que dans le cas de la méthode de diminution de la puissance de pompe, et que nous ne sommes gênés par aucun brûlage dans la référence.

En revanche, cette méthode demande aussi un critère pour le choix de l'inversion de population et les remarques du paragraphe précédent ainsi que la méthode de perfectionnement restent valables.

2.3.2.4 Notre choix de référence, le problème des anti-trous

Ce paragraphe résume les études que nous avons faites pour parvenir à un bon choix de référence. Nous avons décidé d'approfondir la méthode où la puissance laser de pompe est diminuée, et en particulier nous avons tenté de définir un critère pour choisir une valeur pour la puissance de pompe.

La Figure 2-12 présente un spectre de gain brûlé accompagné de 4 spectres de gain référents pour 4 puissances de pompes différentes.

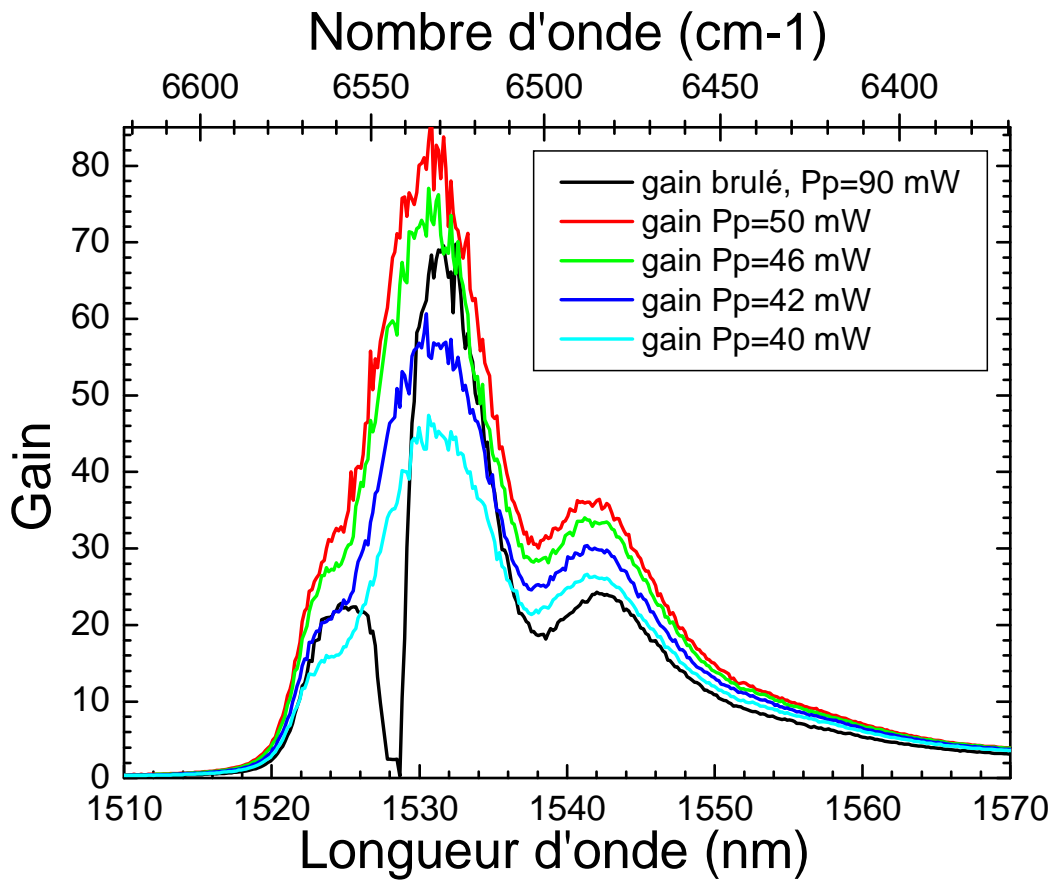


Figure 2-12 : Spectres de gain brûlé et référents pour différentes valeurs de puissance de pompe à T=77K

Ces références sont séparables en deux groupes : celles dont la valeur est toujours strictement supérieure à celle du gain brûlé et celles dont il existe des longueurs d'onde pour lesquelles leur valeur est inférieure à celle du gain brûlé. Cela veut donc dire que le premier groupe ne fait pas apparaître d'anti-trou (bosses qui se forment autour du trou brûlé) alors que le second en fait apparaître. La Figure 2-13 montre bien que seules les courbes pour une puissance de pompe inférieure à 46 mW prennent des valeurs supérieures à 1.

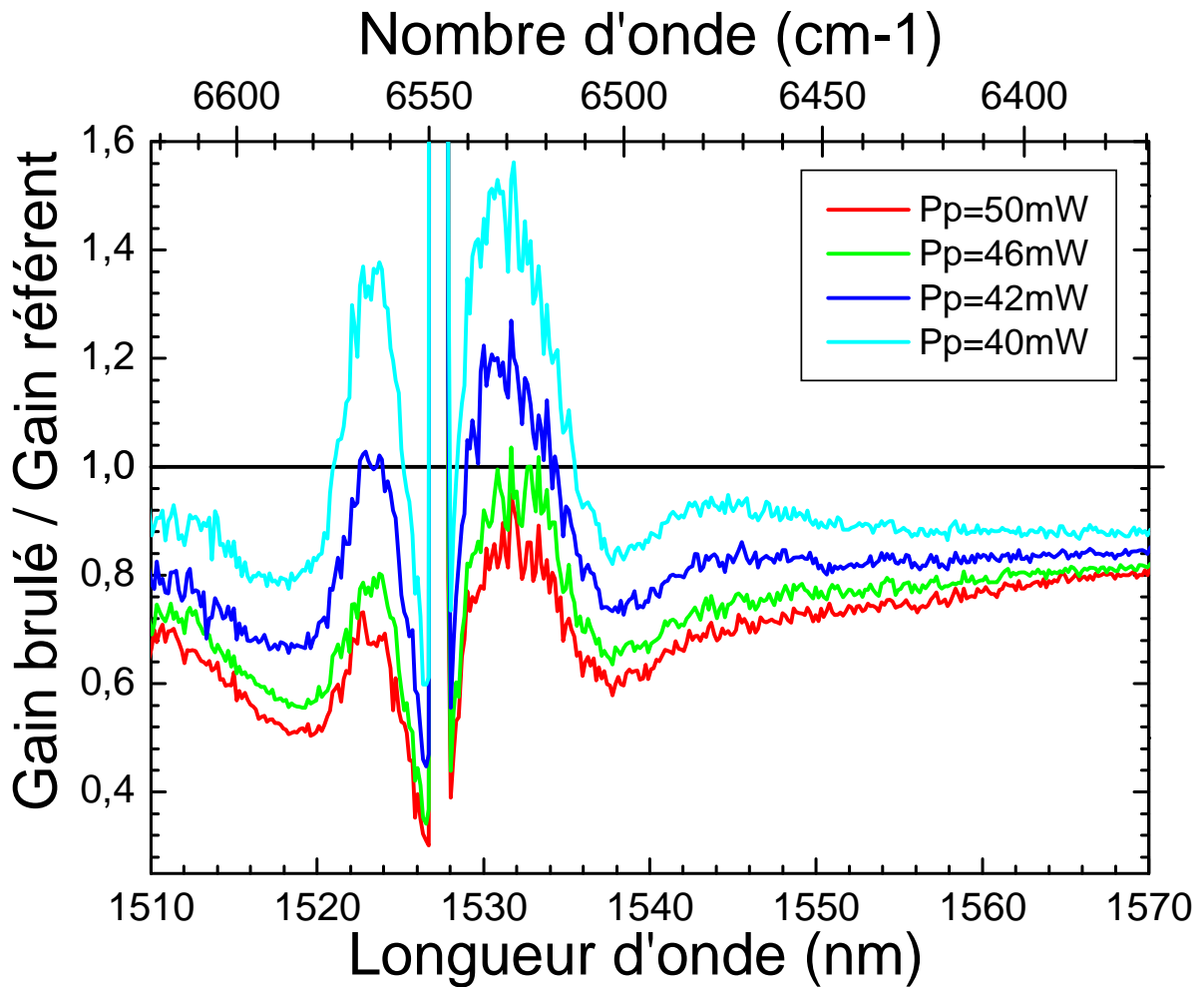


Figure 2-13 : Rapports entre le gain brûlé et les gains référents

Compte tenu de notre modèle du *Chapitre 3* et du fait qu'aucune explication physique n'ait été donnée pour expliquer le phénomène d'anti-trou en GSHB, nous avons donc décidé de choisir le groupe où le gain référent est toujours supérieur au gain brûlé, c'est-à-dire, qui ne présente pas d'anti-trou.

Dans ce groupe, nous pouvons choisir pour référence, le spectre le moins inversé. En effet, le spectre le moins inversé de ce groupe est celui pour lequel il existe une longueur d'onde où le gain, et donc l'inversion, du spectre brûlé égale celui du spectre de référence. Cela veut dire qu'il existe, au moins une longueur d'onde qui n'est pas affectée par la saturation inhomogène du gain.

Pour information, pour voir que les structures dans les spectres de GSHB peuvent être liées à celle sur le spectre de gain, nous les présentons sur la même figure.

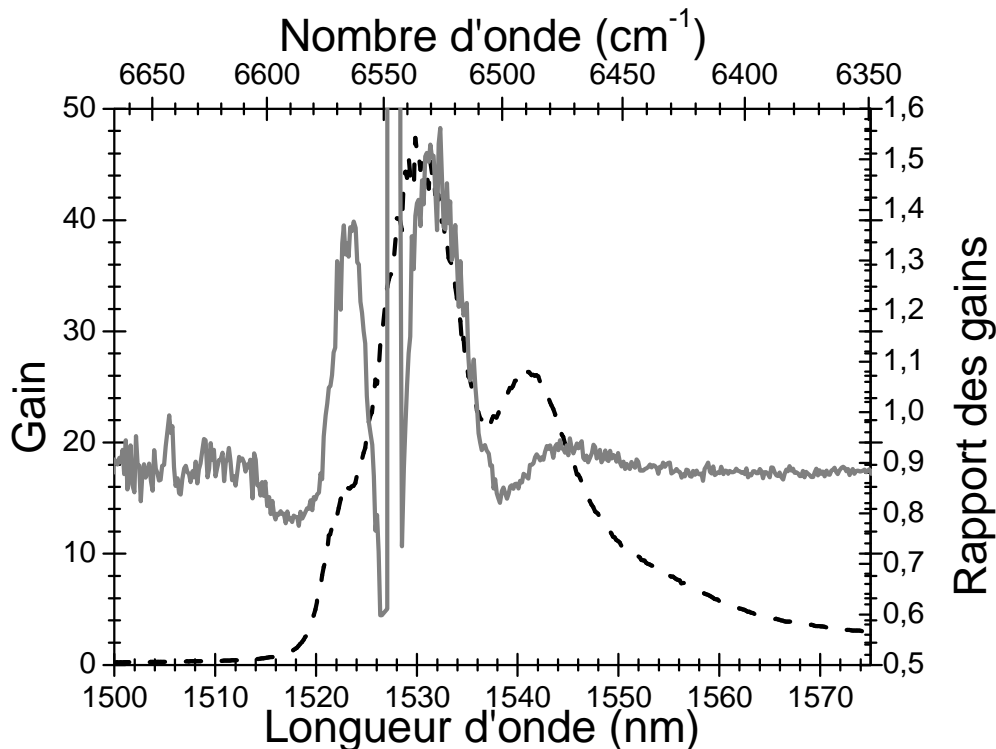


Figure 2-14 : Comparaison entre le gain pour une inversion maximale ($P_p=90\text{mW}$) et un spectre de GSHB avec référence ($P_p=50\text{mW}$ pour la référence), le tout à 77K

2.3.2.5 Pour conclure

Aucune de ces méthodes n'est particulièrement convaincante. Comme nous venons de le voir, la profondeur du trou est très dépendante de la référence choisie. Pire que cela, nous avons observé qu'un changement de la référence pouvait influencer la largeur du trou (Cf. Figure 2-13). Nous avons donc décidé d'effectuer la plupart de nos mesures sans prendre de référence, c'est la méthode la plus simple et elle engendrera donc le moins de biais. C'est-à-dire que, comme *Desurvire et al.* [13, 12], nous utiliserons dans ce qui suit directement la largeur à mi hauteur du trou dans la bande de gain.

2.3.3 Validation de la mesure

L'expérience de GSHB est une expérience classique « pompe-sonde », ayant pour « pompe » le laser de brûlage mais dans un milieu inversé. Afin de la valider, il est nécessaire de vérifier que l'influence de la puissance de la sonde est négligeable.

La Figure 2-15 présente deux spectres de gain brûlé en utilisant la méthode de référence en déplaçant le laser de brûlage (Cf. 2.3.2.1).

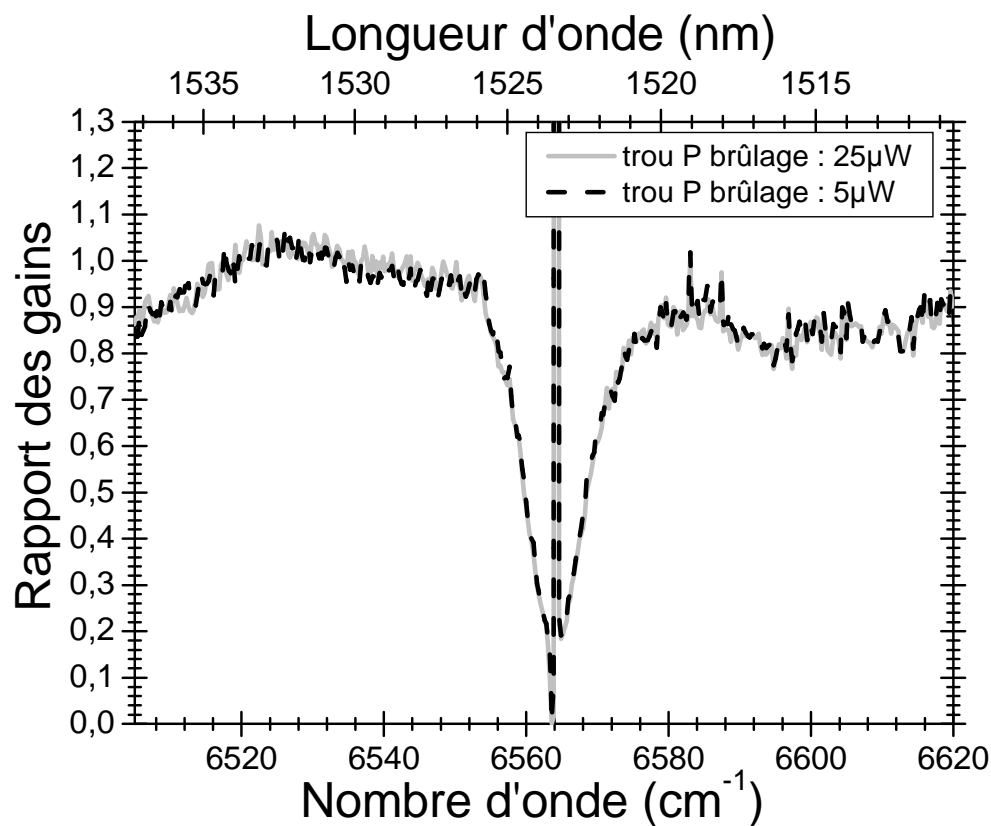


Figure 2-15 : Mesures de GSHB pour deux puissances de sonde différentes $5\mu\text{W}$ et $25\mu\text{W}$ à $T=77\text{K}$ pour un brûlage de 3 mW à 1523 nm

Cette figure montre bien que l'influence de la puissance de la sonde sur le trou est négligeable dans le domaine d'énergie exploré. Cela valide donc notre méthode expérimentale.

2.3.4 Mesure du trou

Nous présentons maintenant les résultats des expériences de GSHB. Sauf mention contraire (à température ambiante, et pour certains tests), nous n'avons pas utilisé de référence pour ces expériences.

Tout d'abord nous avons mesuré l'effet de la puissance de brûlage sur la mesure, ensuite nous avons observé le trou en déplaçant la longueur d'onde de brûlage, enfin nous avons enregistré les variations des mesures de trou spectral avec la température.

2.3.4.1 Largeur du trou en fonction de la puissance de brûlage

La Figure 2-16 présente des spectres enregistrés à 77 K de GSHB normalisés à 1527 nm, brûlés à 1528,6 nm sur une fibre de 10m à 77K pour différentes puissances de brûlage.

Nous voyons nettement une augmentation de la profondeur du trou avec la puissance de brûlage. Ce comportement est habituel dans les expériences de saturation. Cette observation a déjà été faite par *Sulhoff et al.* [10] à température ambiante.

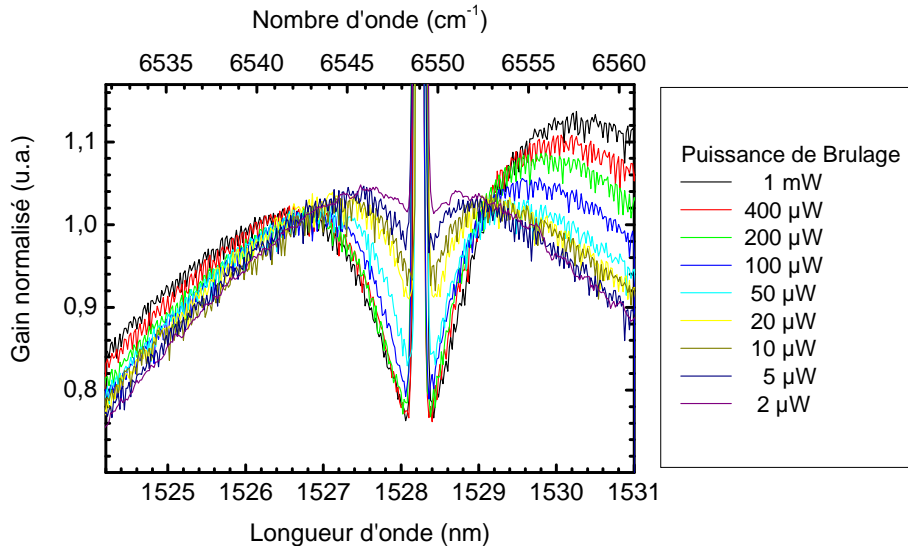


Figure 2-16 : Spectres de GSHB normalisés en fonction de la puissance de brûlage à 1527 nm pour une longueur de fibre de 10 m à 77°K

Pour pouvoir approfondir notre analyse, nous avons extrait la profondeur et la largeur de ces « trous » en mesurant leur largeur à mi hauteur après avoir retiré une ligne de base afin d'avoir un trou symétrique. Les résultats sont présentés sur la Figure 2-17.

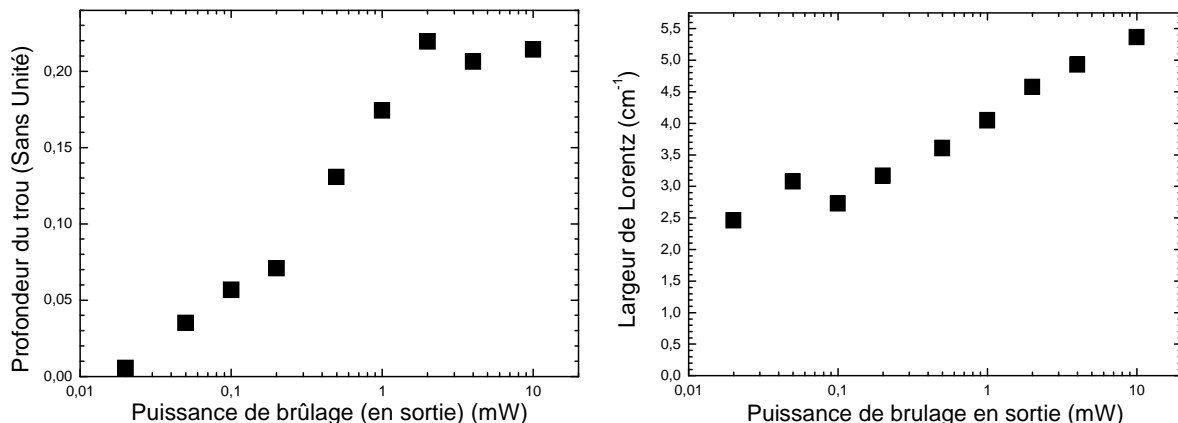


Figure 2-17 : Profondeur (à gauche) et largeur (à droite) du trou de GSHB en fonction de la puissance de brûlage à 1528 nm sur une fibre de 10 m à 77K, pour une puissance de pompe de 200mW en entrée.

La profondeur du trou reportée sur cette courbe est le rapport entre la profondeur du trou (unité arbitraire) et la valeur du gain au pied du trou (unité arbitraire). Nous voyons une

dépendance logarithmique de la profondeur avec la puissance qui sature à environ 1mW de puissance de brûlage en sortie de la fibre.

Nous observons que :

- La profondeur du trou augmente depuis zéro avec la puissance jusqu' à atteindre une saturation
- La largeur du trou augmente avec la puissance depuis une valeur limite.

Lorsque la puissance de brûlage est faible, le nombre de photons est insuffisant pour saturer notre matériau, donc plus la puissance du laser de brûlage augmente, plus le nombre de photons croît et plus le trou est profond. Cependant, lorsque tous les ions erbiums sont saturés, augmenter le signal de brûlage ne permettra plus de creuser le trou.

Il est important de rappeler que le gain de notre matériau est un gain inhomogène, c'est à dire que tous les ions erbium ne participent pas au gain pour les mêmes longueurs d'onde. Certains ions ont leur raie d'émission en résonance avec le signal de brûlage, d'autres en sont plus éloignés. Donc lorsque la puissance de brûlage augmente, non seulement plus d'ions résonnants sont saturés et la profondeur augmente, mais d'autres ions, dont le centre de la raie d'émission est plus éloigné du signal de brûlage, sont saturés et cela entraîne un élargissement du trou.

Mais surtout, la largeur du trou minimale atteint une valeur à l'asymptote d'environ $2,75 \text{ cm}^{-1}$: c'est-à-dire la valeur mesurée en RFLN longitudinale sur fibre à la même température ainsi que celle mesurée sur préforme toujours à la même température. Nous avons donc obtenu une mesure qui correspond bien à ce que nous avons observé en RFLN longitudinale.

2.3.4.2 Largeur du trou en fonction de la longueur d'onde de brûlage

Nous avons fait varier la longueur d'onde du laser de brûlage, pour voir jusqu'où nous observons un trou, ainsi que la largeur qu'il est possible de mesurer. La Figure 2-18 présente nos mesures pour une puissance de brûlage de 5mW en sortie de la fibre.

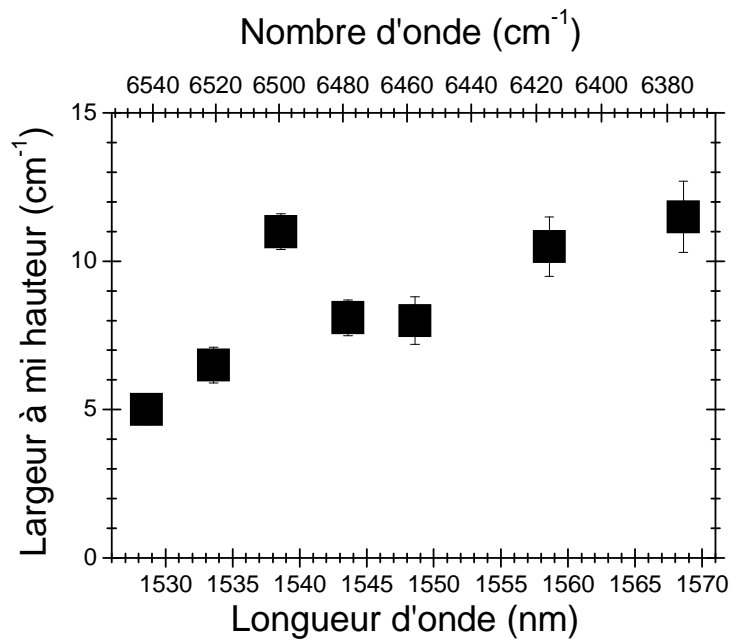


Figure 2-18 : Largeur du trou de GSHB en fonction de la longueur d'onde d'excitation Pbrûlage : 5mW.

Tout d'abord, nous avons réussi à brûler un trou sur toute la bande de gain de l'erbium. C'est-à-dire qu'à 77K le trou s'observe depuis 1525 nm jusqu'aux environs de 1570 nm. Cependant, la mesure de largeur de ce trou peut se trouver très perturbée. Par exemple, lorsque avec notre méthode, un trou est brûlé vers 1538 nm, il est très compliqué d'avoir accès à sa largeur. En effet, la Figure 2-7 montre qu'il y a un creux dans la bande de gain non brûlé à cette température, il est donc compliqué de discriminer le trou brûlé du creux, ce qui explique que le point à 1538 nm sur la Figure 2-18 soit aberrant. On peut d'ores et déjà dire que la demi-largeur du trou creusé à grande longueur d'onde ne correspond pas à la largeur homogène déterminée par RFLN. Nous reviendrons sur ce point dans la comparaison développée plus loin.

2.3.4.3 GSHB en fonction de la température

Il existe dans la littérature des études du GSHB en fonction de la température [12], cependant, nous n'en avons pas trouvé qui étudient le GSHB en fonction de la longueur d'onde de brûlage, pour différentes températures. C'est pourquoi, même si nous n'avons pas fait de variation de température, nous avons décidé de présenter les mesures que nous avons pu faire à 4,2K (hélium liquide) et à température ambiante.

2.3.4.3.1 Très basse température

La Figure 2-19 présente un spectre de gain brûlé (à 1528 nm) et un spectre de gain sans brûlage à 4,2K pour une puissance de pompe de 70 mW dans une fibre de 3m.

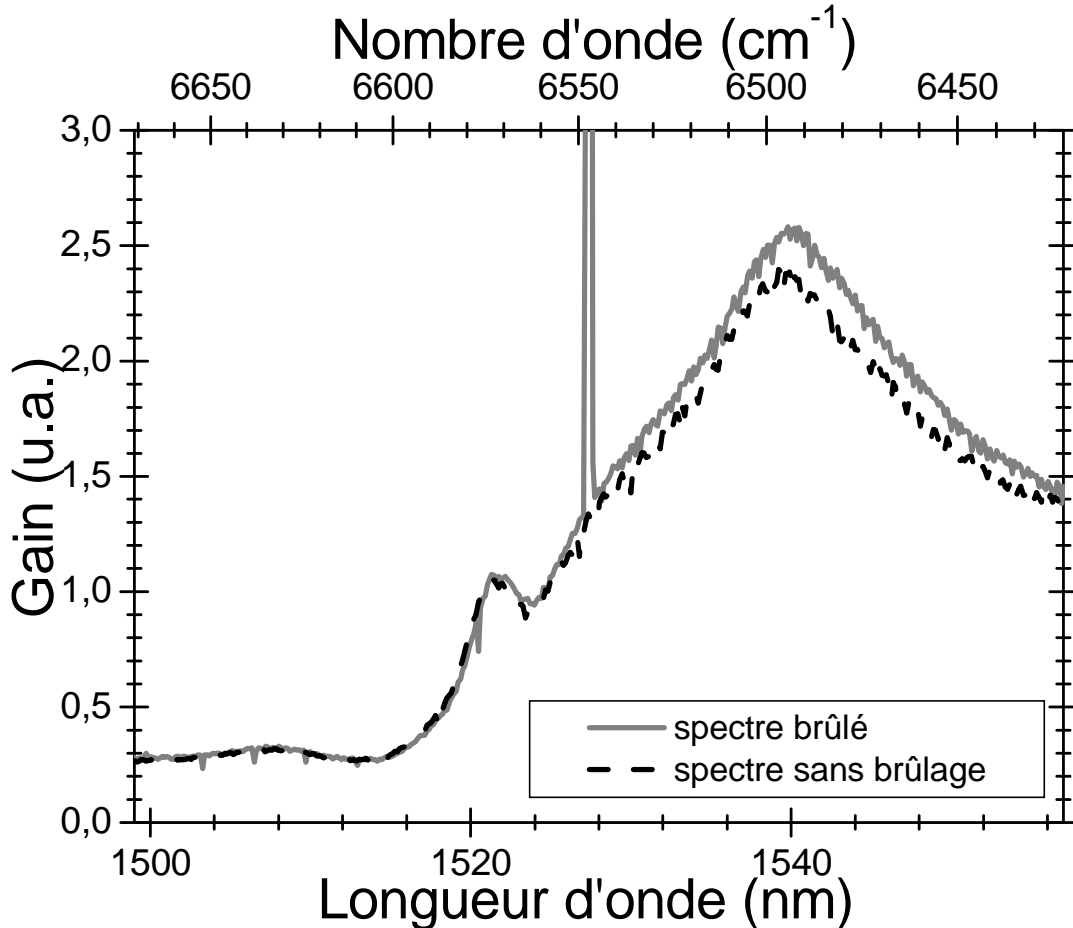


Figure 2-19 : trou spectral à 4,2K brûlé à 1528 nm dans une fibre de 3m pour une puissance de pompe de 70 mW

Nous ne voyons pas de différence significative entre les deux spectres, si ce n'est le laser de brûlage.

Compte tenu des études existantes et de nos résultats établissant le lien entre la largeur homogène et le trou de GSHB, notre résolution (0,07nm) est nettement supérieure à la largeur homogène de la transition ${}^4I_{13/2}(1) \leftrightarrow {}^4I_{15/2}(1)$, nous ne devons donc pas résoudre le trou.

Nous attribuons la légère augmentation en gain à une perturbation dans la mesure. Nous concluons donc que notre système ne nous permet pas de mesurer de trou lorsque la température et donc la largeur homogène est trop faible.

CHAPITRE 2 : Spectrométrie et propagation guidée

Puisque même à 4,2K l'EDFA possède du gain jusqu'aux environs de 1570 nm, nous avons décidé de brûler un trou dans celui-ci autour de 1557 nm. La longueur d'onde de brûlage de ce trou le situe entre les transitions ${}^4I_{13/2}(1) \leftrightarrow {}^4I_{15/2}(5)$ et ${}^4I_{13/2}(1) \leftrightarrow {}^4I_{15/2}(6)$. La Figure 2-20 montre l'évolution de ce trou en fonction de la puissance de brûlage.

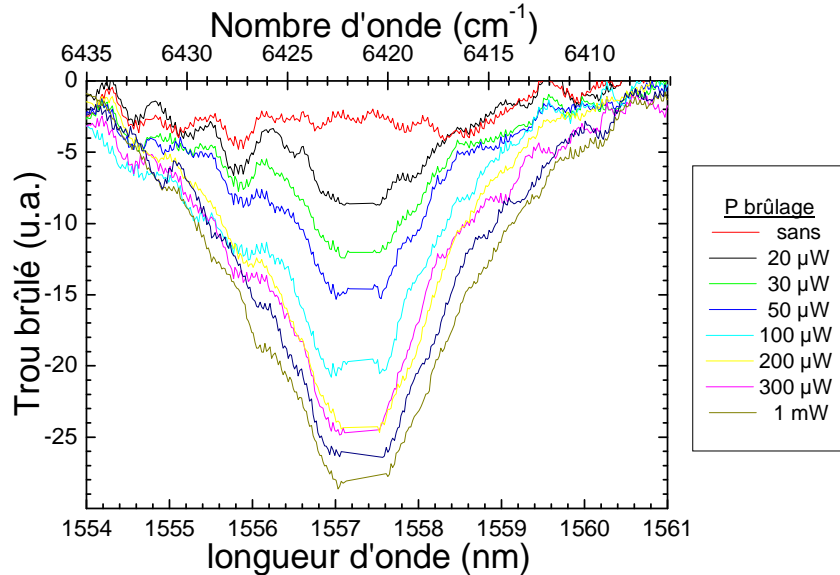


Figure 2-20 Trou spectral en fonction de la puissance de brûlage à 4,2K dans une fibre de 3m avec une puissance de pompe de 70 mW

Nous avons supprimé les points provenant du signal laser. La première observation est l'augmentation attendue de la profondeur du trou avec la puissance de brûlage représentée sur La Figure 2-21 .

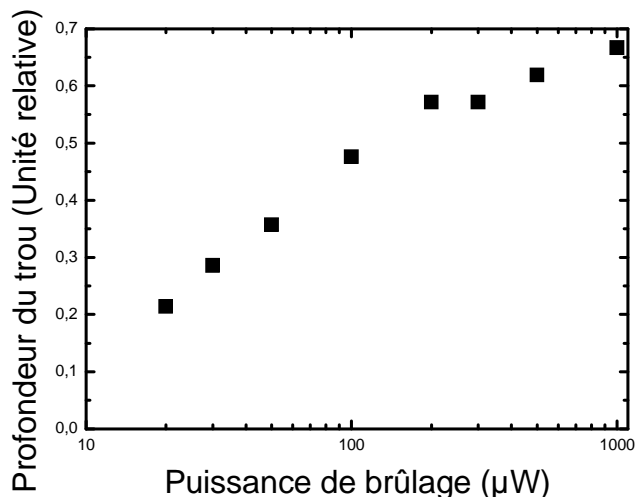


Figure 2-21 : Profondeur du trou en fonction de la puissance de brûlage dans les mêmes conditions que la figure 1-19

Les mêmes remarques que celles faites à 77K sont valables : l'élargissement est d'abord logarithmique puis arrive à saturation vers une puissance de 200 μW .

Pour observer l'évolution de la largeur du trou en fonction de la puissance de brûlage, nous avons normalisé les trous brûlés afin de les superposer sur la Figure 2-22

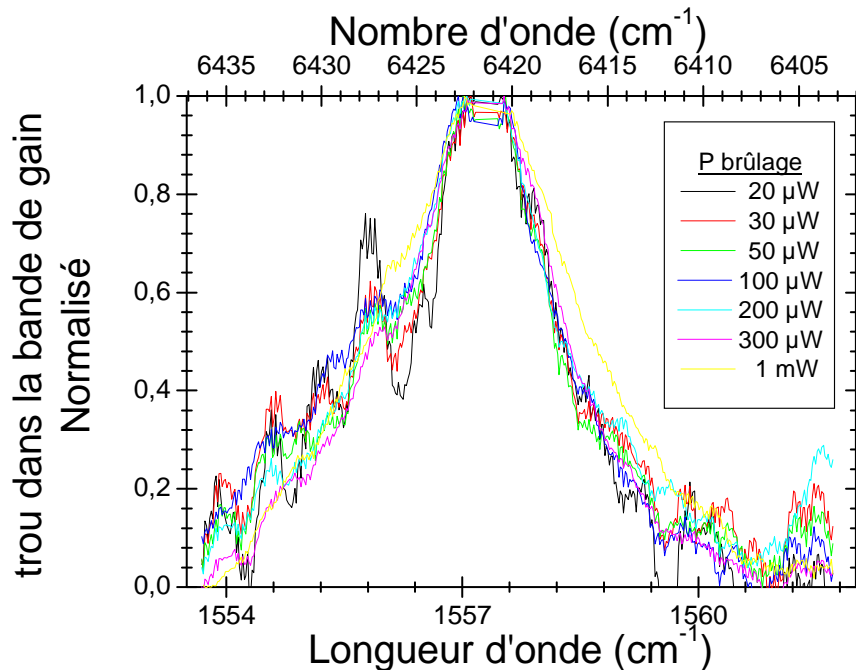


Figure 2-22 : Trou normalisé en fonction de la puissance de brûlage à 4,2K (mêmes conditions que la Figure 2-20)

Contrairement à ce que nous observions à 1530 nm à 77K, ici la largeur ne dépend pas de la puissance de pompe (seule la mesure à 1 mW peut montrer un trou plus large mais compte tenu de l'imprécision, cela reste incertain). Le trou est large d'environ 9 cm^{-1} (avec une erreur de l'ordre du cm^{-1}). Cette valeur est proche de celle trouvée à 1,5K, nous l'expliquons par le fait que les mécanismes de relaxation de cette transition doivent être prédominants par rapport à l'interaction avec les phonons de la matrice pour l'élargissement.

Nous expliquons l'absence d'élargissement avec la puissance par la largeur de la transition (supérieure à celle à 1530nm à 77K). Puisque la largeur de la transition est supérieure, le nombre d'ions ayant une transition dont le spectre recouvre la longueur d'onde de brûlage, est plus grand. Cela implique qu'il faille plus d'intensité lumineuse pour saturer tous les ions participant au gain.

Nous observons aussi cette absence d'élargissement lorsqu'un trou est brûlé autour de la même longueur d'onde à 77K.

2.3.4.3.2 Température ambiante

Aucune mesure de largeur homogène par des méthodes classiques n'a pu être effectuée à température ambiante sur des matériaux comparables à ceux que nous étudions. L'étude du GSHB peut donc être une formidable opportunité pour avoir une indication supplémentaire sur cette largeur homogène à température ambiante.

Cependant, les trous brûlés à température ambiante sont d'une part nettement moins profonds et d'autre part plus larges que ceux brûlés à basse température. Cela implique qu'ils seront bien plus difficiles à détecter et que vouloir le faire sans utiliser de méthode de

référence sera vain. D'autre part, comme les trous sont brûlés moins efficacement, il faudra utiliser une plus forte puissance de brûlage, qui pourrait être facteur d'élargissement.

La Figure 2-23 présente un trou brûlé à 1528 nm, à température ambiante, nous avons utilisé ici la méthode de référence du changement de la longueur d'onde de pompe (Cf. 2.3.2.1 : La référence en déplaçant la longueur d'onde du laser de brûlage).

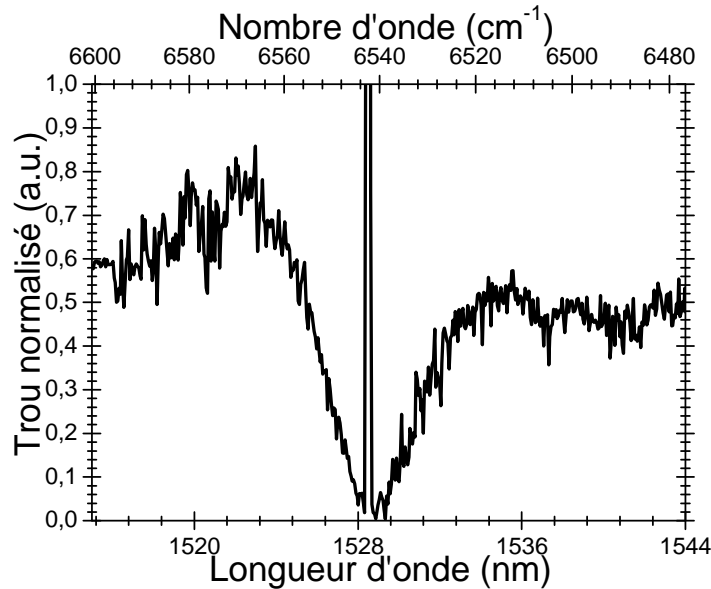


Figure 2-23 : Trou spectral brûlé à température ambiante à 1528 nm pour une inversion d'environ 60%, avec une référence en changeant la longueur d'onde de pompe.

Le trou est large d'environ 20 cm^{-1} . Cette largeur correspond à ce qu'*Arellano et al.* [7] ont présenté dans la littérature pour des mesures de GSHB à température ambiante. Cela correspond à une largeur homogène de 10 cm^{-1} qui concorde l'extrapolation des mesures de RFLN faite par *Bigot* [4] pour la température ambiante.

2.3.5 Conclusion des mesures de GSHB

Pour conclure sur les mesures de saturation inhomogène du gain, nous pouvons affirmer que nous avons définitivement fait le lien entre la largeur homogène et la largeur du trou brûlé, au moins pour la transition entre niveaux Stark le plus bas des deux multiplets. En effet, nous trouvons le même résultat en RFLN longitudinal qu'en GSHB et ce résultat est identique à celui trouvé par *Bigot et al.* [3] sur préforme de fibre optique.

Nous avons aussi observé une nette influence de la puissance sur la mesure. Cela implique qu'il sera difficile de donner une valeur maximale de l'élargissement sur les lignes de télécommunications, ce qui aurait pu permettre d'en limiter l'effet.

Insistons aussi sur le fait que la mesure du trou à température ambiante correspond à la largeur homogène extrapolée par *Bigot & al* [3]. Le GSHB peut être une méthode pour obtenir cette largeur homogène à des températures supérieures à 120 K. Il pourra donc être intéressant, d'effectuer une variation de la température depuis 20K jusqu'à la température ambiante, pour mesurer précisément les variations du trou brûlé avec la température.

Notons aussi qu'il est possible de brûler un trou à des longueurs d'onde correspondant à des transitions ${}^4I_{13/2}(1) \leftrightarrow {}^4I_{15/2}(n)$, où n est différent de 1. Ces mesures nous donneraient

donc accès à la largeur homogène de ces transitions. Cependant le problème est relativement complexe, c'est ce que le prochain paragraphe présente.

2.4 Largeur(s) homogène(s) pour les transitions ${}^4I_{13/2}(1) \leftrightarrow {}^4I_{15/2}(n)$

Dans le début de ce chapitre (2.2.4.2) ainsi que dans le paragraphe précédent (Figure 2-18) nous avons proposé des techniques pour avoir accès à l'élargissement homogène de transition de type ${}^4I_{13/2}(1) \leftrightarrow {}^4I_{15/2}(n)$ où n est strictement supérieur à 1. Ces mesures posent des questions. Le paragraphe suivant propose donc de réunir les données suffisantes pour développer une interprétation.

2.4.1 Mesure de largeur homogène par l'expérience de RFLN sur fibre

La première remarque tient en l'existence de RFLN pour ces transitions (2.2.4.2) dans le cas d'échantillon de type fibre optique. Le schéma de la Figure 2-24 présente les transitions observées.

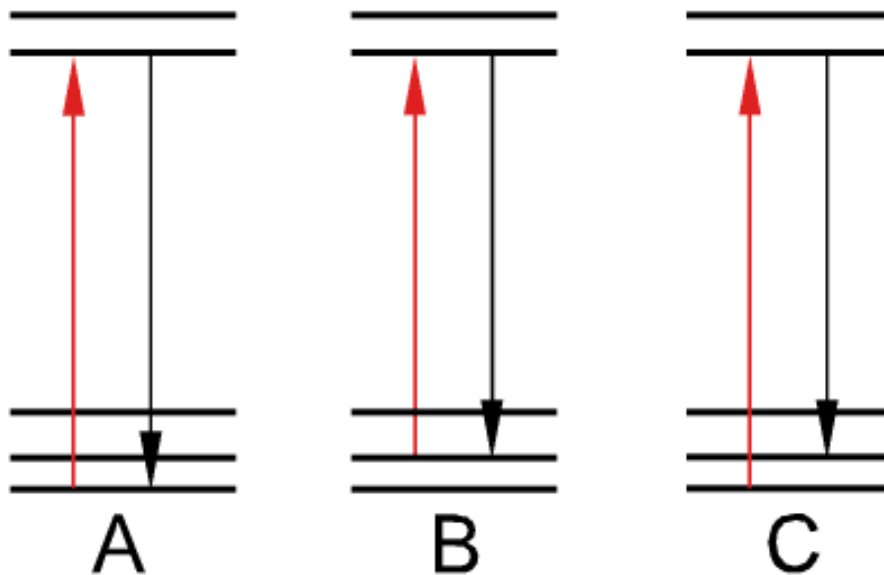


Figure 2-24 : Schéma des transitions observées dans le cas de la RFLN à 77K sur fibre optique. En A, transition de type ${}^4I_{13/2}(1) \leftrightarrow {}^4I_{15/2}(1)$, en B de type ${}^4I_{13/2}(1) \leftrightarrow {}^4I_{15/2}(2)$, en C de type ${}^4I_{15/2}(1) \rightarrow {}^4I_{13/2}(1) \rightarrow {}^4I_{15/2}(2)$.

Lors de nos observations, nous mesurons les transitions de type B plus large que les transitions de Type A. Nous pensons que nous n'arrivons pas à mesurer les transitions de type C à cause d'un élargissement inhomogène (coïncidence accidentelle). La transition mesurée en RFLN à faible énergie est donc de type B. L'interaction avec les phonons est d'autant plus prononcée que le niveau de départ est élevé en énergie (c'est-à-dire que le n dans ${}^4I_{13/2}(1) \leftrightarrow {}^4I_{15/2}(n)$ est grand). Cela explique donc l'évolution de la largeur de la RFLN en fonction de la longueur d'onde d'excitation.

2.4.2 Mesure via l'ajustement de l'éclatement Stark à 1,5K

Ensuite nous avons voulu voir qu'elles étaient des transitions de type C sur la Figure 2-24, nous avons donc tracé sur la Figure 2-25 les largeurs des composantes à plus grande longueur d'onde dans les éclatements Stark mesurés par *Bigot* via RFLN à 1,5K sur les mêmes matériaux. Nous avons aussi ajouté la largeur du trou de GSHB mesurée à cette température à grande longueur d'onde (1557 nm).

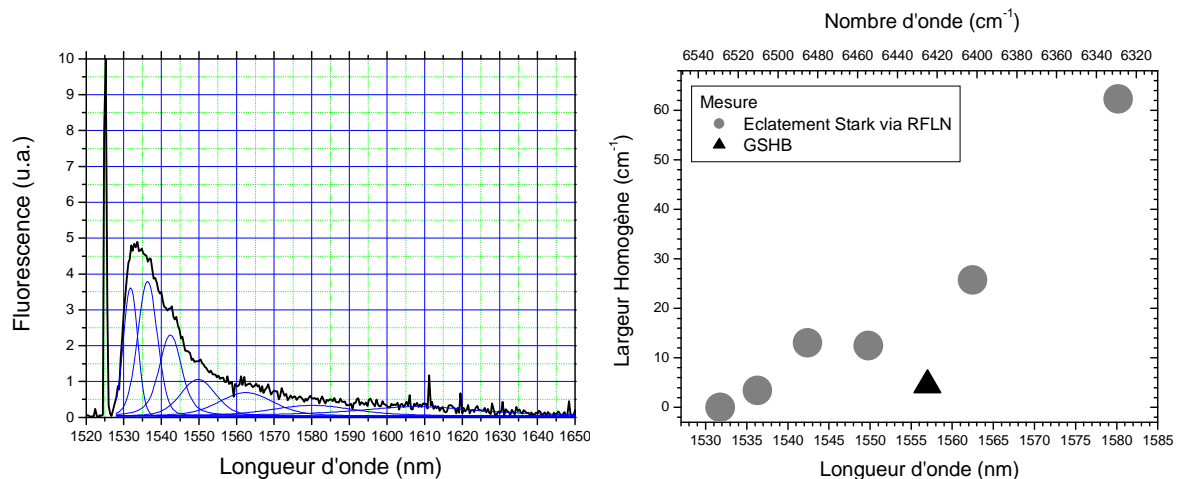


Figure 2-25 Ajustement de l'éclatement Stark d'une préforme de composition aluminosilicate issue de [3] à gauche. Les paramètres des lorentziennes de l'ajustement par profil de Voigt ont été tracés en fonction du centre de la raie leur correspondant, à droite ; Nous y avons ajouté la largeur homogène du trou de GSHB observé à cette température (triangle plein).

Notons, tout d'abord, que les courbes de cet ajustement ayant des centres proches, des réserves sont émises quant à leur exactitude (des résultats similaires pour une matrice de verre fluoré sont beaucoup plus probants). Cependant, compte tenu des résultats obtenus sur les autres verres, ces ajustements donnent une bonne idée des largeurs des transitions observées. Si elles sont comparées aux largeurs présentées sur la Figure 2-27 il est remarquable qu'elles soient bien plus larges que la transition résonnante, chaque largeur prend en compte l'effet de relaxation vers le niveau fondamental qui croît au fur et à mesure qu'on s'éloigne de la raie de résonance à grande énergie du premier niveau Stark. Il est cependant curieux de constater que la mesure de largeur du trou de GSHB est nettement plus faible que la valeur ajustée pour la même composante Stark. Il s'agit d'une première observation pour laquelle nous n'avons pas d'explication actuellement.

2.4.3 Mesure via le GSHB sur fibre

Lors de nos observations de GSHB les largeurs brûlées et donc mesurées sont représentées sur le schéma de la Figure 2-26.

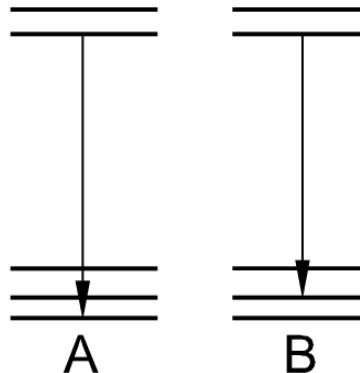


Figure 2-26 : Transitions brûlées par GSHB à 77K. En A, brûlage de type ${}^4I_{13/2}(1) \rightarrow {}^4I_{15/2}(1)$, en B de type ${}^4I_{13/2}(1) \rightarrow {}^4I_{15/2}(2)$.

Lorsque le brûlage correspond à une transition ${}^4I_{13/2}(1) \rightarrow {}^4I_{15/2}(1)$ la largeur observée est plus étroite que dans le cas ${}^4I_{13/2}(1) \rightarrow {}^4I_{15/2}(2)$. Cela s'explique par la relaxation du niveau terminal en B et donc l'interaction avec les phonons va élargir la transition. C'est pour cela que la largeur du trou augmente avec la longueur d'onde d'excitation sur la Figure 2-18 du 2.3.4.2.

2.4.4 Comparaison des mesures via GSHB et RFLN sur fibre

Pour mieux comparer ces largeurs mesurées pour les transitions du type ${}^4I_{13/2}(1) \leftrightarrow {}^4I_{15/2}(n)$, la Figure 2-27 présente sur le même graphique les résultats de la Figure 2-5, de la Figure 2-18 et de la Figure 2-25.

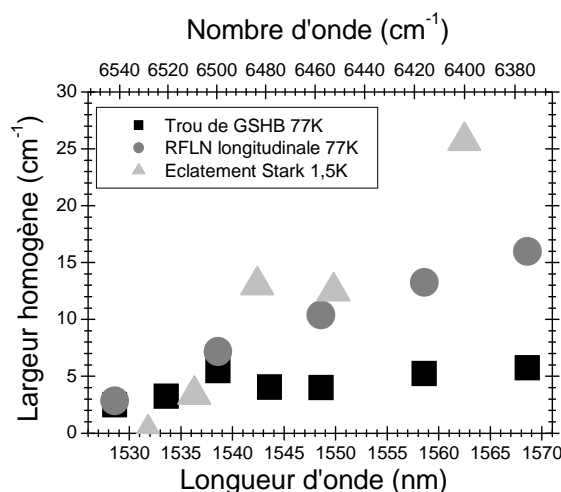


Figure 2-27 : Largeurs « homogènes » mesurées à 77K en RFLN longitudinale, en GSHB et par ajustement de l'éclatement Stark pour les transitions ${}^4I_{13/2}(1) \leftrightarrow {}^4I_{15/2}(n)$ à $T=1,5K$ (de [16]).

Sur cette figure, il est visible que même si, à 77K, les valeurs concordent pour la transition ${}^4I_{13/2}(1) \leftrightarrow {}^4I_{15/2}(1)$ (Cf. Figure 2-4 et Figure 2-17) elle sont très différentes pour les transitions ${}^4I_{13/2}(1) \leftrightarrow {}^4I_{15/2}(n)$ avec n strictement supérieur à 1. En effet, la RFLN donne des largeurs homogènes plus grandes que le GSHB. Nous notons aussi que la valeur de largeur homogène trouvée par l'ajustement de l'éclatement Stark à 1,5 K donne des valeurs encore plus grandes. Nous avons tenté de comprendre d'où proviennent ces différences dans la mesure c'est-à-dire quels mécanismes d'élargissements étaient prédominant dans les différentes expériences.

2.4.5 Interprétation

Pour récapituler les observations entre états excités, quelle que soit la technique (RFLN, GSHB et éclatement Stark) et quelle que soit la température (77K ou 1,5K) nous observons une augmentation de la largeur homogène avec la longueur d'onde d'observation (c'est-à-dire plus n est grand dans ${}^4I_{13/2}(1) \leftrightarrow {}^4I_{15/2}(n)$, plus la raie homogène est large). Ces trois techniques donnent pourtant des résultats différents, en effet le GSHB donne le résultat le plus fin, suivi de la RFLN, enfin vient l'ajustement de l'éclatement Stark.

Nous n'avons pas actuellement d'explications physiques de ces différences, cependant nous allons proposer des éléments de discussion.

Dans le cas du GSHB à 77K, nous préparons le système pour qu'une grande partie des ions soit dans l'état excité ${}^4I_{13/2}(m)$ afin de créer les conditions du régime stimulé. Ensuite, cette inversion de population est « blanchie » par le faisceau de brûlage puis sondée par le faisceau sonde. Dans ce système, puisque la longueur d'onde d'émission est fixée par le laser de brûlage, sont désexcités uniquement les ions qui se trouvent dans l'état ${}^4I_{13/2}(1)$. En revanche lorsque nous effectuons une expérience de RFLN l'émission se fait par émission spontanée, tous les ions sont désexcités. Nous pensons donc que, dans le cas de la RFLN, la largeur de la transition prend en compte l'interaction avec les phonons à la fois sur le multiplet ${}^4I_{13/2}$ et sur le multiplet ${}^4I_{15/2}$. Alors que dans le cas du GSHB cette largeur ne tient compte que de l'interaction des phonons avec le niveau terminal du multiplet ${}^4I_{15/2}$, ce qui expliquerait que la largeur du spectre de GSHB soit plus étroite que par RFLN. En fait, la RFLN serait sensible à l'équilibre thermique (donc des relaxations avec le réseau) entre les niveaux Stark du multiplet excité alors qu'en GSHB, la stimulation de la transition serait plus rapide que le temps pour atteindre l'équilibre thermique. Cette hypothèse permettrait d'expliquer aussi que la largeur du trou de GSHB ne varie que relativement peu avec la longueur d'onde (par rapport à la RFLN) d'une part et avec la température d'autre part (nous n'avons cependant que deux points). Cette hypothèse est aussi cohérente avec le fait que les mesures en résonance entre les sous niveaux Stark les plus bas des deux multiplets fondamental et excité par RFLN et GSHB donnent des résultats identiques à 77K. Il serait d'ailleurs intéressant de faire l'étude de GSHB et de la RFLN à ces longueurs d'onde en fonction de la température, en faisant attention au fait que le GSHB est une mesure en temps réel alors que la RFLN mesure un déclin « à temps long » à partir de 100 μ s.

Ce raisonnement vaut aussi pour le comportement à température ambiante où la largeur du trou de GSHB ne varie quasiment pas avec la longueur d'onde.

2.5 Conclusions et perspectives

Nous avons réussi d'une part à mesurer une largeur homogène en configuration longitudinale sur fibre optique qui correspond à la largeur homogène mesurée à la même

température (77°K) sur une préforme équivalente. Nous avons même trouvé deux techniques qui arrivent à ce résultat puisque nous avons pu mesurer la largeur homogène avec une expérience de GSHB. Nous proposons d'interpréter la mesure de *Desurvire et al.* [12] par un effet de puissance car nous avons observé un effet important de la puissance sur la largeur mesurée. Nous avons pour la première fois apporté une mesure de largeur homogène par la méthode de GSHB et donc montré que le GSHB est bien lié à la largeur homogène.

Cependant, les expériences sur fibres optiques ont apporté des résultats difficiles à interpréter, en particulier dans le cas de la mesure de la largeur homogène de transitions du type ${}^4I_{13/2}(1) \leftrightarrow {}^4I_{15/2}(n)$, pour lesquelles les mesures de GSHB et de RFLN ne sont pas concordantes. Nous avons proposé d'interpréter ces différences par le fait que la RFLN et le GSHB, lorsqu'ils sont exploités entre états excités ne prennent pas en compte les mêmes effets de relaxation avec le bain de phonons.

Différentes expériences peuvent compléter nos résultats afin de les affiner. Tout d'abord, aucune de nos expériences n'a été faite en fonction de la température. Il serait donc intéressant d'observer l'influence de variation de la température sur les grandeurs mesurées que ce soit en GSHB ou en RFLN. Cela permettrait à la fois d'augmenter la certitude du lien entre GSHB et RFLN, mais aussi de comprendre l'évolution de la largeur des transitions du type ${}^4I_{13/2}(1) \leftrightarrow {}^4I_{15/2}(n)$ avec la température.

Dans la suite de ce document, nous avons modélisé le GSHB et la RFLN sur fibre optique afin de vérifier si nos explications quant aux élargissements sont vérifiées. D'autre part, puisque nous avons des résultats de RFLN sur fibre optique, nous avons essayé d'accéder à la distribution de sites malgré la difficulté liée à la géométrie de l'échantillon.

2.6 Bibliographie

- [1] Takashi Kushida and Eisei Takushi. Determination of homogeneous spectral widths by fluorescence line narrowing in $\text{Ca}(\text{PO}_3)_2:\text{Eu}^{3+}$. *Phys. Rev. B*, 12(3):824, August 1975.
- [2] E. Desurvire, J.L. Zyskind, and J.R. Simpson. Spectral gain hole-burning at $1.53\mu\text{m}$ in erbium-doped fiber amplifiers. *Photonics technology letters*, 2(4):246, April 1990.
- [3] Laurent Bigot, Anne-Marie Jurdy, Bernard Jacquier, Laurent Gasca, and Dominique Bayart. Resonant fluorescence line narrowing measurements in erbium-doped glasses for optical amplifiers. *Phys. Rev. B*, 66(21):214204, December 2002.
- [4] Laurent Bigot. *Structure homogène et inhomogène de la transition $4I13/2-4I15/2$ de l'amplificateur à fibre dopée erbium dans des verres d'oxydes, de fluorures et de sulfures*. Thèse de doctorat, UNIVERSITE CLAUDE BERNARD LYON 1, 2002.
- [5] R.J. Mears, L. Reekie, J.M. Jauncey, and Payne D.N. High-gain rare-earth rare-earth-doped fiber amplifier at $1.54\mu\text{m}$. In *Proceedings OFC, Reno, Nevada*, 1987.
- [6] M. Tachibana, R. I. Laming, P. R. Morkel, and D. N. Payne. Gain cross saturation and spectral hole burning in wideband erbium-doped fiber amplifiers. *Opt. Lett.*, 16(19):1499, 1991.
- [7] W. A. Arellano, M.O. Berendt, A. A. Rieznik, Ildefonso de Faria, and H. L. Fragnito. Observation of spectral hole burning in the amplified spontaneous emission spectrum of erbium doped fibers. *IX Simpósio Bras ileiro de Microondas e Optoeletrônica*, 1:1, 2000.
- [8] Shunsuke Ono, Setsuhisa Tanabe, Masato Nishihara, and Etsuko Ishikawa. Study on the dynamics of a gain spectral hole in a silica-based erbium-doped fiber at 77K . *JOSAB*, 22(8):1594, August 2005.
- [9] Masato Nishihara, Shunsuke Ono, Setsuhisa Tanabe, and Etsuko Ishikawa. Origin of multi-hole structure in gain spectrum of erbium-doped fiber amplifier. In *Oaa*, 2005.
- [10] Sebastián Jarabo, Iñigo J. Sola, and José Sáez-Landete. Spectral hole burning induced by reflected amplified spontaneous emission in erbium-doped silica optical fiber pumped at 980 nm . *JOSAB*, 20(6):1204, June 2003.
- [11] M. Bolshtyansky. Spectral hole burning in erbium-doped fiber amplifiers. *Lightwave Technology, Journal of*, 21(4):1032, April 2003.
- [12] Fabien Roy, and Céline Heerdt, Dominique Bayart, André Le Sauze, and Pascal Baniel. Spectral hole burning measurement in thulium-doped fiber amplifiers. *OPTICS LETTERS*, 27(1):10, January 2001.
- [13] E. Desurvire, J.W. Sulhoff, J.L. Zyskind, and J.R. Simpson. Study of spectral dependence of gain saturation and effect of inhomogeneous broadening in erbium-doped aluminosilicate fiber amplifiers. *Photonics technology letters*, 2(9):653, September 1990.
- [14] J. W. Sulhoff, A. K. Srivastava, C. Wolf, Y. Sun, and J. L. Zyskind. Spectral-hole burning in erbium-doped silica and fluoride fibers. *PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS*, 9(12):1578, December 1997.

CHAPITRE 2 : Spectrométrie et propagation guidée

CHAPITRE : 3 Modèle inhomogène de l'EDFA

L'objectif de ce chapitre est de présenter un modèle numérique d'EDFA qui a été développé au cours de nos travaux en collaboration avec la société Draka. Ce modèle est le premier à prendre en compte les effets de l'inhomogénéité spectrale de l'erbium dans le verre, ce qui inclut le GSHB. Le modèle physique a été développé au laboratoire, puis David Boivin à Draka en a effectué la programmation, enfin nous avons procédé aux tests avec les grandeurs expérimentales dont nous disposons.

Il doit non seulement permettre d'interpréter les différentes variations de largeur que nous avons observées lors de nos expériences, mais aussi de démontrer les effets d'autres mécanismes physiques tels que les transferts d'énergie sur le GSHB.

3.1 Introduction

Tout comme le laser, L'EDFA fonctionne sur le principe de l'émission stimulée. C'est pourquoi, celle-ci a été modélisée très tôt [1], donnant lieu à de nombreux modèles [2]. Cependant, à la différence de la plupart des lasers, l'EDFA, en mode WDM effectue une amplification multi-longueur d'onde. C'est à dire que plusieurs faisceaux lasers sont amplifiés dans le même milieu amplificateur. De plus, L'EDFA est une fibre optique, les problématiques propres à la propagation guidée doivent être prises en compte pour modéliser son comportement. On considérera donc le milieu atomique à gain d'abord et la propagation dans une deuxième étape.

Pour cela, nous avons décidé de découper notre EDFA en tronçons d'épaisseur Δz et nous nous intéressons aux puissances lumineuses en entrée et sortie de chaque tronçon, comme le présente la Figure 3-1.

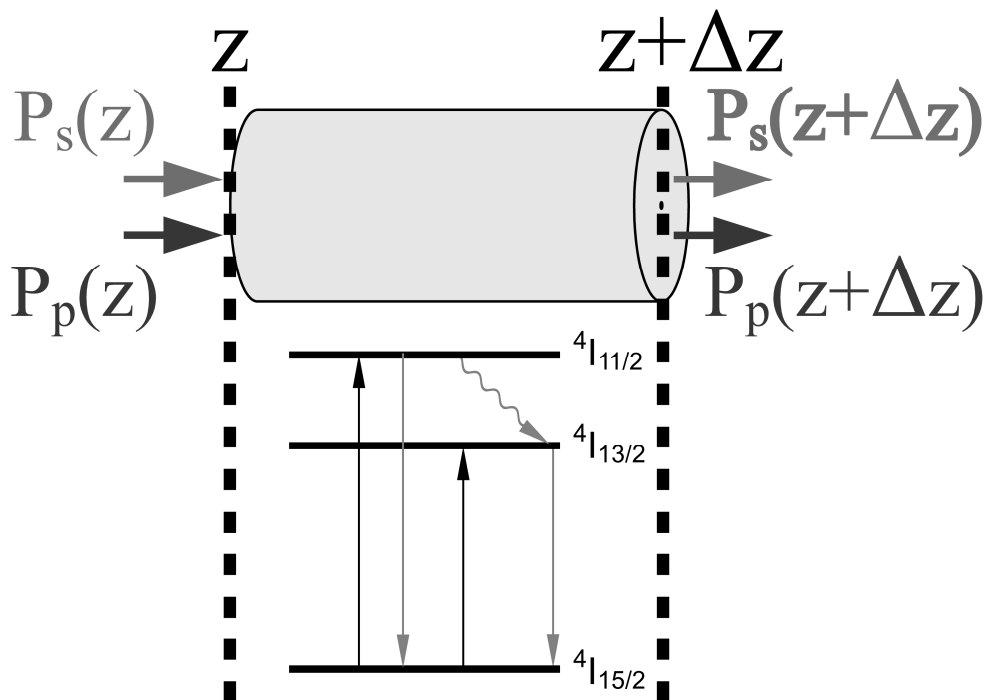


Figure 3-1 : Schéma de la modélisation

Pour décrire ce tronçon, il nous faudra modéliser l'activité optique de notre matériau puis prendre en compte des effets de propagation en mettant bout à bout tous les tronçons. Enfin nous discuterons des résultats obtenus avant de conclure et de tirer des perspectives.

3.2 Le modèle sur échantillon massif

Dans cette première partie, nous ne modélisons que le système atomique de l'EDFA : les ions erbium dans le matériau vitreux (représenté entre les pointillés de la Figure 3-1), pas sa géométrie.

Nous allons donc présenter le système à trois niveaux, puis faire intervenir l'inhomogénéité de notre matériau dans le modèle, ensuite nous allons introduire le transfert d'énergie entre les différents sites de notre matériau inhomogène, et enfin nous proposerons d'introduire l'éclatement Stark dans ce modèle.

3.2.1 Le système à 3 niveaux, homogène

Dans le modèle, les ions erbium sont considérés comme un système 3 niveaux. Nous négligeons donc d'emblée, pour simplifier, les problèmes liés aux niveaux supérieurs (par exemple l'up-conversion [3, 4, 5]). Néanmoins, il pourrait être intéressant de les réintroduire, ce qui permettrait par exemple d'analyser plus finement les pertes de l'amplificateur.

De plus, dans cette partie, les éventuelles inhomogénéités de notre matériau sont ignorées. Nous supposons ici que nous avons affaire à un matériau homogène.

La Figure 3-2 présente un schéma de principe de ce modèle homogène.

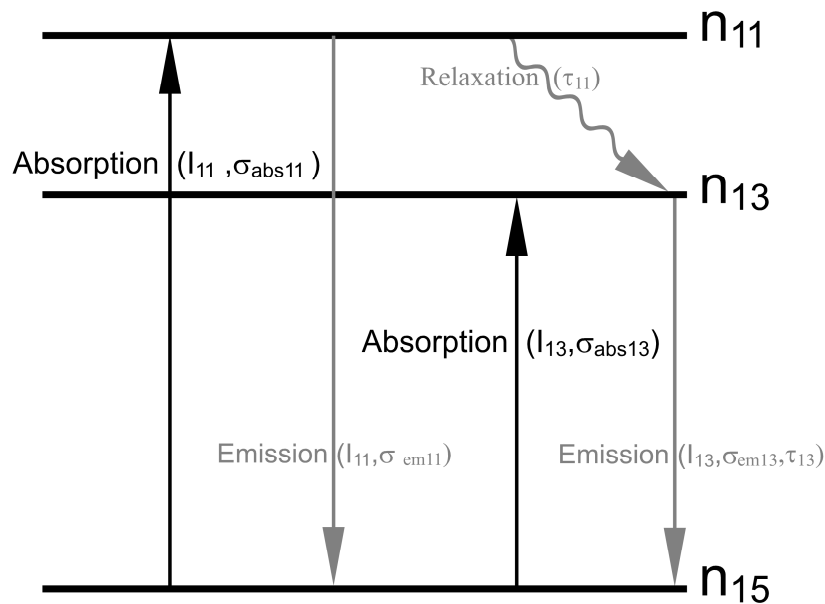


Figure 3-2 : Le système 3 niveaux de l'erbium

Elle présente donc l'erbium sous la forme d'un système à trois niveaux : les multiplets ${}^4I_{15/2}$, ${}^4I_{13/2}$, et ${}^4I_{11/2}$. Ils sont reliés par 4 mécanismes : l'absorption dans les multiplets ${}^4I_{13/2}$, et ${}^4I_{11/2}$, l'émission spontanée du multiplet ${}^4I_{13/2}$, la relaxation du multiplet ${}^4I_{11/2}$ vers le multiplet ${}^4I_{13/2}$, et les émissions stimulées des multiplets ${}^4I_{11/2}$ et ${}^4I_{13/2}$.

Les autres mécanismes (relaxation non radiative du ${}^4I_{13/2}$ et du ${}^4I_{11/2}$ vers le ${}^4I_{15/2}$ et émission spontanée du ${}^4I_{11/2}$) sont négligés.

3.2.1.1 Grandeurs et variables

Sur la Figure 3-2, toutes les grandeurs importantes pour l'activité optique de l'erbium dans les conditions qui nous intéressent sont présentes. Nous nous plaçons dans une approche statistique en écrivant les équations de population du système. Les populations des multiplets ${}^4I_{15/2}$, ${}^4I_{13/2}$ et ${}^4I_{11/2}$ sont représentées respectivement par n_{15} , n_{13} et n_{11} (en m^{-3}). τ_{13} et τ_{11} (en s) représentent les durées de vie, respectivement des niveaux ${}^4I_{13/2}$ et ${}^4I_{11/2}$. La variable de fréquence des ondes lumineuses est ν (en Hz). La section efficace d'absorption $\sigma_{abs11}(\nu)$ (en m^2) représente l'absorption du niveau ${}^4I_{11/2}$, qui absorbera la pompe à 980 nm d'intensité I_{11} (en $W.m^{-2}$). La section efficace d'absorption $\sigma_{abs13}(\nu)$ (en m^2) représente l'absorption du niveau ${}^4I_{13/2}$, qui absorbera le signal autour de 1550 nm d'intensité I_{13} (en $W.m^{-2}$). La section efficace d'émission stimulée $\sigma_{ém13}(\nu)$ (en m^2) va amplifier le signal autour de 1550 nm, et $\sigma_{ém11}(\nu)$ autour de 980 nm.

Nous définissons $\hat{\sigma}_{ém13}$ (en $m^2.Hz$), section efficace d'émission spontanée intégrée du niveau ${}^4I_{13/2}$, telle que :

$$\hat{\sigma}_{ém13} = \int \sigma_{ém13}(\nu) d\nu \quad \text{Équation 3-1}$$

Nous définissons aussi $g(\nu)$ [1, 7] (en Hz^{-1} ou s) tel que :

$$g(\nu) = \frac{\sigma_{ém13}(\nu)}{\hat{\sigma}_{ém13}} \quad \text{Équation 3-2}$$

$g(\nu)$ représente la probabilité qu'un photon qui est émis par émission spontanée, le soit à la fréquence ν .

La durée de vie de l'état excité τ_{13} étant radiative, le nombre de photons émis par émission spontanée entre la fréquence ν et $\nu + d\nu$ par unité de temps pour un ion dans l'état excité s'exprime :

$$N_{photons}(\nu) = \frac{g(\nu)}{\tau_{13}} d\nu \quad \text{Équation 3-3}$$

Soit $i_{13\nu}(\nu)$ la densité spectrale d'intensité lumineuse (en $W.m^{-2}.Hz^{-1}$), pour le signal, tel que :

$$I_{13} = \int i_{13\nu}(\nu) d\nu \quad \text{Équation 3-4}$$

La pompe étant infiniment fine spectralement devant les variations spectrales des autres grandeurs autour de 980nm, la densité spectrale d'intensité lumineuse de la pompe n'est pas utilisée. Sa fréquence lumineuse sera notée ν_{11} (en Hz).

Le nombre de photons absorbés par unité de temps par un ion dans l'état fondamental pour, respectivement : une transition vers l'état ${}^4I_{11/2}$ et une transition vers l'état ${}^4I_{13/2}$; et le nombre de photons amplifiés par amplification stimulée par un ion dans l'état ${}^4I_{13/2}$, et dans l'état ${}^4I_{11/2}$, s'expriment :

$$\begin{aligned}
 R_{11} &= \frac{I_{11}}{h\nu_{11}} \sigma_{abs11}(\nu_{11}) \\
 R_{15} &= \frac{I_{11}}{h\nu_{11}} \sigma_{em11}(\nu_{11}) \\
 W_{13} &= \int i_{13,\nu}(\nu) \frac{1}{h\nu} \sigma_{abs13}(\nu) d\nu \\
 W_{15} &= \int i_{13,\nu}(\nu) \frac{1}{h\nu} \sigma_{em13}(\nu) d\nu
 \end{aligned}$$

Équation 3-5

Toutes ces grandeurs sont données pour un ion dans un état électronique donné et s'expriment en Hz. Pour connaître l'émission et l'absorption globale de notre matériau nous devons donc calculer les populations n_{15} , n_{13} et n_{11} .

Notons que nous avons négligé les termes d'émission spontanée du niveau ${}^4I_{11/2}$ vers le niveau ${}^4I_{15/2}$, il conviendra au lecteur de la réintroduire s'il désire en tenir compte.

3.2.1.2 Les équations de population

L'équation de population est une équation différentielle qui décrit l'évolution de notre système au cours du temps. La résoudre nous donnera donc accès à la répartition de la population dans les niveaux. Soit p_{abs11} , p_{abs13} (en s^{-1}), respectivement, le nombre de photons absorbés par unité de temps vers le ${}^4I_{11/2}$, et vers le ${}^4I_{13/2}$; et p_{emis11} et p_{emis13} (en s^{-1}), respectivement le nombre de photons émis par unité de temps par le ${}^4I_{11/2}$ et le ${}^4I_{13/2}$. Soit p_{relax} (en s^{-1}) le nombre d'ions qui relaxent depuis le ${}^4I_{11/2}$ vers le ${}^4I_{13/2}$ par unité de temps dans notre matériau.

Alors les populations dans notre matériau varient :

$$\begin{aligned}
 \frac{dn_{11}}{dt} &= p_{abs11} - p_{relax} - p_{emis11} \\
 \frac{dn_{13}}{dt} &= p_{abs13} + p_{relax} - p_{emis13} \\
 \frac{dn_{15}}{dt} &= -p_{abs11} - p_{abs13} + p_{emis11} + p_{emis13}
 \end{aligned}$$

Équation 3-6

De plus, la concentration d'ions dans notre échantillon, donc le nombre total n_{tot} , d'ions dans le domaine étudié, est connue, d'où :

$$n_{11} + n_{13} + n_{15} = n_{tot}$$

Équation 3-7

CHAPITRE 3 : Modèle inhomogène de l'EDFA

Le système d'équations de population s'obtient en combinant l'Équation 3-6 et l'Équation 3-7 :

$$\begin{aligned}
 \frac{dn_{11}}{dt} &= 0 = [n_{15} \times R_{11}] - \left[\frac{n_{11}}{\tau_{11}} \right] - [n_{11} \times R_{15}] \\
 \frac{dn_{13}}{dt} &= 0 = [n_{15} \times W_{13}] + \left[\frac{n_{11}}{\tau_{11}} \right] - \left[\frac{n_{13}}{\tau_{13}} + n_{13} \times W_{15} \right] \\
 \frac{dn_{15}}{dt} &= 0 = -[n_{15} \times R_{11}] - [n_{15} \times W_{13}] + \left[\frac{n_{13}}{\tau_{13}} + n_{13} \times W_{15} \right] + [n_{11} \times R_{15}] \\
 n_{11} + n_{13} + n_{15} &= n_{tot}
 \end{aligned}
 \tag{Équation 3-8}$$

Nous avons considéré un système à l'état stationnaire, c'est pour cela que les dérivées en fonction du temps sont nulles. Compte tenu des durées de vie entrant en jeu, ce modèle reste valable jusqu'à une fréquence de modulation de 10kHz [8, 9, 10]. Il est remarquable que le système soit lié puisque la somme des trois premières lignes de ce système s'annule.

L'onde lumineuse considérée est supposée plane se dirigeant dans la direction z dans l'échantillon. Alors l'intensité lumineuse émise entre les fréquences ν et $\nu + d\nu$, $di_{spont}(\nu)$ (en $\text{W.Hz}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$), celle absorbée depuis la pompe $dI_{abs11}(\nu)$ (en W.m^{-2}), et celle absorbée ou émise par émission stimulée du signal entre ν et $\nu + d\nu$, $di_{stimu13,\nu}(\nu)$ (en $\text{W.Hz}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$), s'exprime ainsi :

$$\begin{aligned}
 di_{spont,\nu}(\nu) &= n_{13} \times \frac{g(\nu)}{\tau_{13}} \times h\nu \times dz \\
 dI_{abs11} &= (-I_{11} \times \sigma_{abs11}(\nu_{11}) \times n_{15} + I_{11} \times \sigma_{ém11}(\nu_{11}) \times n_{11}) \times dz \\
 di_{stimu13,\nu}(\nu) &= i_{13,\nu}(\nu) \times (n_{13} \times \sigma_{ém}(\nu) - n_{15} \times \sigma_{abs13}(\nu)) \times dz
 \end{aligned}
 \tag{Équation 3-9}$$

Notons que même si le système n'a pas encore été « découpé » en tronçons, un axe de propagation de la lumière doit être choisi pour définir ces grandeurs. Dans la suite cet axe z sera l'axe de la fibre.

3.2.1.3 Résolution du système

Prenons :

$$\tau'_{11} = \frac{1}{\frac{1}{\tau_{11}} + R_{15}} \quad \text{Équation 3-10}$$

Alors, la première et la dernière ligne du système de l'Équation 3-8 donnent :

$$\begin{cases} n_{11} = n_{15} \times (R_{11} \tau'_{11}) \\ n_{15} = \frac{n_{tot}}{(R_{11} \tau'_{11} + 1)} - \frac{n_{13}}{(R_{11} \tau'_{11} + 1)} \end{cases} \quad \text{Équation 3-11}$$

Qui s'exprime en fonction de n_{13} :

$$\begin{cases} n_{11} = \frac{R_{11} \tau'_{11}}{R_{11} \tau'_{11} + 1} n_{tot} - \frac{R_{11} \tau'_{11}}{R_{11} \tau'_{11} + 1} n_{13} \\ n_{15} = \frac{1}{R_{11} \tau'_{11} + 1} n_{tot} - \frac{1}{R_{11} \tau'_{11} + 1} n_{13} \end{cases} \quad \text{Équation 3-12}$$

Puisque la troisième ligne de l'Équation 3-8 s'obtient par combinaison linéaire des autres, l'Équation 3-8 se résume à l'Équation 3-12, l'Équation 3-11 et :

$$0 = \left[\left(\frac{1}{R_{11} \tau'_{11} + 1} n_{tot} - \frac{1}{R_{11} \tau'_{11} + 1} n_{13} \right) \times W_{13} \right] + \left[\frac{R_{11} \tau'_{11}}{R_{11} \tau'_{11} + 1} n_{tot} - \frac{R_{11} \tau'_{11}}{R_{11} \tau'_{11} + 1} n_{13} \right] - \left[\frac{n_{13}}{\tau_{13}} + n_{13} \times W_{15} \right] \quad \text{Équation 3-13}$$

Qui se simplifie ainsi:

$$0 = \left(\frac{W_{13} + R_{11} \frac{\tau'_{11}}{\tau_{11}}}{R_{11} \tau'_{11} + 1} \right) n_{tot} - \left(\frac{W_{13} + R_{11} \frac{\tau'_{11}}{\tau_{11}}}{R_{11} \tau'_{11} + 1} + \frac{1}{\tau_{13}} + W_{15} \right) n_{13} \quad \text{Équation 3-14}$$

Équation 3-14 et Équation 3-12 nous permettent de calculer l'inversion de population et donc de trouver les valeurs des puissances de l'Équation 3-9

Pour simplifier la notation, soit :

$$\begin{aligned}
 A &= \frac{1}{R_{11}\tau'_{11} + 1} \\
 B &= \frac{R_{11}\tau'_{11}}{R_{11}\tau'_{11} + 1} \\
 C &= \frac{W_{13} + R_{11} \frac{\tau'_{11}}{\tau_{11}}}{R_{11}\tau'_{11} + 1} \\
 D &= \frac{W_{13} + R_{11} \frac{\tau'_{11}}{\tau_{11}}}{R_{11}\tau'_{11} + 1} + \frac{1}{\tau_{13}} + W_{15}
 \end{aligned}
 \tag{Équation 3-15}$$

Alors l'Équation 3-14 et l'Équation 3-12 deviennent :

$$\begin{aligned}
 n_{15} &= A \times n_{tot} - A \times n_{13} \\
 n_{11} &= B \times n_{tot} - B \times n_{13} \\
 0 &= C \times n_{tot} - D \times n_{13}
 \end{aligned}
 \tag{Équation 3-16}$$

La troisième ligne de ce résultat est présentée de la sorte, car l'introduction, dans la suite du document, des processus de transfert d'énergie, modifiera cette ligne en ajoutant un terme. Plutôt que de reprendre le calcul depuis le départ, nous pourrons donc directement utiliser l'Équation 3-16.

Puisque le système est linéaire, il comporte une solution analytique même en régime non stationnaire [11, 12]. C'est-à-dire que nous aurions pu tenir compte d'aspects temporels, par exemple de modulation. Cependant, pour des raisons de simplification et par ce que l'introduction des aspects de transfert d'énergie va supprimer la linéarité du système, nous avons décidé de nous contenter de l'aspect stationnaire.

3.2.2 Le modèle inhomogène

Contrairement à ce qui a été supposé dans la partie précédente, les ions erbium dans l'EDFA n'ont pas un comportement homogène, même à température ambiante. En effet, des effets inhomogènes tels que le GSHB et la variation de forme du gain en fonction de la longueur d'onde de pompe, peuvent être observés. Nous avons donc décidé de prendre en compte ces effets.

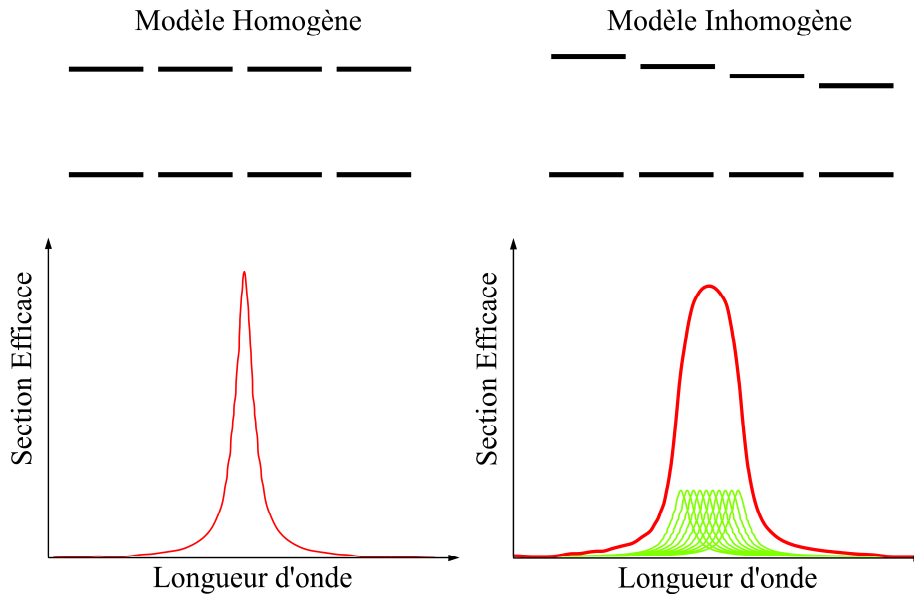


Figure 3-3 : Schéma d'une raie spectroscopique homogène et inhomogène

Comme la Figure 3-3 le présente, le comportement de luminescence des ions erbium dans un matériau dit homogène (spectre de gauche sur la figure) est identique pour tous les ions erbium. Au contraire, dans le cas inhomogène (spectre de droite sur la figure), leur comportement est décrit en prenant en compte des différences existant entre les ions erbium.

Dans un verre, nous parlerons donc de sites différents pour les ions erbium (Cf. 4.1 *Largeur inhomogène et RFLN*). Dans notre terminologie, un site correspond à un ion erbium et à son environnement local, que ce soit du point de vue de la nature de ses voisins ou du point de vue de leur distance ou de leur angle de liaison avec leurs ligands. Nous différencions le site de la classe de sites qui correspond à une variation des paramètres de distance et d'angles des voisins de l'erbium, autour d'une position moyenne. Il y aura donc de nombreux sites dans une classe de sites.

Dans la pratique, deux ions sont considérés comme étant dans le même site, s'ils sont dans la même classe de sites et si la différence de fréquence entre le centre de leurs raies spectroscopiques est négligeable devant la largeur homogène de celles-ci (c'est-à-dire qu'il n'est pas possible de les distinguer spectralement).

Dans notre matériau, puisque nous avons plusieurs sites nous pouvons définir pour chacun d'entre eux les grandeurs utilisées en 3.2.1. Afin de les différencier, nous les indexerons avec l'indice k , k allant de 1 à K . Nous ordonnons les sites vis-à-vis du centre de leur transition ${}^4I_{15/2(1)} \leftrightarrow {}^4I_{13/2(1)}$. C'est-à-dire que le site $k=1$ est le site ou la transition ${}^4I_{15/2(1)} \leftrightarrow {}^4I_{13/2(1)}$ est de plus basse énergie (ou fréquence), les suivants sont classés par fréquence croissante.

Plus précisément si f_k est la fréquence de la transition ${}^4I_{15/2(1)} \leftrightarrow {}^4I_{13/2(1)}$ du k^{em} site alors :

$$\boxed{f_k = k \times \Delta f + f_1} \quad \text{Équation 3-17}$$

Où Δf représente le pas en fréquence pour le choix de nos sites. C'est la « résolution » en site de notre modèle. Donc, par exemple, $n_{tot,k}$ tracé en fonction de f_k , représente la distribution de sites de notre matériau.

Pour un site indexé par k , nous pouvons écrire :

$$\begin{cases} n_{15,k} = A_k \times n_{tot,k} - A_k \times n_{13,k} \\ n_{11,k} = B_k \times n_{tot,k} - B_k \times n_{13,k} \\ 0 = C_k \times n_{tot,k} - D_k \times n_{13,k} \end{cases} \quad \text{Équation 3-18}$$

La remarque du paragraphe précédent sur la linéarité du système et l'existence d'une solution au système même dans le cas non-stationnaire reste valable. Cela veut dire que si un système inhomogène où les transferts d'énergie sont négligeables nous intéresse, nous pouvons avoir un modèle analytique qui comprenne des régimes plus rapides que 10kHz [13].

3.2.3 Transfert d'énergie entre ions erbium

Ce paragraphe introduit dans notre modèle la possibilité que deux ions proches spatialement puissent échanger de l'énergie. La Figure 3-4 représente ces transferts d'énergie :

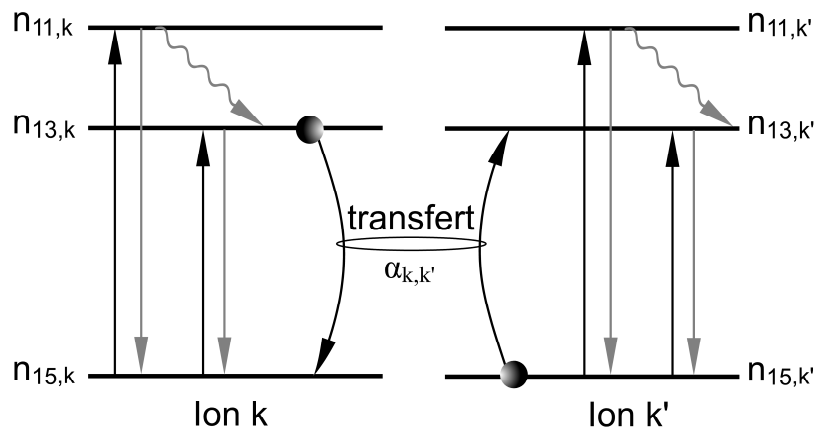


Figure 3-4 : Schéma du transfert depuis un ion k (Donneur) vers un ion k' (Accepteur)

Comme nous les avons décrites au chapitre 1 (Cf. *Spectroscopie et amplificateur à fibre dopée erbium*), il existe des transferts d'énergie entre les ions erbium. Nous ne considérons comme probables, que les transferts entre un ion d'un site dans l'état initial ${}^4I_{13/2}$ vers ion d'un site dans l'état initial ${}^4I_{15/2}$, d'une part parce que nous ne nous intéressons pas à la problématique d'up-conversion, et d'autre part par ce que les transferts d'énergie depuis les niveaux ${}^4I_{11/2}$ sont moins probables.

CHAPITRE 3 : Modèle inhomogène de l'EDFA

Définissons les termes de transfert d'énergie $\alpha_{k,k'}$ (en Hz.m³) pour k et k' allant de 1 à K . Ils influencent la variation temporelle $\frac{dn_{13,k}}{dt}$ de sorte que la deuxième et la troisième ligne de l'Équation 3-8 sont transformées :

$$0 = \left[n_{15,k} \times W_{13,k} + \frac{n_{11',k}}{\tau_{11,k}} - \frac{n_{13',k}}{\tau_{13,k}} - n_{13,k} \times W_{15,k} \right] + n_{15,k} \sum_{k'=1}^K (\alpha_{k',k} \times n_{13,k'}) - n_{13,k} \sum_{k'=1}^K (\alpha_{k,k'} \times n_{15,k'})$$

$$0 = \left[-n_{15} \times R_{11} - n_{15} \times W_{13} + \frac{n_{13}}{\tau_{13}} + n_{13} \times W_{15} + n_{11} \times R_{15} \right] - n_{15,k} \sum_{k'=1}^K (\alpha_{k',k} \times n_{13,k'}) + n_{13,k} \sum_{k'=1}^K (\alpha_{k,k'} \times n_{15,k'})$$

Équation 3-19

La partie entre crochets est la partie sans transfert, et la partie **en rouge** représente les transferts d'énergie entre l'ion considéré et l'ensemble des ions dans le volume étudié.

Il est remarquable que le système reste lié même en rajoutant les termes de transfert d'énergie, nous pouvons donc continuer à ignorer la seconde ligne de l'Équation 3-19 puisque elle est contenue dans le reste du système.

Pour des raisons pratiques, $n_{13,k}$ est appelé n_k . L'Équation 3-18 devient donc pour le k^{em} site :

$$n_{15,k} = A_k \times n_{tot,k} - A_k \times n_k$$

$$n_{11,k} = B_k \times n_{tot,k} - B_k \times n_k$$

$$0 = C_k \times n_{tot,k} - D_k \times n_k + n_{15,k} \sum_{k'=1}^K (\alpha_{k',k} \times n_{k'}) - n_{13,k} \sum_{k'=1}^K (\alpha_{k,k'} \times n_{15,k'})$$

Équation 3-20

Comme les deux premières lignes ne dépendent que du site k (il n'y a pas de terme de transfert), leur équivalent pour le site k' modifie la troisième ligne de l'Équation 3-20 qui devient :

$$n_{15,k} = A_k \times n_{tot,k} - A_k \times n_k$$

$$n_{11,k} = B_k \times n_{tot,k} - B_k \times n_k$$

$$0 = C_k n_{tot,k} - D_k n_k + (A_k n_{tot,k} - A_k n_k) \sum_{k'=1}^K (\alpha_{k',k} n_{k'}) - n_k \sum_{k'=1}^K (\alpha_{k,k'} (A_k n_{tot,k} - A_k n_{k'}))$$

Équation 3-21

La troisième ligne de l'Équation 3-21 présente donc un système (puisque'elle est donnée pour un k fixé) quadratique puisqu'il contient des termes du type $A_k \alpha_{k',k} n_k n_{tot,k}$. Résoudre ce système analytiquement est compliqué. Nous allons donc le résoudre numériquement.

3.2.3.1 Le système sous forme matricielle

Pour des questions pratiques l'ensemble des équations présentées en Équation 3-21 peut l'être sous forme matricielle. Soient les vecteurs $[A], [B], [C], [D], [n], [n_{tot}], [An_{tot}]$ associés

à leur grandeur respective et de dimension K . Soit $[\alpha]$ la matrice carrée de dimension K représentant l'ensemble des transferts, et $[\delta_k]$ le $k^{\text{ème}}$ vecteur de base (unitaire), alors :

$$0 = C_k n_{tot,k} - D_k n_k - n_k [\delta_k]^* [\alpha] [An_{tot}] + [n]^* [\alpha] [\delta_k] A_k n_{tot,k} - [n]^* [\alpha] [\delta_k] A_k n_k + n_k [\delta_k]^* [\alpha] [An] \quad \text{Équation 3-22}$$

Pour avoir l'ensemble du système d'équation, il faut donc écrire cette équation matricielle pour tout k . Dans la pratique il pourra être utile d'utiliser une notation sous forme de tenseur.

3.2.4 Calcul des sections efficaces, des niveaux Stark et de l'inhomogénéité

Nous allons dans ce paragraphe exprimer les fonctions $\sigma_{abs13}(\nu)$ et $\sigma_{ém13}(\nu)$ en fonction de leur variable de fréquence ν . Nous allons tout d'abord présenter ces sections efficaces pour un ion qui ne subirait pas d'éclatement Stark (Cf. 1.2.2.2), puis nous introduirons cet éclatement, enfin nous verrons comment varient ces fonctions pour les différents ions.

3.2.4.1 Lorentzienne et élargissement homogène

Dans un système atomique, si on considère la transition électronique d'un ion isolé, la réponse spectrale est identifiée à une forme Lorentzienne. Cela correspond à un déphase lié à l'interaction avec l'environnement ou en l'absence d'interaction à l'inverse de la durée de vie radiative. Dans le solide, la largeur homogène peut inclure une certaine « inhomogénéité » du fait d'une réponse spectrale très proche pour des ions différents, on utilisera alors un profil de Voigt qui prend en compte à la fois le profil Lorentzien et une distribution gaussienne.

Les sections efficaces des transitions d'un ion erbium dont l'éclatement Stark est ignoré pour le moment peuvent s'écrire ainsi :

$$\begin{aligned} \sigma_{abs13}(\nu) &= \frac{\Gamma_{abs13}}{2\pi} \frac{\hat{\sigma}_{abs13}}{\left(\frac{\Gamma_{abs13}}{2}\right)^2 + (\nu - \nu_{abs13})^2} \\ \sigma_{ém13}(\nu) &= \frac{\Gamma_{ém13}}{2\pi} \frac{\hat{\sigma}_{ém13}}{\left(\frac{\Gamma_{ém13}}{2}\right)^2 + (\nu - \nu_{ém13})^2} \end{aligned} \quad \text{Équation 3-23}$$

Où :

- $\hat{\sigma}_{abs13}$ et $\hat{\sigma}_{ém13}$ sont les sections efficaces intégrées (en m^2).
- ν_{abs13} et $\nu_{ém13}$ sont les centres des transitions (en Hz).
- Γ_{abs13} et $\Gamma_{ém13}$ sont les largeurs à mi-hauteur des transitions (en Hz).

La Figure 3-5 présente ces grandeurs sur la courbe lorentzienne.

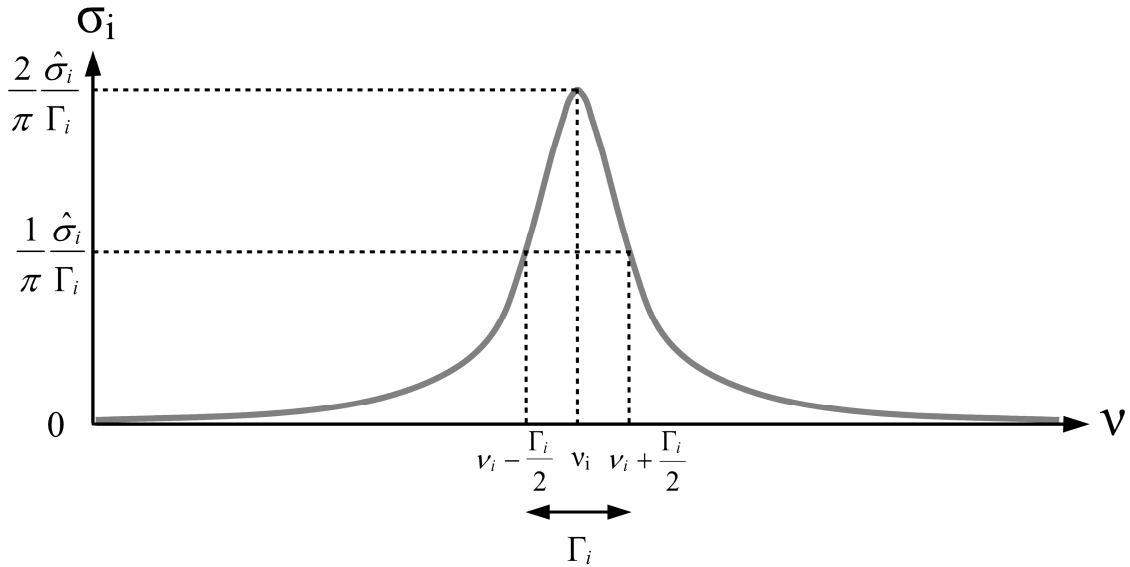


Figure 3-5 : Schéma de courbe lorentzienne avec ses paramètres caractéristiques

Notons que nous avons précédemment défini $g(\nu)$ (Cf. Équation 2-2) qui représente l'émission spontanée.

3.2.4.2 Section efficace et éclatement Stark

La façon la plus simple de faire intervenir les niveaux Stark dans notre système est de les inclure parmi les niveaux du système. C'est-à-dire qu'il faut remplacer le système à 3 niveaux par un système à 16 niveaux (l'éclatement Stark du $^4I_{11/2}$ est négligé). Il faut ensuite faire intervenir le peuplement thermique des niveaux (Boltzmann, Cf. 1.2.3) pour que le système soit réaliste.

Le problème de cette méthode est la complexification du modèle. Desurvire [13] propose une autre méthode : faire intervenir l'éclatement Stark dans les sections efficaces. En effet, l'équilibre thermique s'établissant très rapidement, (de l'ordre de la picoseconde) nous pouvons dire qu'il précède tous les autres phénomènes de peuplement. Nous considérerons donc que les sections efficaces tiennent compte de l'éclatement Stark, et pourront s'écrire ainsi :

$$\sigma_{abs13}(\nu) = \frac{1}{2\pi} \sum_{j=1}^8 \left(\beta_{15,j} \times \sum_{i=1}^7 \left(\frac{\Gamma_{abs13,i,j} \hat{\sigma}_{abs13,i,j}}{\left(\frac{\Gamma_{abs13,i,j}}{2}\right)^2 + (\nu - \nu_{abs13,i,j})^2} \right) \right)$$

$$\sigma_{ém13}(\nu) = \frac{1}{2\pi} \sum_{i=1}^7 \left(\beta_{13,i} \times \sum_{j=1}^8 \left(\frac{\Gamma_{ém,j,i} \hat{\sigma}_{ém13,j,i}}{\left(\frac{\Gamma_{ém13,j,i}}{2}\right)^2 + (\nu - \nu_{ém13,j,i})^2} \right) \right)$$

Équation 3-24

Où :

- La somme sur i correspond à l'éclatement du niveau ${}^4I_{13/2}$.
- la somme sur j , à l'éclatement du niveau ${}^4I_{15/2}$.
- Les $\beta_{13,i}$ sont les coefficients de peuplement de Boltzmann du niveau ${}^4I_{13/2}$.
- Les $\beta_{15,j}$ sont les coefficients de peuplement de Boltzmann du niveau ${}^4I_{15/2}$.
- $\hat{\sigma}_{abs13,i,j}$ est la section efficace intégrée de la transition ${}^4I_{13/2(i)} \leftarrow {}^4I_{15/2(j)}$.
- $\Gamma_{abs13,i,j}$ est la largeur de la transition ${}^4I_{13/2(i)} \leftarrow {}^4I_{15/2(j)}$.
- $\nu_{abs13,i,j}$ est le centre de la transition ${}^4I_{13/2(i)} \leftarrow {}^4I_{15/2(j)}$.
- $\hat{\sigma}_{ém,j,i}$ est la section efficace intégrée de la transition ${}^4I_{13/2(i)} \rightarrow {}^4I_{15/2(j)}$.
- $\Gamma_{ém,j,i}$ est la largeur de la transition ${}^4I_{13/2(i)} \rightarrow {}^4I_{15/2(j)}$.
- $\nu_{ém,j,i}$ est le centre de la transition ${}^4I_{13/2(i)} \rightarrow {}^4I_{15/2(j)}$.

Notons que les sections efficaces globales s'expriment en intégrant :

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}_{abs13} &= \sum_{j=1}^8 \left(\beta_{15,j} \times \sum_{i=1}^7 \hat{\sigma}_{abs13,i,j} \right) \\ \hat{\sigma}_{ém} &= \sum_{i=1}^7 \left(\beta_{13,i} \times \sum_{j=1}^8 \hat{\sigma}_{ém,j,i} \right) \end{aligned} \quad \text{Équation 3-25}$$

L'Équation 3-24 nous impose de nous intéresser à l'évolution des variables décrivant les raies de transition en fonction des niveaux Stark impliqués. Suivant leur nature, l'évolution de ces paramètres avec la température va être différente.

3.2.4.3 Évolution des paramètres de section efficace

Ce paragraphe présente l'évolution des paramètres décrivant les sections efficaces en fonction des différentes variables (transitions considérées, température...)

Densité de population des sous niveaux des multiplets

Dans le *chapitre 1*, nous avons expliqué comment évoluent les $\beta_{15,j}$ et les $\beta_{13,i}$ avec la température. Par exemple au zéro absolu, ils sont tous nuls sauf $\beta_{15,1}$ et $\beta_{13,1}$ qui sont égaux à un.

Section efficace intégrée des transitions entre sous niveaux

$\hat{\sigma}_{abs13,i,j}$ et $\hat{\sigma}_{ém,j,i}$ sont les sections efficaces intégrées liées aux sous niveaux des multiplets intervenant dans la transition. Elles représentent la probabilité qu'une transition ait lieu. Dans la mesure où nous avons peu d'informations quant à la symétrie dictant les règles de sélection, nous les considérerons égales. De plus, il est remarquable que leur évolution avec la température puisse être négligée.

Fréquence centrale des transitions entre sous niveaux

$\nu_{ém,j,i}$ et $\nu_{abs13,i,j}$ ne dépendent que de la transition considérée (donc de i et de j). Le sens de la transition (absorption ou émission) n'intervient pas. C'est pourquoi $\nu_{ém,j,i} = \nu_{abs13,i,j}$. De plus, l'expression de la variation en température des $\nu_{ém,j,i}$ et $\nu_{abs13,i,j}$ est connue [14, 15] :

$$\delta E(T) = \alpha \left(\frac{T}{T_D} \right)^4 \times \int_0^{\frac{T_D}{T}} \frac{x^3}{e^x - 1} dx \quad \text{Équation 3-26}$$

Où :

- α est le coefficient de couplage ion-phonon (en J)
- T_D la température de Debye (en K)

Puisqu'une partie des $\nu_{ém,j,i}$ et $\nu_{abs13,i,j}$, les $\nu_{abs13,1,j}$ et $\nu_{ém,j,1}$ est mesurable à basse température via l'expérience de RFLN [14], l'Équation 3-26 permet de connaître leur valeur à température ambiante. Pour les autres, puisque les valeurs globales $\sigma_{ém}(\nu)$ et $\sigma_{abs13}(\nu)$ sont mesurables expérimentalement à n'importe quelle température, un ajustement pourra nous donner des valeurs avec lesquelles il faudra cependant prendre des précautions, par exemple en s'appliquant à le faire pour plusieurs températures.

Largeur des transitions entre sous niveaux

Nos transitions étant sans intervention de phonons, $\Gamma_{ém,j,i} = \Gamma_{abs13,i,j}$. Ces grandeurs sont appelées largeur homogène de la transition, et c'est ce dont traite le chapitre 2 (*Spectrométrie et Propagation Guidée*). Une mesure de ces largeurs à température ambiante pour des niveaux Stark élevés n'est pas facile. Cependant, le GSHB à température ambiante et basse température, et la RFLN à basse température, extrapolée à température ambiante [14] ajoutée à l'ajustement précédent permettront d'avoir une idée de ces valeurs.

Paramètres des sections efficaces et inhomogénéité

Les valeurs des paramètres de ce paragraphe ont été données pour un ion. Or, comme nous l'avons expliqué, notre matériau est inhomogène, des ions de sites différents vont présenter des paramètres différents. Dans notre modèle, il faudra donc définir :

$$\beta_{15,j,k}, \beta_{13,i,k}, \hat{\sigma}_{abs13,i,j,k} (= \hat{\sigma}_{ém,j,i,k}), \Gamma_{abs13,i,j,k} (= \Gamma_{ém,j,i,k}) \text{ et } \nu_{abs13,i,j,k} (= \nu_{ém,j,i,k}).$$

Le choix de f_k comme critère de rangement de nos sites se justifie bien par la façon dont nous l'avons défini :

$$f_k = \nu_{ém,13,1,1,k} = \nu_{abs13,1,1,k} \quad \text{Équation 3-27}$$

Cette grandeur est mesurable à basse température par la méthode de RFLN et nous en connaissons les variations avec la température. Cela nous permet à la fois de fixer ces paramètres et de lier un $n_{tot,k}$ à chaque k et aussi d'avoir un ordre de grandeur de variation des $\nu_{ém,j,i,k}$ qui nous permettra d'obtenir un ajustement plus réaliste.

Signalons tout de même que ces ajustements seront sans doute relativement arbitraires. Il conviendra donc de les réaliser à plusieurs températures afin d'en minimiser les erreurs.

3.2.5 Influence du matériau sur les intensités lumineuses

Comme dans le cas pour un site, les variations de puissances lumineuses peuvent s'exprimer ; l'Équation 3-9 devient :

$$\begin{aligned}
 di_{spont,v,k}(v) &= n_{13,k} \times \frac{g_k(v)}{\tau_{13,k}} \times h\nu \times dz \\
 dI_{abs11,k} &= I_{11} (\sigma_{em11,k}(v_{11}) \times n_{11,k} - \sigma_{abs11,k}(v_{11}) \times n_{15,k}) \times dz \\
 di_{stimu13,v,k}(v) &= i_{13,v}(v) \times (\sigma_{em13,k}(v) \times n_{13,k} - \sigma_{abs13,k}(v) \times n_{15,k}) \times dz
 \end{aligned}$$

Équation 3-28

Notons $di_{spont,v,tot}(v)$, $dI_{abs11,tot}$ et $di_{stimu13,v,tot}(v)$, respectivement la puissance totale émise par tous les sites, la puissance totale de pompe absorbée par tous les sites et la puissance totale du signal amplifié par tous les sites.

Il vient donc :

$$\begin{aligned}
 di_{spont,v,tot}(v) &= \sum_{k=1}^K di_{spont,v,k}(v) \\
 dI_{abs11,tot} &= \sum_{k=1}^K dI_{abs11,k} \\
 di_{stimu13,v,tot}(v) &= \sum_{k=1}^K di_{stimu13,v,k}(v)
 \end{aligned}$$

Équation 3-29

3.3 Le modèle sur échantillon guidant

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons considéré uniquement le milieu atomique à gain optique de notre matériau. Cependant, un EDFA est avant tout une fibre optique qui possède des propriétés de guidage et une symétrie propre. Ces aspects de propagation vont d'une part avoir un effet sur les phénomènes étudiés, et jouent d'autre part, un rôle primordial dans les aspects système et application de nos études.

Nous allons donc exposer la méthode que nous avons utilisée pour rendre compte de la propagation.

3.3.1 Le découpage en tronçons

Pour tenir compte de la propagation, nous allons tout d'abord définir un repère spatial. L'axe de la fibre sera appelé l'axe des z , et compte tenu de la géométrie de la fibre nous prendrons un repère cylindrique r, θ .

Nous allons maintenant nous appliquer à décrire un « tronçon » se trouvant entre z et $z + \Delta z$, en décrivant d'abord le tronçon en lui-même, puis la façon dont il interagit avec les tronçons voisins, enfin nous décrirons comment notre modèle rend compte de l'ensemble des tronçons qui constituent notre amplificateur.

3.3.2 Modélisation d'un tronçon

La Figure 3-6 présente le schéma de la coupe d'un tronçon de fibre dopée Erbium.

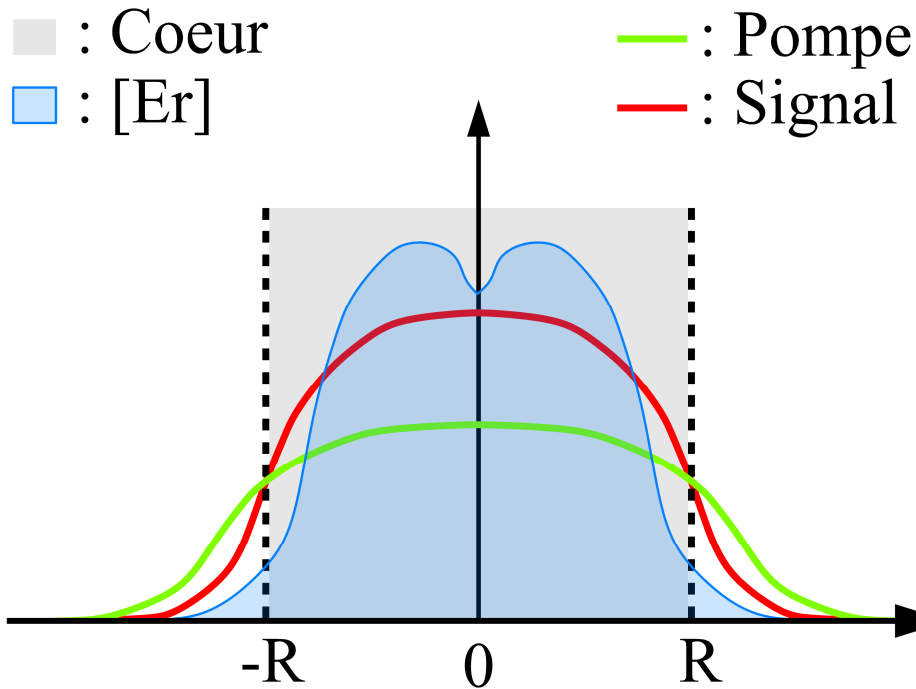


Figure 3-6 : coupe d'une fibre optique monomode à saut d'indice présentant le mode de propagation de la pompe, du signal et la distribution radiale de l'erbium

Lorsqu'une coupe de notre système est observée, il est manifeste que 4 grandeurs importantes vont dépendre de la variable r : l'indice du matériau qui sera noté $\eta(r)$, la concentration en ions erbium qui est donc notée $n_{er}(r)$ et les densités de puissance lumineuse pour le signal et pour la pompe qui seront notées respectivement $i_{13,\nu}(r,\nu)$ et $I_{11}(r)$.

Nous considérerons qu'à l'intérieur d'un tronçon, toutes ces grandeurs dépendent uniquement de r et ne varient pas selon θ . D'autre part, il est important de noter que les intensités lumineuses et les populations dans les niveaux de l'erbium varient selon z .

Nous allons maintenant regarder plus précisément comment varient ces grandeurs selon r .

3.3.2.1 L'indice du matériau

Deux choix sont possibles pour guider la lumière dans une fibre optique, soit le guidage par gradient d'indice, soit celui par saut d'indice. Dans le cas de fibre de télécommunication très grande distance, les fibres optiques utilisées sont monomode, et donc le guidage s'effectue par saut d'indice.

Dans notre simulation nous modéliserons principalement le guidage par saut d'indice. Le profil d'indice est donc une fonction carré qui vaut η_c entre $-R$ et R et η_g ailleurs (Cf. Figure 3-6).

3.3.2.2 La concentration en Erbium

La Figure 3-6 présente un profil radial de la concentration en Erbium. Ce profil est utilisé dans le modèle homogène pour connaître la valeur de la concentration totale en ions erbium $n_{tot}(r)$, en un point de la fibre. Cette information est importante, cependant elle n'est pas suffisante. En effet, pour notre modèle inhomogène nous avons besoin du profil radial de la concentration de chacun des sites de l'ion erbium $n_{tot,k}(r)$.

Dans un premier temps, la distribution de sites sera prise constante en fonction du rayon. C'est-à-dire que la concentration radiale de chaque site sera prise proportionnelle à la concentration radiale totale. Cependant, le paragraphe 4.2 (*Distribution de sites de l'amplificateur « classique »*) montre que des effets de concentration en erbium peuvent avoir un effet sur son environnement local. La distribution de sites peut varier en fonction de la concentration, et donc radialement.

3.3.2.3 Les intensités lumineuses

La fibre optique étant un guide d'onde diélectrique cylindrique de base circulaire, nous connaissons les solutions des équations de Maxwell pour la propagation d'une onde dans cette structure. Notons que nous négligeons les effets du gain ou de l'absorption dans ces équations.

Pour une fibre à saut d'indice, posons :

$$\begin{cases} \kappa = \sqrt{\eta_c^2 k_0^2 - \beta^2} \\ \gamma = \sqrt{\beta^2 - \eta_g^2 k_0^2} \end{cases} \quad \text{Équation 3-30}$$

Où

- η_c est l'indice du cœur de la fibre
- η_g est l'indice de gaine de la fibre
- β est la constante de propagation du mode LP₀₁, dont le résultat numérique est issu de la résolution de l'Équation 3-31, témoin des conditions aux limites.

$$\begin{cases} \left[\frac{J'_0(R\kappa)}{\kappa J_0(R\kappa)} + \frac{K'_0(R\gamma)}{\gamma K_0(R\gamma)} \right] \left[\frac{J'_0(R\kappa)}{\kappa J_0(R\kappa)} + \left(\frac{\eta_g}{\eta_c} \right)^2 \frac{K'_0(R\gamma)}{\gamma K_0(R\gamma)} \right] = 0 \\ \text{et} \\ \kappa^2 + \gamma^2 = (\eta_c^2 - \eta_g^2) k_0^2 \end{cases} \quad \text{Équation 3-31}$$

Avec :

- $k_0 = \frac{c}{\nu}$ est la norme du vecteur d'onde dans le vide.
- J_0 est la fonction de Bessel d'ordre 0.
- K_0 est la fonction de Bessel modifiée d'ordre 0.

La répartition radiale des intensités lumineuses dans une fibre optique monomode à saut d'indice est donnée [16, 17] par :

$$\left\{ \begin{array}{l} |r| < R; \psi(r, \nu) = J_0(r\kappa) \\ |r| \geq R; \psi(r, \nu) = \sqrt{\frac{R}{r}} J_0(R\kappa) \exp(-\rho(r-R)) \end{array} \right. \quad \text{Équation 3-32}$$

- $k_0 = \frac{c}{\nu}$ est la norme du vecteur d'onde dans le vide

Alors la fonction $\psi(r, \nu)$, représentant le mode de propagation de l'onde est définie telle que :

$$i_{13,\nu}(r, \nu) = p_{13,\nu} \frac{\psi(r, \nu)}{2\pi \int \psi(r, \nu) r dr} \quad \text{Équation 3-33}$$

où $p_{13,\nu}$ est la densité fréquentielle de puissance à la fréquence ν dans le tronçon considéré.

Il est donc facile de connaître numériquement la répartition d'intensité lumineuse dans une fibre optique, à la fois pour la pompe et pour le signal.

Pour simplifier l'écriture, notons :

$$\bar{\psi}(r, \nu) = \frac{\psi(r, \nu)}{2\pi \int \psi(r, \nu) r dr} \quad \text{Équation 3-34}$$

Cette grandeur s'exprime en m^{-2} .

Il est important de noter que tous les photons se propageant dans la fibre optique sont dans ce mode, et donc que lorsqu'un photon est amplifié le photon émis par émission stimulée est aussi dans ce mode.

3.3.3 Les entrée et les sortie d'un tronçon

Nous avons exprimé en 3.2.5 l'influence du matériau sur les intensités lumineuses. Il nous faut maintenant comprendre comment cette influence va se coupler au guidage dans la fibre. Nous allons tout d'abord présenter le couplage des termes d'amplification au sens large (amplification et absorption) puis les termes d'émission spontanée, enfin les termes de perte.

3.3.3.1 Les termes d'amplification

Les termes d'amplification sont les termes $dI_{11,tot}$ et $di_{13,\nu,tot}(\nu)$ de l'Équation 3-29 chacun de ces termes va bien évidemment dépendre de la coordonnée z du tronçon observé, mais aussi de la coordonnée r . Cependant comme les photons amplifiés auxquels nous nous intéressons, sont tous dans le mode de guidage de la fibre, même si le « gain » ou l'absorption dépend de la coordonnée r , le photon émis par émission stimulée sera toujours dans le mode de guidage.

CHAPITRE 3 : Modèle inhomogène de l'EDFA

Concrètement pour $di_{stimu13,v,tot}(\nu)$, avec ν fixé, si le mode en entrée de le tronçon est celui de l'Équation 3-33 :

$$di_{stimu13,v}(r,\nu) = p_{13,v}(\nu) \times \bar{\psi}(r,\nu) \times \left[\sum_{k=1}^K (n_{13,k}(r) \times \sigma_{em13,k}(\nu) - n_{15,k}(r) \times \sigma_{abs13,k}(\nu)) \right] \times dz \quad \text{Équation 3-35}$$

La dépendance en z a été retirée de toutes ces variables pour des raisons de lisibilité. $p_{13,v}$ représente la puissance spectrale (W.Hz⁻¹) de l'onde lumineuse dans une section de fibre, à la fréquence ν .

Si l'Équation 3-35 est intégrée sur la section du mode, il vient :

$$dp_{stimu13,v}(\nu, z) = \int di_{stimu13,v}(r,\nu, z) r dr d\theta \quad \text{Équation 3-36}$$

Qui s'exprime :

$$dp_{stimu13,v}(\nu, z) = \int \left\{ p_{13,v}(\nu, z) \times \bar{\psi}(r,\nu) \times \left[\sum_{k=1}^K (n_{13,k}(r, z) \times \sigma_{em13,k}(\nu) - n_{15,k}(r, z) \times \sigma_{abs13,k}(\nu)) \right] r dr d\theta \right\} \times dz \quad \text{Équation 3-37}$$

Pour simplifier le calcul, notons :

$$\begin{aligned} \Psi_{11,k}(\nu, z) &= 2\pi \int \bar{\psi}(r,\nu) n_{11,k}(r, z) r dr \\ \Psi_{13,k}(\nu, z) &= 2\pi \int \bar{\psi}(r,\nu) n_{13,k}(r, z) r dr \\ \Psi_{15,k}(\nu, z) &= 2\pi \int \bar{\psi}(r,\nu) n_{15,k}(r, z) r dr \end{aligned} \quad \text{Équation 3-38}$$

Ce sont les intégrales de recouvrement des populations des niveaux avec le mode de la fibre à la fréquence ν en m⁻³.

L'Équation 3-37 devient

$$dp_{stimu13,v}(\nu, z) = p_{13,v}(\nu, z) \left(\sum_{k=1}^K (\Psi_{13,k}(\nu, z) \times \sigma_{em13,k}(\nu)) - \sum_{k=1}^K (\Psi_{15,k}(\nu, z) \times \sigma_{abs13,k}(\nu)) \right) \times dz \quad \text{Équation 3-39}$$

Cette équation donne donc l'évolution de la puissance du mode se propageant dans la fibre optique pour les longueurs d'onde autour de 1,5 μ m.

L'Équation 3-40 donne le résultat équivalent pour $dI_{abs11,tot}$:

$$dP_{abs11}(z) = P_{11}(z) \left(\sum_{k=1}^K (\Psi_{11,k}(\nu_{11}, z) \times \sigma_{em13,k}(\nu_{11})) - \sum_{k=1}^K (\Psi_{11,k}(\nu_{11}, z) \times \sigma_{abs13,k}(\nu_{11})) \right) \times dz \quad \text{Équation 3-40}$$

Où P_{11} est la puissance de la pompe à 980 nm entrant dans le tronçon.

3.3.3.2 Le terme d'émission spontanée

Le terme $di_{spont,v,tot}(\nu)$ de l'Équation 3-29 doit lui aussi se coupler au mode de notre guide, en prenant :

$$di_{spont,v,tot}(\nu, z) = dp_{spont,v,tot}(\nu, z) \times \bar{\psi}(r, \nu) \quad \text{Équation 3-41}$$

Suivant l'approche de *Desurvire* (p. 16 [13]) le terme de couplage de l'émission spontanée s'exprime :

$$dp_{spont,v,tot}(\nu, z) = 2h\nu \times \sum_{k=1}^K (\sigma_{emis13,k}(\nu) \times \Psi_{13,k}(\nu, z)) \times dz \quad \text{Équation 3-42}$$

3.3.3.3 Les termes de perte

Puisque la fibre est un guide d'onde qui contient malgré tout des pertes, deux termes sont à rajouter :

$$\begin{aligned} dp_{pertes13,\nu}(\nu, z) &= p_{13,\nu}(\nu, z) \times \alpha(\nu) \times dz \\ dP_{pertes11}(z) &= P_{11}(z) \times \alpha(\nu_{11}) \times dz \end{aligned} \quad \text{Équation 3-43}$$

Où $\alpha(\nu)$ représente les pertes linéiques (en m^{-1}) de la fibre à la fréquence ν . Sa valeur est donc négative.

3.3.3.4 Pour résumer

Lorsque tous les termes sont écrits dans la même équation :

$$\begin{aligned} dp_{13,\nu}(\nu, z) &= dp_{stimu13,\nu}(\nu, z) + dp_{spont,v,tot}(\nu, z) + dp_{pertes13,\nu}(\nu, z) \\ dP_{11}(z) &= dP_{abs11}(z) + dP_{pertes11}(z) \end{aligned} \quad \text{Équation 3-44}$$

Notons :

$$\begin{aligned} S(\nu, z) &= 2h\nu \times \sum_{k=1}^K \left(\frac{\sigma_{emis13,k}(\nu)}{\tau_{13,k}} \times \Psi_{13,k}(\nu, z) \right) \\ T(\nu, z) &= \left(\sum_{k=1}^K (\Psi_{13,k}(\nu, z) \times \sigma_{emis13,k}(\nu)) - \sum_{k=1}^K (\Psi_{15,k}(\nu, z) \times \sigma_{abs13,k}(\nu)) + \alpha(\nu) \right) \\ U(z) &= \left(\sum_{k=1}^K (\Psi_{11,k}(\nu_{11}, z) \times \sigma_{emis13,k}(\nu_{11})) - \sum_{k=1}^K (\Psi_{11,k}(\nu_{11}, z) \times \sigma_{abs13,k}(\nu_{11})) \right) + \alpha(\nu_{11}) \end{aligned} \quad \text{Équation 3-45}$$

$S(\nu, z)$ est en $W \cdot \text{hz}^{-1} \cdot m^{-1}$, $T(\nu, z)$ en m^{-1} et $U(z)$ en m^{-1} .

La première ligne s'écrit :

$$\boxed{dp_{13,v}(v, z) = [S(v, z) + p_{13,v}(v, z) \times T(v, z)] \times dz} \quad \text{Équation 3-46}$$

Si les variations de population de tous les sites sont négligées sur le tronçon Δz , il vient :

$$\boxed{p_{13,v}(v, z + \Delta z) = \left(p_{13,v}(v, z) + \frac{S(v, z)}{T(v, z)} \right) \times \exp\left(\frac{\Delta z}{T(v, z)} \right) - \frac{S(v, z)}{T(v, z)}} \quad \text{Équation 3-47}$$

Qui peut s'écrire :

$$\boxed{p_{13,v}(v, z + \Delta z) = \frac{S(v, z)}{T(v, z)} \left[\exp\left(\frac{\Delta z}{T(v, z)} \right) - 1 \right] + p_{13,v}(v, z) \times \exp\left(\frac{\Delta z}{T(v, z)} \right)} \quad \text{Équation 3-48}$$

Où le premier terme représente l'ASE sur un tronçon, et le second l'amplification (au sens large, elle peut être de l'absorption) du signal d'entrée.

De la même façon pour $P_{11}(z + \Delta z)$

$$\boxed{P_{11}(z + \Delta z) = P_{11}(z) \exp(U \Delta z)} \quad \text{Équation 3-49}$$

3.3.4 Modélisation de la propagation : Tous les tronçons

Dans la pratique, un milieu à gain modifie légèrement la forme du mode de propagation dans une fibre. Pour notre EDFA, cette déformation est négligeable. Notre modèle considère donc que le mode de propagation est celui défini par les paramètres de la fibre (profil d'indice) et qu'il ne change pas le long de la fibre.

Pour que notre modèle tienne compte de tous les tronçons nous définissons l'entrée et la sortie d'un tronçon et nous disons que la sortie du tronçon n à laquelle nous enlevons un terme de perte par diffusion, correspond à l'entrée du tronçon $n + 1$.

3.4 Les résultats

Le modèle n'a pas pu être complètement programmé, faute de temps, avant l'écriture du manuscrit. Cependant, le travail fourni par David BOIVIN nous a permis d'obtenir des résultats préliminaires que nous proposons d'exposer. La propagation n'a pas encore été incluse dans le modèle donc aucun résultat présenté n'en tient compte. Tous les résultats présentés sont des simulations sur matériaux massifs qui ne comportent pas d'éclatement Stark. Nous regardons donc uniquement la transition ${}^4I_{13/2}(1) \leftrightarrow {}^4I_{15/2}(1)$ qui correspond, par exemple, à une expérience de RFLN à très basse température.

Nous présenterons tout d'abord les résultats de modèle sans transfert d'énergie entre les ions, puis les résultats avec la possibilité d'un transfert d'énergie entre les ions erbium

3.4.1 Résultats du modèle sans transfert d'énergie entre les ions erbium

Nous présentons nos résultats de simulation de RFLN, tout d'abord en nous intéressant à la largeur homogène, puis à la largeur inhomogène, enfin nous décrivons une représentation de simulation de GSHB sur matériau massif.

3.4.1.1 Largeur homogène par RFLN simulée

Pour ces simulations nous avons pris une distribution théorique de 100 sites de même concentration, de même largeur homogène ($3,2 \text{ cm}^{-1}$), espacé d'environ $0,6 \text{ cm}^{-1}$. Le nombre total d'ions est de 10^{10} , ce qui correspond à un volume d'environ $10^4 \mu\text{m}^3$ (qui correspond à peu près à notre volume d'excitation) pour une concentration de 10^{18} ions par cm^3 ($\sim 250\text{ppm}$).

La Figure 3-7 présente, en plus de la raie homogène (en fuchsia sur la figure), l'émission globale du matériau pour différentes excitations : une large bande à 980nm, et d'autres infiniment fines à 1546,5 nm d'intensités variables données en W.m^{-2} .

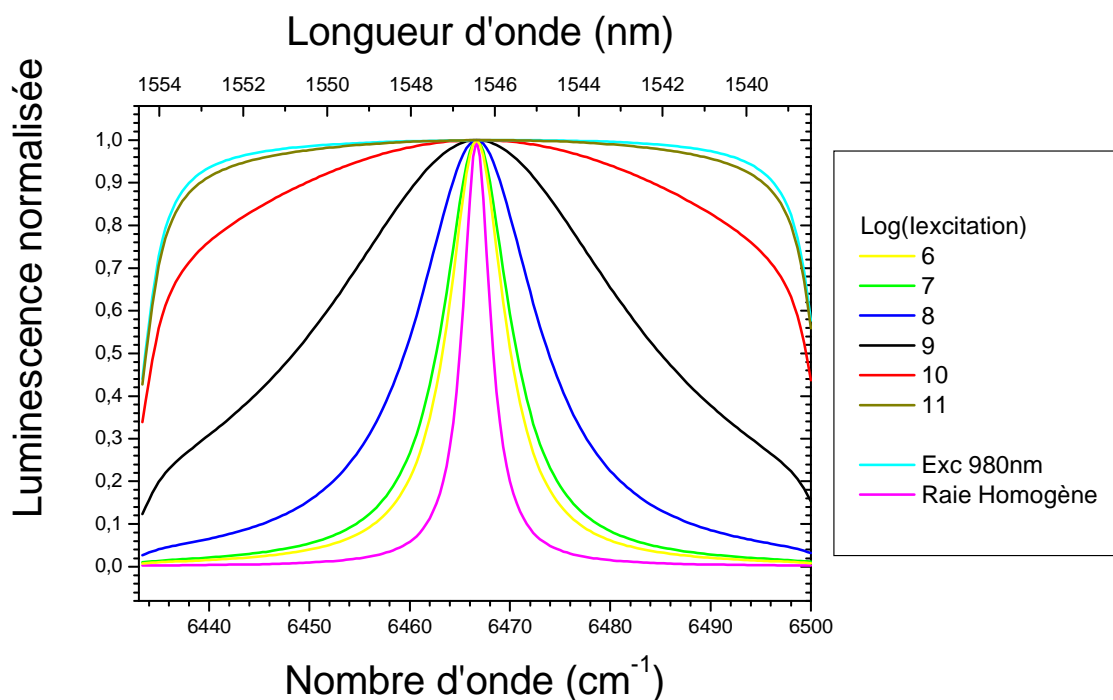


Figure 3-7 : Luminescence résonnante normalisée en fonction de l'intensité d'excitation (en W.m^{-2})

L'émission la plus large provient de l'excitation large bande à 980nm, dans ce cas, tous les sites émettent. La courbe la plus fine est la raie homogène. Lorsque la puissance d'excitation est faible (10^6 W.m^{-2} , sur le graphique mais jusqu'à 1 W.m^{-2} d'autre part) la largeur retrouvée est bien deux fois celle de la largeur homogène. Cela correspond bien à l'autoconvolution attendue de la raie homogène. Il est aussi remarquable que la largeur de la courbe de RFLN augmente avec la puissance d'excitation.

Pour mieux voir le rôle de la puissance sur ces courbes de RFLN la Figure 3-8 présente la largeur à mi-hauteur de ces courbes ainsi que leur hauteur ou intensité maximale en fonction de la puissance.

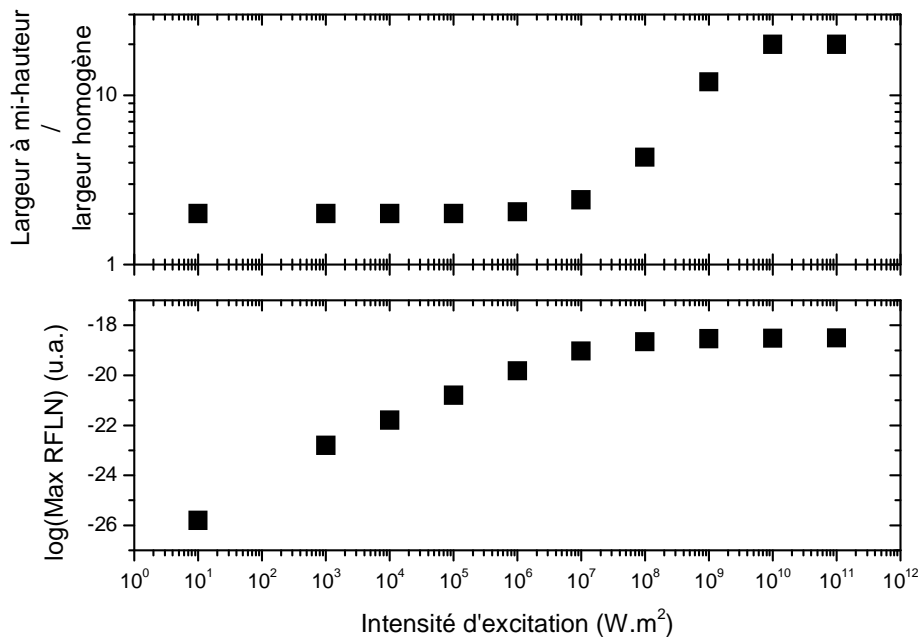


Figure 3-8 : Effet de la puissance d'excitation sur la largeur du pic de RFLN exprimée en unité de largeur homogène (courbe du haut) et sur le maximum de la puissance de la luminescence résonante, représentée en coordonnée logarithmique (courbe du bas).

Ces graphiques sont présentés l'un au dessus de l'autre pour que le lien fort entre la saturation d'émission résonnante et l'élargissement de la raie résonnante apparaissent. En effet, une saturation du maximum de puissance d'émission résonnante intervient autour de $10^6 W.m^{-2}$ (soit environ $25\mu W$ dans une fibre monomode), au delà, le maximum de puissance émise reste constant. À cette même puissance d'excitation, la largeur de la raie résonnante commence à augmenter. Ces deux effets sont liés au même phénomène qui est la saturation de la population du niveau excité des sites en résonance avec l'excitation. Les sites résonnants avec le laser d'excitation vont absorber plus que ceux qui en sont éloignés. Donc la population du niveau excité des sites résonnants sera plus grande que celles des sites plus éloignés. Lorsque l'intensité d'excitation augmente, la population des niveaux excités de tous les sites augmente aussi. Cependant comme le niveau excité des sites résonnants est davantage peuplé, la saturation interviendra à plus faible puissance pour ces sites. Ainsi, la population du niveau excité, et donc l'émission des sites non résonnants continueront à augmenter lorsque la puissance d'excitation saturera la population des sites résonnants. Une saturation de la puissance d'émission est donc visible et accompagnée d'un élargissement qui correspond à l'augmentation de l'émission des sites non résonnants.

D'autre part, l'élargissement semble s'atténuer pour les intensités d'excitation très élevée ($10^{10} W.m^{-2}$, ce qui correspond à environ $250mW$ dans une fibre monomode). En effet, lorsque tous les sites sont saturés, l'émission correspond à l'émission de tous les sites que nous avons inclus dans notre modèle, similaire à une excitation large bande (Cf. Figure 3-7), il ne peut plus y avoir d'élargissement.

3.4.1.2 Simulation de la distribution de sites par RFLN

Après avoir simulé les effets de puissance sur la mesure de la raie résonnante, une modélisation de distribution de sites par RFLN a été effectuée. Pour cela, nous avons pris les mêmes paramètres que précédemment, sauf pour la distribution de sites. Ici elle est une gaussienne de largeur à $\frac{1}{e}$ de 30 cm^{-1} avec 10^9 ions dans le site de concentration maximum (donc au total $7 \cdot 10^{10}$ ions). Cette gaussienne est échantillonnée en 100 sites toujours espacés de $0,6 \text{ cm}^{-1}$.

La Figure 3-9 compare la distribution de sites mesurée par RFLN et la distribution de sites donnée en paramètres de la simulation.

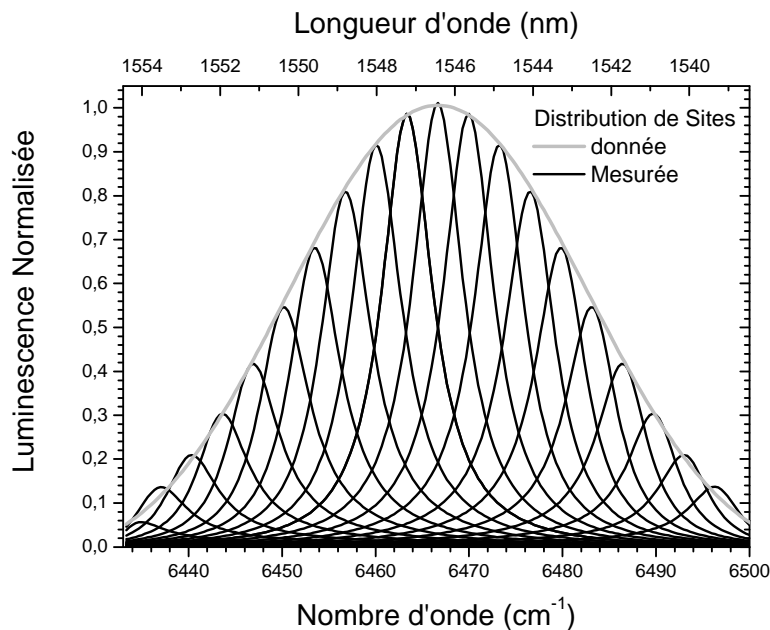


Figure 3-9 : Comparaison de la distribution de sites simulée et celle "mesurée" par RFLN

Cette figure montre bien un résultat identique à celui obtenu en RFLN. Cela permet de valider notre modèle. Lorsque la propagation des faisceaux sera implémentée nous pourrons ainsi voir ses conséquences sur cette distribution et comparer ces résultats aux expériences (Cf. 4.4.2.3 Résultats des expériences de RFLN).

3.4.1.3 « GSHB sur massif » en fonction de la puissance

Puisqu'il s'agit d'une simulation, nous ne sommes pas limités par la puissance d'excitation, donc l'inversion de population peut être atteinte sur matériau massif. À partir du moment où la population des ions du matériau est inversée, ce système présente un gain qui peut donc être brûlé et le GSHB peut être observé.

Nous avons donc simulé le GSHB sur matériau massif. Pour cela nous avons pris les mêmes paramètres que pour l'exemple du 3.4.1.1. Nous excitons notre matériau avec notre « pompe » à 980 nm d'intensité 10^{11} W.m^2 qui provoque donc l'inversion de population. Puis nous brûlons un trou au milieu de notre bande de gain avec un signal infiniment fin spectralement.

La Figure 3-10 présente une simulation de la luminescence de notre matériau soumis à une puissance croissante de brûlage. Comme la simulation est faite sur matériau massif, l'émission spontanée joue le rôle de l'ASE dans l'expérience de GSHB [18], nous n'avons pas sondé le gain à petit signal car en l'état actuel du programme cette simulation est trop gourmande en temps. Il est notable que la luminescence de notre matériau correspond, pour les courbes ou l'inversion quasi-totale, à sa courbe de gain en régime de petit signal.

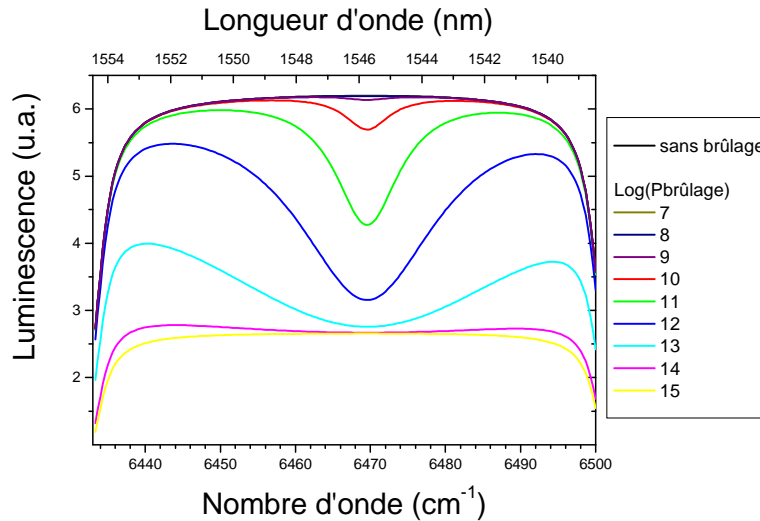


Figure 3-10 : Trou dans la bande d'émission pour différentes intensités de brûlage

Sur cette figure, plus le signal de brûlage est fort, plus l'émission est faible. D'autre part le trou brûlé s'élargit lorsque la puissance de brûlage augmente.

Afin de mieux voir ces effets, la Figure 3-11 présente la différence entre les spectres brûlés et le spectre non brûlé.

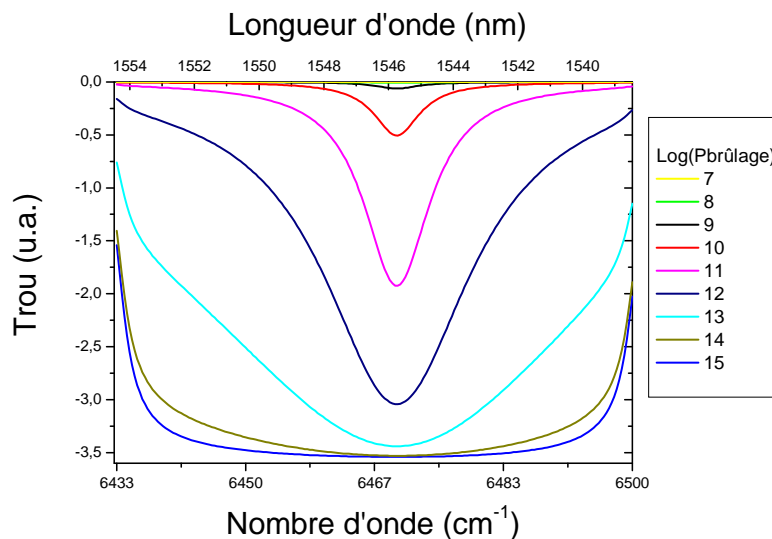


Figure 3-11 : Différence relative entre le spectre brûlé et un spectre sans saturation pour différentes intensités de brûlage

Plus l'intensité de brûlage est grande, plus le trou est profond et large. Comme dans le cas de la RFLN, nous avons extrait la profondeur et la largeur des trous et nous les avons tracés en fonction de l'intensité d'excitation sur la Figure 3-12.

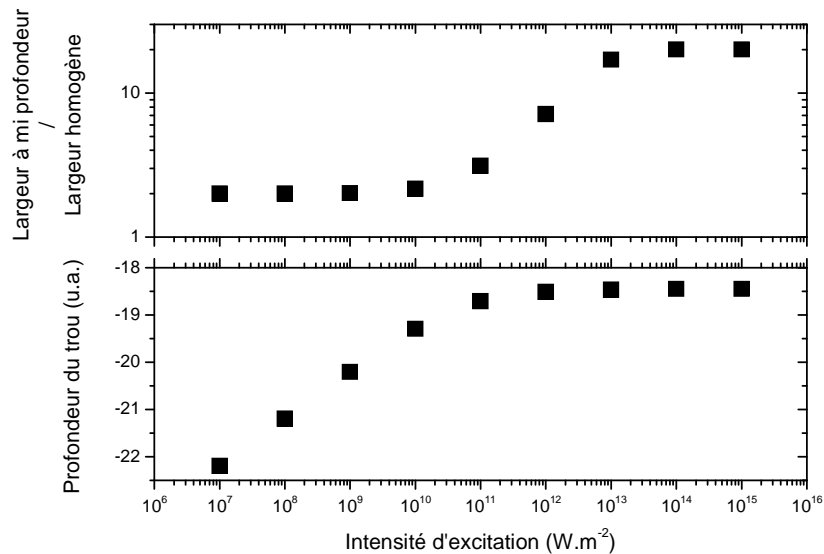


Figure 3-12 : Effets de la puissance d'excitation sur la largeur du trou exprimée en largeur homogène (courbe du haut) et sur sa profondeur (courbe du bas).

La situation est similaire au cas de la RFLN (3.4.1.1). En deçà d'une intensité critique de 10¹¹ W.m⁻², la largeur est constante et la profondeur augmente. Entre 10¹¹ et 10¹³ W.m⁻², la profondeur est constante et la largeur augmente. Au-delà de 10¹³ W.m⁻², la largeur elle aussi sature.

L'explication est identique au cas de la RFLN, tout d'abord les sites résonnants sont brûlés, puis une fois que leur brûlage est total, la profondeur n'évolue plus alors que les sites plus éloignés participent au trou et donc en augmentent sa largeur. Enfin lorsque la largeur correspond à la largeur inhomogène de notre matériau simulé, elle n'évolue plus.

3.4.2 Résultat du modèle avec transfert d'énergie entre les ions erbium

Pour introduire le transfert d'énergie dans notre modèle, les termes $\alpha_{k,k'}$ (Équation 3-19) sont non nuls. Nous avons regardé l'évolution de l'émission $^4I_{13/2}(1) \rightarrow ^4I_{15/2}(1)$ en fonction de la puissance avec un transfert d'énergie d'une classe de sites vers une autre, puis comparé la modélisation de la RFLN, enfin nous avons regardé l'effet du transfert d'énergie sur la simulation de GSHB.

Dans tout ce qui suit, nous considérons le transfert d'énergie en termes de recouvrement des spectres d'absorption et d'émission de l'Accepteur et du Donneur sans préjuger des distances et des types d'interaction (multipolaires) entre les ions erbium. Il s'agit d'une simulation purement phénoménologique.

3.4.2.1 Émission lors d'un transfert d'énergie d'une classe de sites vers une autre

Pour cette modélisation, nous avons pris 1600 sites tous de largeur homogène $3,2\text{cm}^{-1}$, de durée de vie 10 ms et de section efficace à $980\text{ nm } 10^{-24}\text{ m}^{-2}$. Ces 1600 sites sont séparés arbitrairement en deux classes de 800 sites : la classe de sites Donneurs dont la distribution est gaussienne large de 20 cm^{-1} et centrée en 6503 cm^{-1} ; la classe de sites Accepteurs, large de 10 cm^{-1} centrée en 6493cm^{-1} . Les deux classes de sites ont le maximum de leur distribution à 5.10^8 sites et nous avons considéré un site tous les $0,08\text{ cm}^{-1}$. Étant donné les largeurs des classes de sites, il y a deux fois plus d'ions erbium dans la classe de sites Donneurs que dans la classe de sites Accepteurs.

Le terme de transfert d'énergie est nul partout sauf pour les termes $\alpha_{k,k'}$ tel que k correspond à un site de la classe de sites Donneurs, k' à un site de la classe de sites Accepteurs et que l'énergie de la transition du site Donneur soit plus grande que celle du site Accepteur. Dans ce cas le terme $\alpha_{k,k'}$ vaut 2.10^{-8} Hz.m^3 (valeur qui permet, compte tenu des concentrations mise en jeu, d'avoir un transfert prédominant, mais pas total). La somme totale des termes de transfert d'énergie pondérés par le terme de concentration de leur site Donneur associé vaut donc $2,2\text{ }10^6\text{ Hz}$.

La Figure 3-13 présente l'émission globale normalisée de ce matériau excité à 980 avec différentes intensités d'excitation et l'émission pour un matériau identique mais avec tous les termes de transfert d'énergie nuls.

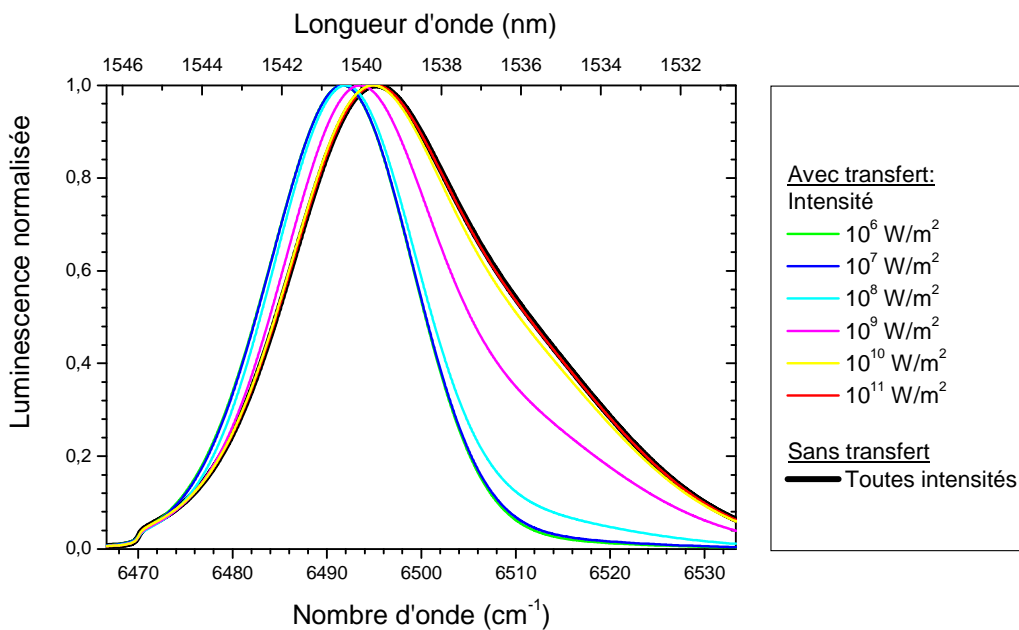


Figure 3-13 : Spectre d'émission simulée en fonction de la puissance

La figure montre qu'à faible intensité d'excitation seule une gaussienne, donc une classe de sites, est observable, c'est la classe des sites Accepteurs. Lorsque la puissance augmente, le spectre d'émission devient asymétrique et est même, pour les très fortes puissances, identique au spectre correspondant au matériau sans transfert d'énergie (Cf. Figure 4-21 et Figure 4-22). Afin de mieux analyser la part de chacune des classes de sites

dans les spectres nous avons effectué un ajustement gaussien de ceux-ci en choisissant deux gaussiennes correspondant aux deux classes de sites.

La Figure 3-14 présente l'aire des gaussiennes correspondantes aux classes de sites Accepteurs et Donneurs divisée par l'aire totale du spectre en fonction de l'intensité d'excitation.

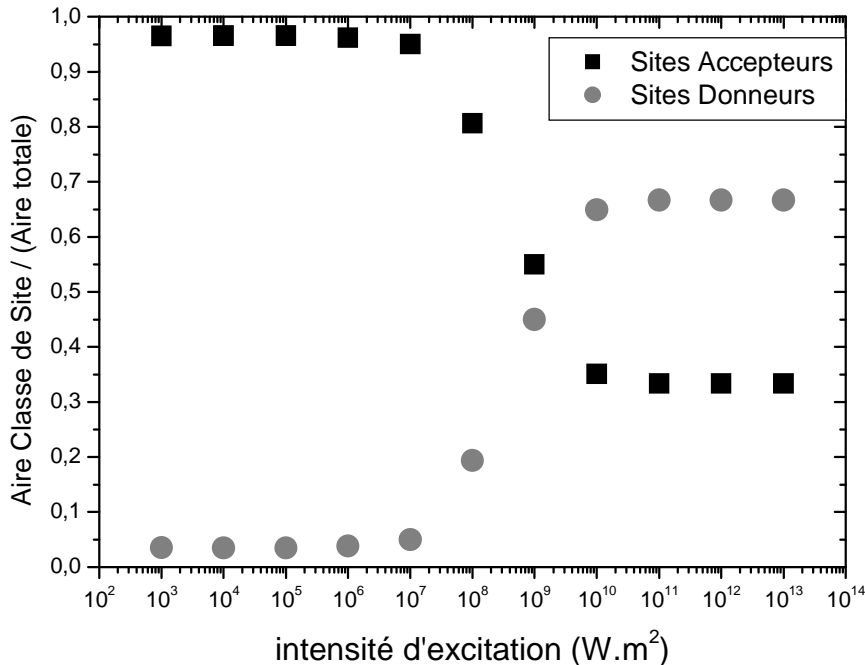


Figure 3-14 : Aire des gaussiennes correspondant aux classes de sites Accepteurs et Donneurs divisée par l'air totale du spectre en fonction de l'intensité d'excitation.

Cette figure montre que, pour les petits signaux, le transfert d'énergie entre les sites Donneurs et les sites Accepteurs est complet, seuls les sites appartenant à la classe de sites Accepteurs émettent. Lorsque la puissance augmente, la classe de sites Accepteurs sature, c'est-à-dire que la population du niveau $^4I_{15/2}$ du site Accepteur devient relativement très petite. Ainsi le transfert d'énergie devient moins probable et le site Donneur commence lui aussi à émettre. Le rapport entre l'aire du site Accepteur et l'aire totale devient différente de 1. Pour les très fortes puissances (au delà de 10^{11} W.m²), non seulement les sites Accepteurs sont saturés, mais les sites Donneurs aussi et comme il y a deux fois plus de Donneurs que d'Accepteurs, l'aire de l'Accepteur est bien le tiers de l'aire totale, en proportion de sa concentration.

Pour conclure, la différence essentielle entre un échantillon avec transfert d'énergie vis-à-vis d'un échantillon comparable mais sans transfert, est le fait que sa courbe d'émission va changer en fonction de la puissance d'excitation à 980 nm lorsque les intensités atteintes sont grandes. Cela peut être un moyen de vérifier qu'il y a du transfert d'énergie dans un échantillon.

3.4.2.2 Modélisation de l'expérience de RFLN en présence de transfert d'énergie

Afin de voir les effets du transfert d'énergie sur une expérience de RFLN nous l'avons simulée pour le matériau du paragraphe précédent.

La Figure 3-15 présente une simulation de distribution de sites par RFLN ; en A dans le cas d'un matériau avec transfert d'énergie entre deux classes de site, en B dans le même matériau sans transfert d'énergie.

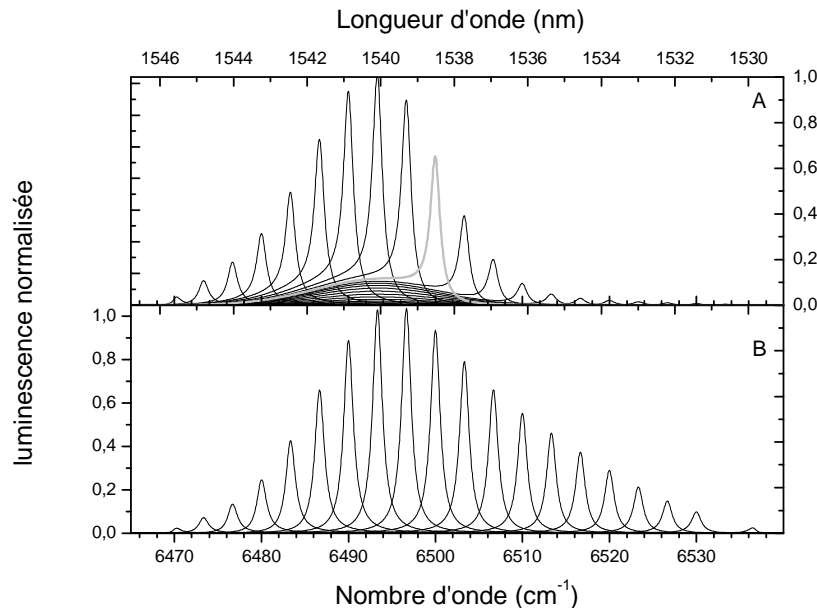


Figure 3-15 : Simulation de distribution de sites par RFLN ; A dans le cas de transfert d'énergie entre deux classes de site (en gris le pic de RFLN pour une excitation à 1538,5 nm), B sans transfert entre les classes de sites.

Deux observations sont importantes. Tout d'abord en B la distribution de sites correspond au spectre d'émission de la Figure 3-13 sans transfert d'énergie. Nous avons l'émission des deux classes de sites en proportion de leur concentration. En revanche en A, la distribution de sites est centrée en 6493 cm^{-1} et sa largeur correspond uniquement à la distribution de sites de la classe de sites Accepteurs. Le transfert d'énergie étant efficace, lorsque que la classe de sites Donneurs est excitée l'énergie va être transférée vers les Accepteurs qui émettront. En effet, lorsque l'excitation est à haute énergie, un fond d'émission à basse énergie est visible (centrée sur 6493 cm^{-1} , le centre de la classe de sites Accepteurs). De plus, lorsque l'excitation est à énergie moyenne, c'est-à-dire qu'à la fois des sites Accepteurs et Donneurs sont excités, le pic de RFLN est observable mais aussi le fond continu. En effet, certains des ions excités ne transfèrent pas leur énergie (sites Accepteurs) alors que d'autres le font (sites Donneurs).

3.4.2.3 Simulation de GSHB

Afin de comprendre quel pourrait être l'effet d'un éventuel transfert d'énergie sur le GSHB nous avons décidé de regarder le trou dans l'émission (Cf. 3.4.1.3) pour un matériau

avec transfert. Le matériau étudié comporte 201 sites, les 200 premiers sont des sites Accepteurs et le dernier est le site Donneur. Chaque site Accepteur comporte 10^8 ions leur largeur homogène est de $3,2\text{cm}^{-1}$ et la distribution va de 6467cm^{-1} à 6533cm^{-1} avec 3 sites par cm^{-1} . Leur section efficace à 980nm est de 10^{-24}m^2 . La classe de sites Donneurs est centrée en 6550cm^{-1} possède 2.10^{11} ions (soit dix fois plus que le total des sites Accepteurs) ses sections efficaces sont identiques aux sites Accepteurs, la durée de vie des deux classes de sites est de 10ms pour le $^4\text{I}_{13/2}$ et de $1\mu\text{s}$ pour le $^4\text{I}_{11/2}$. Nous avons comparé deux échantillons, un où le terme de transfert est nul, et un pour lequel la matrice $\alpha_{k,k'}$ est nulle partout sauf lorsque k est le site Donneur et k' un des sites Accepteurs (en pratique une seule ligne est non nulle). Dans ce cas, le terme de transfert d'énergie vaut 10^{-1}Hz.m^3 ce qui fait un terme total de transfert de 4.10^{12}Hz si la somme est pondérée par la concentration du Donneur. Il est notable que ce cas purement théorique représente un Donneur qui va absorber beaucoup plus que les Accepteurs à 980nm et qui va ensuite transférer son énergie sans participer à l'émission ou à l'amplification. Cela pourrait correspondre à un échantillon co-dopé Erbium Ytterbium ou Erbium Nanoparticule de silicium dans lequel l'ytterbium ou les nanoparticules de silicium seraient connectées à beaucoup d'ions erbium (puisque le transfert d'énergie se fait vers tous les sites).

Nous avons pompé notre matériau avec 10^{11}W.m^{-2} à 980nm , puis nous avons percé un trou dans la courbe d'émission avec un signal à 6500cm^{-1} . Nous avons ensuite extrait la profondeur relative du trou (profondeur du trou divisée par le signal sans brûlage).

La Figure 3-16 présente la profondeur relative du trou en fonction de l'intensité de brûlage de celui-ci dans l'échantillon avec transfert et sans transfert d'énergie.

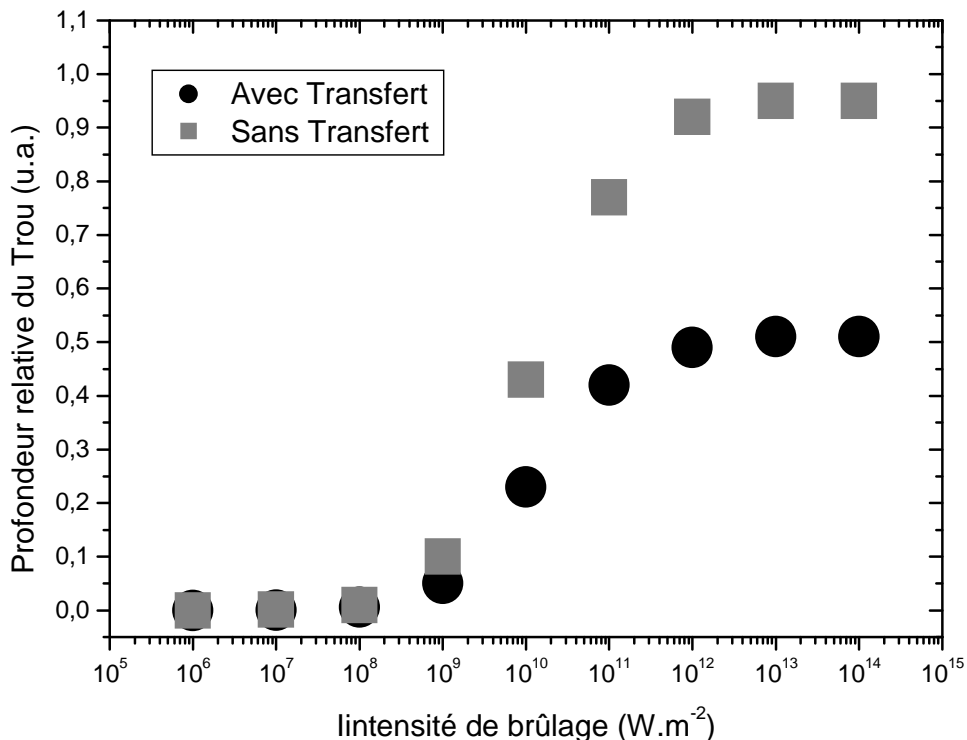


Figure 3-16 : Profondeur relative du trou dans l'émission en fonction de la puissance de brûlage avec et sans transfert.

Le trou en présence de transfert d'énergie est toujours moins profond que le trou sans transfert. De plus, en cas de transfert, une saturation en profondeur apparaît. Dans le cadre de ce modèle, le transfert diminue nettement l'effet de brûlage. Il est donc attendu que sur des échantillons co-dopés Ytterbium Erbium ou nanoparticules de silicium erbium l'effet du GSHB soit moins important que sur des échantillons purement erbium.

3.5 Conclusions et perspectives

Nous avons donc conçu un modèle qui tient compte des inhomogénéités des environnements des ions erbium puis nous l'avons implémenté afin de pouvoir vérifier une partie de nos résultats de RFLN et de GSHB. Cependant le modèle n'est pas encore complètement finalisé et de nombreuses perspectives de simulation vont s'ouvrir à nous. Tout d'abord, sans tenir compte de l'inhomogénéité, à température ambiante, nous voudrions retrouver ce que les modèles d'amplificateur connus dans la littérature donnent. Ensuite les résultats devraient être comparables lorsque nous introduirons l'inhomogénéité. Ce modèle devrait nous montrer le GSHB à température ambiante et permettre de mieux analyser le rôle d'éventuels transferts d'énergie pour diminuer le GSHB.

Ce modèle devrait aussi permettre de simuler la RFLN sur fibre (Figure 4-8), qu'elle soit en configuration radiale ou longitudinale. Dans le premier cas, nous aurons une idée de la lumière sortant radialement de la fibre et donc cela nous permettra de mieux analyser les résultats du régime d'émission spontanée. Dans le second cas nous verrons l'effet de la propagation sur la RFLN et nous devrions donc confirmer l'interprétation du paragraphe 4.2.3 (*Résultats sur fibre optique*). Il serait intéressant aussi d'analyser l'élargissement du pic de RFLN en fonction de la puissance afin d'apporter une interprétation quantitative au 2.2.5.

Nous pourrions aussi effectuer des simulations de GSHB à basse et très basse température afin de les confronter à nos résultats. Cette simulation pourrait en outre être un outil de base pour étudier l'intérêt de nouvelles compositions chimiques et d'environnement de l'ion erbium.

3.6 Bibliographie

- [1] A. L. Schawlow and C. H. Townes. Infrared and optical masers. *Phys. Rev.*, 112(6):1940–1949, Dec 1958.
- [2] A. Yariv and J. P. Gordon. The laser. In *Proc. IEEE*, volume 51, pages 4–29, 1963 jaunary.
- [3] Samuel Choblet. *ETUDE DES PHENOMENES PHYSIQUES DANS LES MATERIAUX AMPLIFICATEURS DOPES ERBIUM*. Thèse de doctorat, UNIVERSITE CLAUDE BERNARD LYON 1, 2004.
- [4] F. Auzel. Upconversion processes in coupled ion systems. *Journal of Luminescence*, 45(1-6):341–345, 1990.
- [5] F. Auzel, D. Meichenin, F. Pelle, and P. Goldner. Cooperative luminescence as a defining process for re-ions clustering in glasses and crystals. *Optical Materials*, 4(1):35–41, December 1994.
- [6] Bahaa E. A. Saleh and Malvin Carl Teich. *Fundamentals of Photonics*. John Wiley & Sons, wiley series in pure and applied optics edition, 1991.
- [7] Amnon Yariv. *Quantum Electronics, 3rd Edition*. Wiley Series in Pure and Applied Optics., John Wiley & Sons, 1988.
- [8] C. R. Giles, E. Desurvire, and J. R. Simpson. Transient gain and cross talk in erbium-doped fiber amplifiers. *Opt. Lett.*, 14(16):880, 1989.
- [9] C.R. Giles and E. Desurvire. Modeling erbium-doped fiber amplifiers. *Journal of Lightwave Technology*, 9:271–283, 1991.
- [10] R.I. Laming, L. Reekie, P.R. Morkel, and D.N. Payne. Multichannel crosstalk and pump noise characterisation of Er³⁺ doped fibre amplifier pumped at 980 nm. *Electronics Letters*, 25(7):455–456, 1989.
- [11] M. Karasek, M. Menif, and L. A. Rusch. Modeling gain dynamics in EDFA's: Space-resolved versus lumped models. *Fiber and Integrated Optics*, 20(6):601–615, 2001.
- [12] Miroslav Karasek and Juan A. Valles. Analysis of channel addition/removal response in all-optical gain-controlled cascade of erbium-doped fiber amplifiers. *J. Lightwave Technol.*, 16(10):1795, 1998.
- [13] Emmanuel Desurvire. *Erbium-doped fiber amplifiers: Principles and Applications*. Series in Telecommunications and Signal Processing. John Wiley & Sons Inc, 1994.
- [14] Laurent Bigot. *Structure homogène et inhomogène de la transition $^4I_{13/2}$ - $^4I_{15/2}$ de l'amplificateur à fibre dopée erbium dans des verres d'oxydes, de fluorures et de sulfures*. Thèse de doctorat, UNIVERSITE CLAUDE BERNARD LYON 1, 2002.
- [15] Xuesheng Chen and Baldassare Di Bartolo. Phonon effects on sharp luminescence lines of Nd³⁺ in Gd₃SC₂Ga₃O₁₂ garnet (gsgg). *Journal of Luminescence*, 54(5):309–318, January 1993.
- [16] A. Carencio. *Composants actifs*. Bibsiences.org, 2002.
- [17] Govind P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*. academic press, 2001.
- [18] W. A. Arellano, M.O. Berendt, A. A. Rieznik, Ildefonso de Faria, and H. L. Fragnito. Observation of spectral hole burning in the amplified spontaneous emission spectrum of erbium doped fibers. *IX Simpósio Bras ileiro de Microondas e Optoeletrônica*, 1:1, 2000.

CHAPITRE : 4 Environnement de l'erbium et matériau nanostructuré

L'objectif de ce chapitre est de présenter les travaux que nous avons effectués dans le but de sonder l'environnement local de l'ion erbium. Des échantillons de deux provenances utilisant des méthodologies de fabrication différentes ont été étudiés, tout d'abord ceux provenant de la société Draka puis ceux provenant du Laboratoire de Physique de la Matière Condensée (LPMC) de l'université de Nice Sophia-Antipolis.

L'expérience de RFLN a été utilisée afin de mesurer les profils spectroscopiques inhomogènes, ou distribution de sites, de nos échantillons. Nous l'avons complétée par des expériences de mesure de durée de vie. Nous allons tout d'abord décrire ce que nous enregistrons lorsqu'une mesure de largeur inhomogène est effectuée, puis comment la largeur inhomogène est reproduite par l'expérience de RFLN. Ensuite nous présenterons nos résultats, d'abord pour les échantillons nanostructurés par incorporation venant de Draka puis pour ceux provenant du LPMC, enfin nous concluons et tirerons des perspectives.

4.1 Largeur inhomogène et RFLN

Comme nous l'avons écrit dans le *Spectroscopie* et amplificateur à fibre dopée erbium ; les raies spectroscopiques de l'erbium subissent dans nos échantillons un élargissement inhomogène. Cette partie éclaire donc sur les mécanismes qui mènent à cet élargissement, en commençant par décrire le comportement dans un cristal, puis dans un verre, enfin nous verrons comment l'expérience de RFLN permet d'obtenir une information exploitable.

4.1.1 Inhomogénéité dans un cristal

Dans un cristal, les atomes ou les ions sont ordonnés avec une symétrie locale dite de site. Les ions erbium peuvent être en substitution ou en interstitiel en général. Nous allons donc nous attarder sur le rôle de la symétrie du site, puis sur l'influence du nombre et de la nature des voisins proches sur le profil de raies spectroscopiques de l'erbium.

Pour illustrer notre propos nous allons prendre l'exemple de l'erbium dans un oxyde : Y_2O_3 . Dans ce matériau, l'erbium peut occuper deux sites différents avec deux symétries différentes C_2 et C_{3i} [1, 2] comme le présente la Figure 4-1.

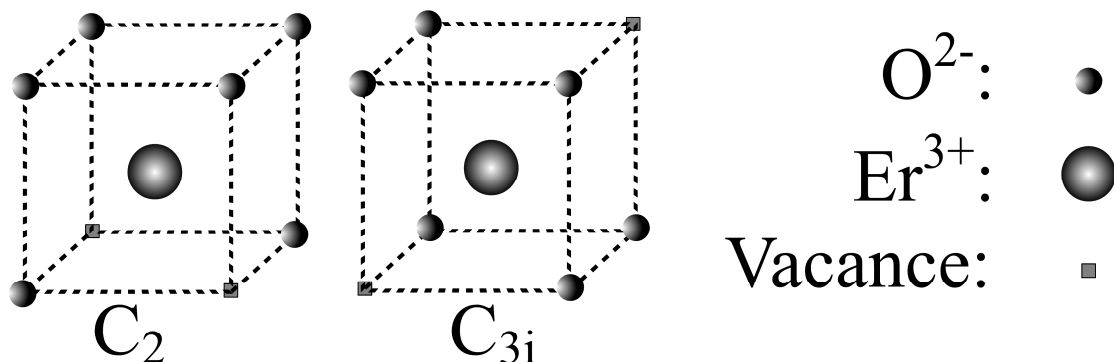


Figure 4-1 : Sites pour l'erbium dans l'oxyde Y_2O_3 : deux sites possibles C_2 et C_{3i}

Puisque les ions qui entourent l'erbium forment deux symétries différentes, le champ cristallin, dans lequel baigne l'ion erbium, aussi. Ainsi la position moyenne et l'effet Stark du

niveau exciteur seront différents pour les deux sites, ce qui se traduira par différentes positions des raies (résonnantes dans nos expériences) d'une part et de l'éclatement du multiplet en nombres de composantes et en amplitude d'éclatement différente, d'autre part. Il faut aussi ajouter que les intensités de transition entre niveaux Stark peuvent être aussi modulées par les règles de sélection introduites par la symétrie. Les spectres d'absorption et d'émission présenteront le double (dans le cas où les dégénérescences sont identiques) de transitions entre les multiplets concernés : pour le premier site et pour le second [3]. Ce sera un des arguments expérimentaux pour identifier la présence de plusieurs sites cristallins.

4.1.2 Inhomogénéité dans un verre

Dans un verre la situation est sensiblement différente. Puisque le désordre d'un verre est grand, le site cristallin de la partie précédente peut se traduire par une distribution de sites autour d'une valeur moyenne. En effet, pour un même type d'environnement (nombres de voisins proche et/ou seconds voisins, la position, la distance et l'angle des liaisons de l'erbium avec ces voisins peuvent varier statistiquement autour d'une position moyenne). C'est à dire que notre site cristallin devient une classe de site qui contient des variations statistiques liées au désordre du verre. Une classe de site contiendra donc une multitude de sites du verre. La Figure 4-2 présente une raie de transition théorique pour un émetteur dans du verre. Pour simplifier, on supposera dans la suite que les forces d'oscillateur des transitions ne varient que très faiblement à l'intérieur d'une classe de sites et qu'il y a équiprobabilité pour l'ensemble des transitions entre niveaux Stark des deux multiplets. La première hypothèse est en général validée par la mesure d'une durée de vie identique à l'intérieur de la classe de sites mais pour la seconde cela reste une question très controversée.

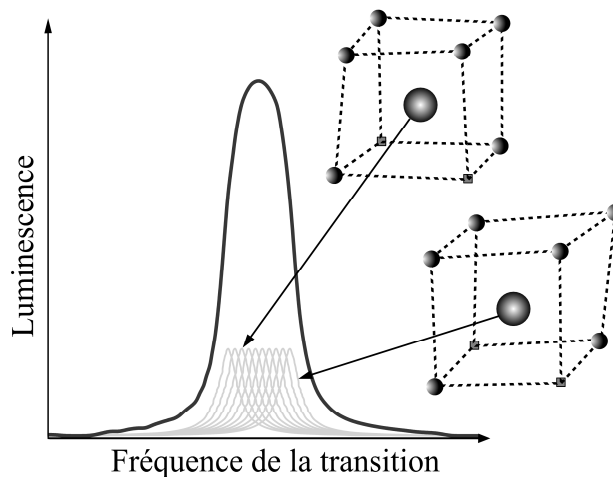


Figure 4-2 : Distorsion de symétrie et largeur inhomogène d'une transition

Sur la figure, la courbe **noire** représente l'émission globale de notre matériau, les courbes **grises** représentent l'émission de chacun des sites du matériau. La répartition des atomes dans les sites est ici symbolique, nous avons pris autant d'atomes dans 10 sites différents. Habituellement la répartition statistique est gaussienne pour chaque classe de site dans le matériau.

4.1.3 Covalence et Basicité optique

Le champ électrique dans lequel baigne l'ion erbium n'est pas uniquement défini par la symétrie de la disposition des atomes qui l'entourent. La nature des voisins de l'erbium ainsi que des liaisons entre l'erbium et ses voisins vont contribuer à modifier la spectroscopie de celui-ci.

En règle générale, plus les liaisons entre l'erbium et le ligand associé est covalente, moins la transition électronique est énergétique. Cet effet, appelé effet néphélauxétique ou effet d'expansion du nuage [4, 5], prend en compte le recouvrement des nuages électroniques des ions dans une liaison chimique. On parle de covalence d'une liaison [6]. Cet effet est couramment utilisé pour justifier la position des maxima d'absorption ou d'émission d'une composition chimique d'un verre à un autre [7] (oxydes, fluorures...).

Cet effet est connu pour être sensible à la nature de ses premiers voisins, à leur nombre (coordinance) et à leur distance. De plus, puisqu'il s'intéresse aux partages d'électrons lors des liaisons, cet effet sera aussi sensible aux liaisons du voisin anionique de l'erbium avec ses voisins propres (les seconds voisins de l'erbium).

Un concept global appelé basicité optique [8] tente de rendre compte des effets de composition détectés. Il s'agit d'assimiler les couples anions/cations du verre à des paires acide/base. La basicité est la capacité des anions (oxygène dans les verres d'oxyde) à partager leurs électrons. Le déplacement des maxima d'absorption est donc relié à la basicité optique.

4.1.4 L'expérience de RFLN

L'expérience de RFLN se déroule selon le schéma présenté sur la *Figure 1-16 : Schéma de l'expérience de RFLN sur préforme*. Cependant pour avoir accès à la largeur inhomogène nous devons suivre un protocole particulier. Le laser d'excitation excite uniquement une partie des sites présents dans le matériau (ceux dont la raie est résonnante à l'excitation). Donc seuls les sites excités vont émettre (40. 1.2.5.3). En mesurant l'énergie réémise (fluorescence) par ces sites, et en supposant que les sections efficaces des transitions résonnantes sont quasiment identiques, nous avons accès à une grandeur proportionnelle au nombre de sites résonnants avec l'excitation. En balayant avec la source laser accordable toutes les longueurs d'onde, ou fréquence lumineuses possibles pour l'excitation autour de l'absorption, nous avons accès à une fonction proportionnelle à la population $n_{tot}(\nu)$ du chapitre précédent. Nous enregistrons ainsi la distribution de sites des ions erbium actifs dans notre matériau.

4.2 Distribution de sites de l'amplificateur « classique »

La première partie de nos mesures a constitué à étudier les échantillons « classiques » utilisés par Alcatel-Lucent puis DRAKA dans leurs amplificateurs. Nous avons donc étudié 3 échantillons sous forme de préforme de fibre optique fabriquée par MCVD (Cf. annexe 6.1.1) puis un échantillon fibré. Le verre hôte est un verre aluminosilicate dopé phosphore, germanium et erbium.

4.2.1 Résultats sur les préformes de fibres optiques

Nous avons tout d'abord, dans cette étude, examiné 2 préformes de fibre optique de silice dopée par des oxydes d'aluminium, de germanium, de phosphore, la composition « classique » de la matrice, et d'erbium, de différentes concentrations.

Par le passé, le laboratoire n'avait pas réussi à avoir accès à la distribution de site de l'échantillon « standard » des télécommunications. En effet, sa concentration en erbium étant particulièrement faible notre système ne permettait pas de détecter suffisamment de signal pour mener l'expérience à bien. Cependant, l'acquisition des obturateurs pour remplacer les modulateurs de faisceau, a permis de diminuer d'un ordre de grandeur le temps de coupure (nous passons d'une milliseconde de temps mort à 100 microsecondes) et ainsi de gagner suffisamment de signal et donc de sensibilité pour effectuer l'expérience. Nous présentons donc tout d'abord les résultats de l'échantillon fortement dopé, puis celui de faible concentration, enfin nous comparerons ces résultats.

4.2.1.1 Préforme fortement concentrée

Voici tout d'abord la distribution de sites enregistrée à 1,5K pour l'échantillon fortement dopé (environ 1000 ppm) en erbium. Ce résultat confirme le résultat déjà acquis en 2002 par *Bigot et al.* [7], les points placés sur le graphique pour chaque pic de RFLN proviennent d'un ajustement de celui-ci où l'énergie du pic est extraite.

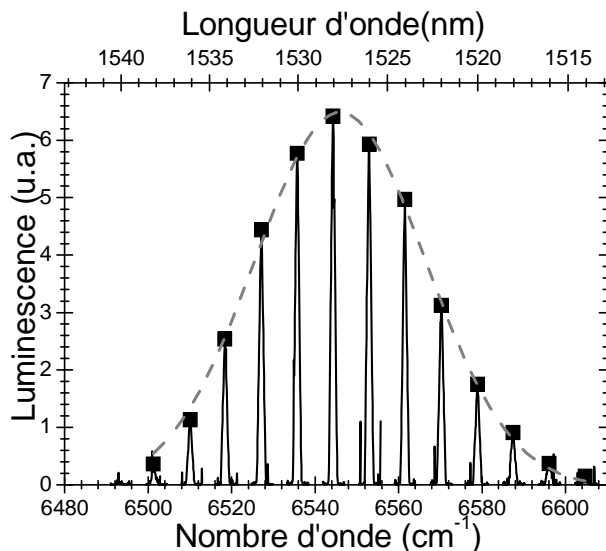


Figure 4-3 : Distribution de sites et ajustement à 1,5K pour l'échantillon de forte concentration

Cette distribution s'ajuste parfaitement avec une gaussienne (ses paramètres sont donnés en 4.2.1.3). Nous pouvons donc conclure que cette distribution correspond à une seule classe de site.

4.2.1.2 Préforme de faible concentration

Voici maintenant la distribution de site enregistrée à 1,5 K pour l'échantillon de faible concentration en erbium (environ 400 ppm, soit plus de deux fois moins que la précédente).

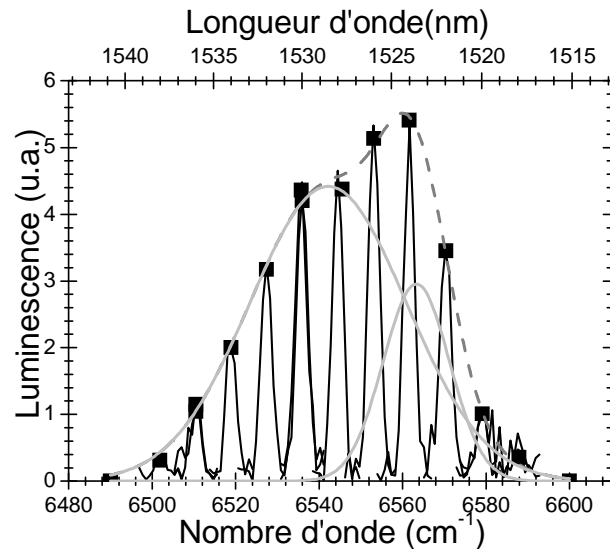


Figure 4-4 Distribution de sites et ajustements à 1,5 K pour l'échantillon de concentration moyenne

Nous voyons ici que le profil est asymétrique, deux composantes gaussiennes sont nécessaires pour effectuer l'ajustement de cette distribution de sites. Nous pouvons donc conclure qu'il existe deux classes de sites dans cette distribution.

4.2.1.3 Comparaison des résultats

Le Tableau 4-1 présente les paramètres des ajustements des distributions de site des échantillons faiblement concentré et fortement concentré.

Faiblement concentrée		Fortement concentrée	
X ₁	6542 cm ⁻¹	X	6546 cm ⁻¹
W ₁	37 cm ⁻¹	W	41 cm ⁻¹
A ₁	104 cm ⁻¹ .(u.a.)		
X ₂	6563 cm ⁻¹		
W ₂	16cm ⁻¹		
A ₂	30 cm ⁻¹ .(u.a.)		

Tableau 4-1 : Paramètres d'ajustement de distribution de sites pour les préformes fortement concentrée et peu concentrée en Erbium.

Nous voyons sur ce tableau que la première classe de site de la préforme faiblement concentrée correspond à celle observée dans la préforme fortement concentrée.

4.2.2 Discussion

Afin de mieux pouvoir analyser ces résultats nous présenterons un résultat comparable de la littérature sur des verres de fluorures avant de conclure sur nos mesures.

4.2.2.1 Deux sites dans un verre fluoré

Le fait de voir deux classes de site à faible concentration et une seule à forte concentration, n'a jamais été observé dans des verres d'oxyde dopés erbium, à notre connaissance. Cependant, une observation similaire a été faite sur les verres fluorés par *Guy et al.* [9]. La Figure 4-5 présente la distribution de sites d'un verre de fluorure lourd de type PZG (plomb, zinc, gallium) pour 4 concentrations d'erbium.

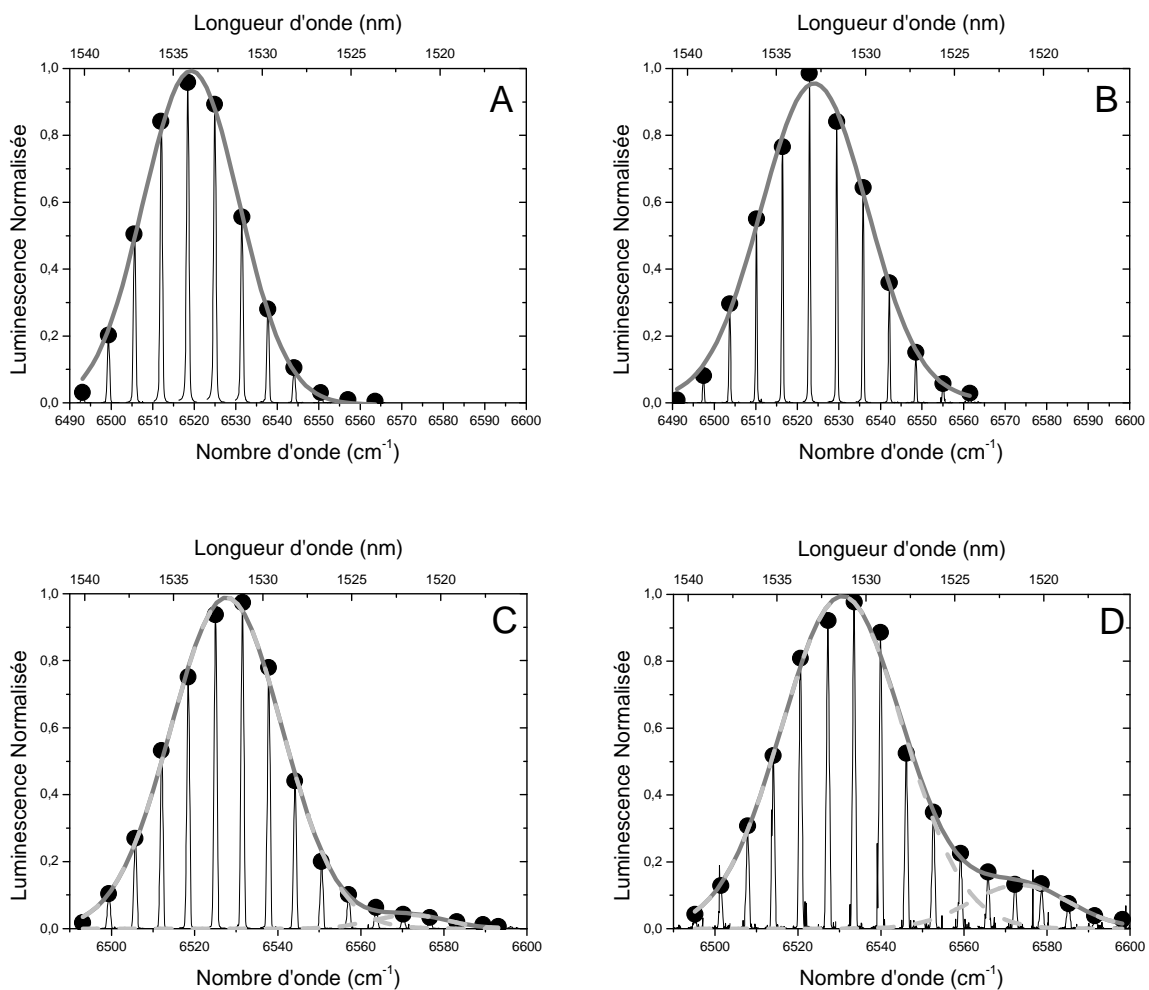


Figure 4-5 : Distribution de site à 1,5 K d'un verre PZG, pour 4 concentrations d'erbium. [9] A=2%, B=1%, C=0,5%, D=0,08%. Les pics en traits noirs fins représentent la mesure et son ajustement avec les traits gras.

Comme les auteurs le décrivent, une classe de sites minoritaire apparaît nettement lorsque la concentration en ions erbium est faible. Cette classe de sites est à plus grande énergie. Afin de mieux pouvoir comparer les différentes caractéristiques des distributions de sites, le Tableau 4-2 présentent les paramètres utilisés pour effectuer les ajustements.

[Er] %	Classe de sites Majoritaire		Classe de sites Minoritaire		Rapport des surfaces entre les deux classes
	Largeur cm ⁻¹	Maximum cm ⁻¹	Largeur cm ⁻¹	Maximum cm ⁻¹	
0,08	35	6531	29	6573	9
0,5	33	6528	21	6572	36
1	31	6524			
2	28	6519			

Tableau 4-2 : Paramètres des ajustements gaussiens des distributions de sites de la Figure 4-5

Les paramètres qui décrivent la classe de sites majoritaire montrent qu'il s'agit bien d'une classe identique dans tous les échantillons. En effet, même si la largeur et l'abscisse du maximum tendent à diminuer avec la concentration, leurs valeurs sont sensiblement identiques. Notons aussi que le site minoritaire garde des paramètres d'ajustement similaires dans les deux échantillons faiblement dopés.

Pour le cas des verres de fluorures, plusieurs hypothèses ont été émises pour expliquer la présence de deux classes de sites. La première fut d'associer une classe au formateur de réseau et une classe au modificateur de réseau. Compte tenu des fortes différences de coordinance du cation dans chacun de ces composants des verres de fluorures lourds, cette hypothèse fut abandonnée. L'erbium ne peut occuper que des sites des modificateurs de réseau (coordinance supérieure à 8 au lieu de 6 pour les formateurs). L'autre hypothèse propose que deux environnements soient possibles pour le fluorure d'erbium considéré comme modificateur de réseau, soit un environnement ZnF₂ soit GaF₃ ce qui expliquerait l'existence des deux classes de sites. Compte tenu du décalage vers les hautes énergies du site minoritaire, l'effet néphélauxétique suggère que l'environnement de cette classe de site soit plus ionique que celui de la classe majoritaire. Cependant la différence d'ionicité entre les deux environnements ZnF₂ ou bien GaF₃ n'est pas suffisamment significative pour expliquer ce décalage. La discussion reste ouverte mais on peut noter que plusieurs autres verres de fluorures ont été explorés plus récemment, montrant le même comportement [10].

4.2.2.2 Conclusion sur nos mesures

Tout d'abord, que ce soit dans le cas du verre de fluorure ou de silice, la classe de sites minoritaire n'est visible qu'à faible concentration. L'hypothèse que nous proposons est que cette classe de sites est aussi présente pour les concentrations plus grandes mais que la classe de sites majoritaire est trop importante vis-à-vis de la classe de sites minoritaire pour l'observer dans les spectres des échantillons plus concentrés. Pour expliquer cette observation, nous considérons que la classe de sites minoritaire (donc en faible concentration) est prioritaire. C'est-à-dire qu'au fur et à mesure où l'erbium est incorporé dans le matériau, il va préférentiellement remplir le site minoritaire, puis une fois ce dernier rempli, le site majoritaire prend le relais.

En ce qui concerne les échantillons aluminosilicates, des études ont déjà montré l'existence de deux classes de sites pour certaines terres rares [11] par des techniques comme

la saturation locale d'absorption (*SHB*). De plus, l'environnement local de l'erbium dans de tels verres (aluminosilicates) a déjà été étudié montrant à la fois l'importance des liaisons P=O dans la recombinaison non radiative du niveau $^4I_{11/2}$ vers le niveau $^4I_{13/2}$ (et donc dans le fonctionnement de l'amplificateur) et le rôle de l'aluminium dans le décalage de la distribution de sites vers les hautes énergies [12]. Compte tenu de nos résultats, nous pouvons affirmer que les deux classes de sites que nous observons sont proches d'un environnement aluminium car elles sont toutes deux décalées vers les hautes énergies. Notons aussi que compte tenu du fonctionnement de l'amplificateur les ions dans la classe de sites majoritaire, au moins, sont proches d'une liaison P=O afin que la relaxation du $^4I_{11/2}$ vers le $^4I_{13/2}$ soit rapide. Plus récemment une mesure sur préforme de faible concentration, voisine voire inférieure à celle présentée précédemment confirme bien la présence du deuxième environnement de l'ion erbium à haute énergie. Notons aussi que le décalage vers les hautes énergies de la classe de sites minoritaire est le témoignage d'un plus grand caractère ionique et nous amène donc à penser que le rôle de l'aluminium est encore plus important pour celui-ci.

4.2.3 Résultats sur fibre optique

Afin de vérifier si nous voyons toujours les deux sites observés sur la préforme sur la fibre optique en elle-même, nous avons effectué l'expérience de RFLN longitudinale sur la fibre optique correspondante.

Cependant nous n'avons pas réussi à être sûrs que nous accédions à une mesure réelle de la distribution de sites. C'est pourquoi nous présentons les résultats obtenus sur fibre optique pour des longueurs de 3m et de 50 cm qui correspondent à la préforme de faible concentration, puis nous les comparons à la préforme.

4.2.3.1 Mesures sur fibre de 3m de longueur

La Figure 4-6 présente notre résultat de distribution de site par RFLN sur une fibre de 3 m de longueur à 4,2 K pour une puissance d'excitation de 250 μ W.

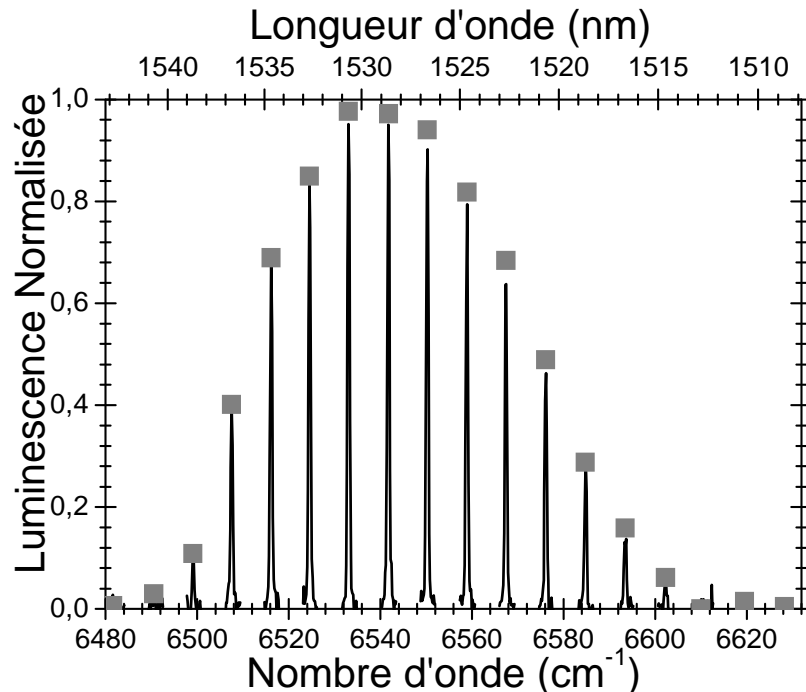


Figure 4-6 : Distribution de sites pour une fibre classique de 3m de longueur avec une puissance d'excitation de 250 μ W à 4,2K.

La première remarque est que cette distribution ne correspond pas à celle mesurée sur la préforme correspondante (Cf. Figure 4-4). Nous devons donc comprendre pourquoi.

Trois causes peuvent être liées à ce résultat :

- L'intensité d'excitation est trop élevée et induit un biais sur la mesure
- Des effets de propagation induisent un biais sur la mesure
- Pendant le fibrage, la distribution de sites de l'erbium a été modifiée.

Nous allons donc tester les différentes hypothèses.

4.2.3.2 Problème de puissance

Afin de vérifier s'il s'agissait d'un effet de puissance, nous avons diminué la puissance d'excitation jusqu'à notre minimum de détection (10 μ W d'excitation à l'intérieur de la fibre) et nous avons comparé cette mesure à celle à forte excitation (250 μ W).

Les résultats à 4,2K sont présentés sur la Figure 4-7.

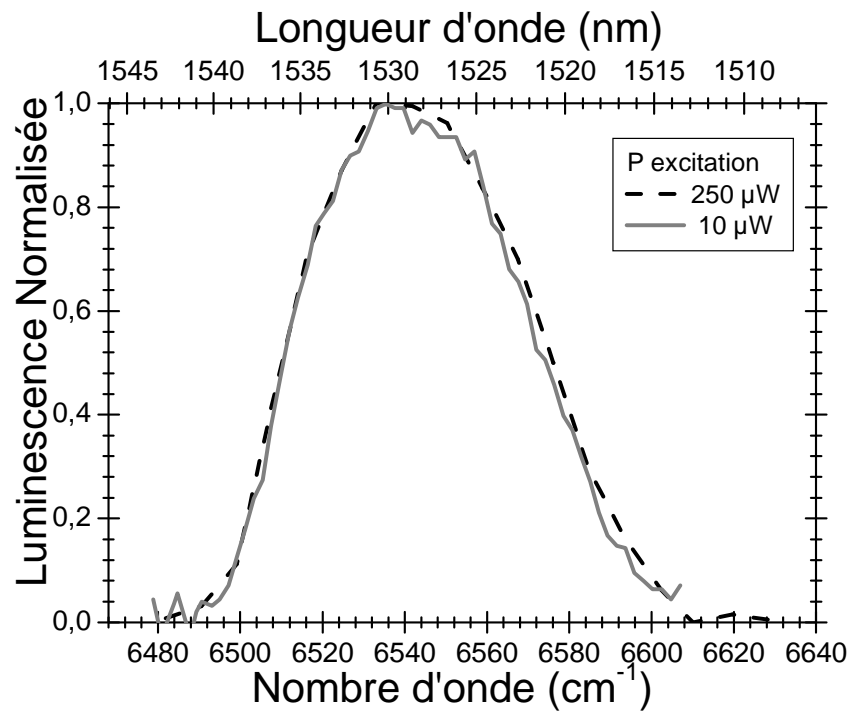


Figure 4-7 : Effet de la puissance sur la mesure de la distribution de site sur fibre (1,5K).

La similitude entre les deux mesures ne fait aucun doute. Nous pouvons donc conclure qu'il n'y a pas d'effet de puissance sur cette mesure, et que donc ce résultat est, soit lié à un effet de propagation, soit à un effet de changement du matériau pendant le fibrage.

4.2.3.3 Problème de la propagation

Afin de vérifier s'il pouvait s'agir d'un biais introduit par la propagation dans la fibre dopée erbium, nous avons décidé de faire la mesure sur une fibre optique la plus courte possible (50cm) pour la comparer avec la précédente mesure. Tout d'abord, comme dans le cas de la fibre de 3m nous n'avons pas observé d'effet de puissance.

La Figure 4-8 présente la comparaison de distribution de sites pour la préforme pour la fibre de 3m et pour la fibre de 50 cm à 4.2K et sur préforme à 1.5K.

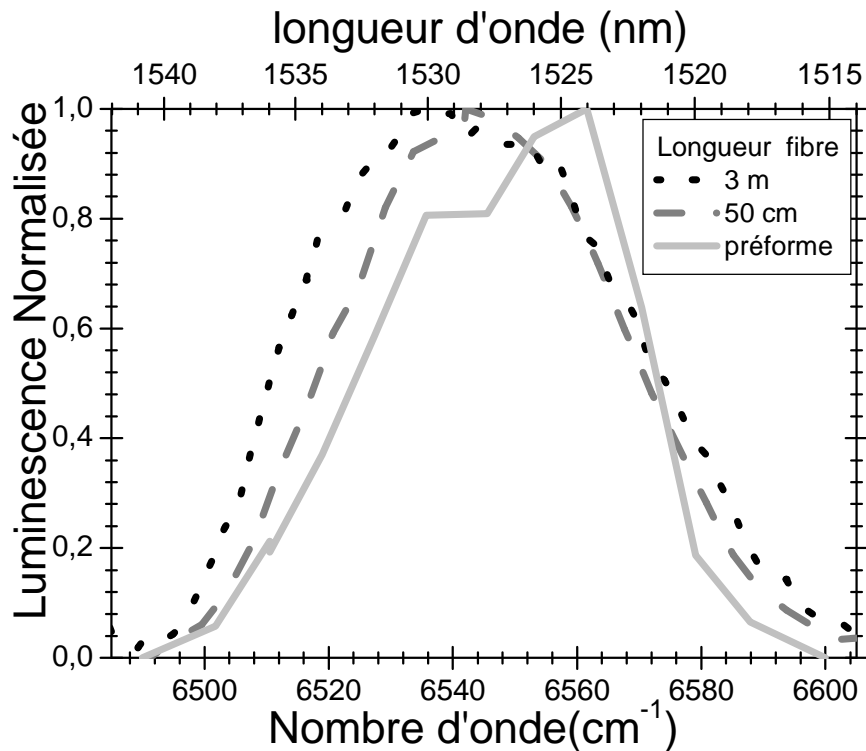


Figure 4-8 : effet de la propagation sur la mesure de distribution de sites à 1,5 K sur préforme et 4,2 K sur fibre optique pour deux longueurs

Cette figure nous permet d'identifier l'influence de la propagation sur le profil de la distribution de sites entre les deux longueurs de fibre. En effet, à faible énergie (ou grandes longueurs d'ondes), là où, compte tenu de notre inversion, le gain est le plus fort (ou l'absorption la plus faible), nous voyons que la puissance du signal augmente avec la longueur de la fibre.

Afin de pouvoir mieux quantifier le rôle de la propagation et d'obtenir la distribution de site de l'erbium directement sur fibre optique par RFLN nous avons deux propositions. La première est d'utiliser le modèle du chapitre 3 (*Modèle inhomogène de l'EDFA*). En effet, lorsque la propagation sera incluse dans ce modèle nous devrions voir les effets de déformation liés à la propagation et donc nous pourrions remonter à la forme sans déformation depuis les distributions de sites mesurées sur fibre. L'autre possibilité est d'effectuer de la RFLN en utilisant l'émission émise en rétro propagation vis-à-vis de l'excitation. Ainsi, nous pourrions utiliser une fibre encore plus courte (quelques centimètres voir moins d'un centimètre) et observer la luminescence résonante sur des tailles d'échantillon comparables à celle des échantillons massifs. Enfin l'élargissement observé entre la mesure sur fibre courte et sur préforme peut résulter d'un effet combiné de la température, de la réabsorption favorisée par la propagation.

4.3 Nanostructuration par incorporation

Après avoir présenté les résultats de RFLN sur des échantillons classiques, voila le résultat sur les échantillons nanostructurés par incorporation.

De nouvelles compositions vitreuses compatibles avec le procédé de fibrage MCVD ont été élaborées par la société Draka en incorporant des nanostructures préalablement préparées. L'une des pistes de ces développements est la nanostructuration des fibres amplificatrices.

Nous avons donc étudié un échantillon nanostructuré dont la fabrication est expliquée dans le paragraphe suivant. Nous l'appellerons par la suite échantillon Nano. Nous le comparerons à deux autres échantillons, l'échantillon de composition classique pour une fibre dopée erbium, mais de concentration en erbium importante (*Cf.* Figure 4-3) que nous appellerons échantillon Erbium+; et un échantillon de composition classique, de concentration en erbium identique à celui de l'échantillon erbium+ mais avec moins d'aluminium. Nous l'appellerons l'échantillon Alu-.

4.3.1 Élaboration

La technique d'élaboration utilisée est la même que celle décrite par *Le Sauze et al.* [13]. Les nanoparticules dopées erbium sont fabriquées lors d'une première étape de synthèse [14], puis incorporées dans la préforme et la fibre tout en étant compatible avec le procédé *MCVD*. Ces nanoparticules d'alumine dopées erbium sont amorphes. Les nanoparticules sont introduites dans la préforme via un procédé d'imprégnation classique. Cette méthode évite non seulement un amoncèlement non contrôlé des nanoparticules, ce qui peut être critique pour le gain dans notre amplificateur. Elle permet en outre de composer l'environnement de l'erbium d'une manière plus contrôlée, par exemple en y introduisant des co-dopants.

4.3.2 Résultats des expériences de spectroscopie

Les études que nous avons effectuées sur ces échantillons sont des études de distribution de sites par l'expérience de RFLN. Nous avons déjà présenté celle de l'échantillon erbium + (Figure 4-3), nous présentons donc la distribution de sites de l'échantillon Alu – puis celle de l'échantillon Nano.

La Figure 4-9 présente donc la distribution de site à 1,5 K de l'échantillon Alu-.

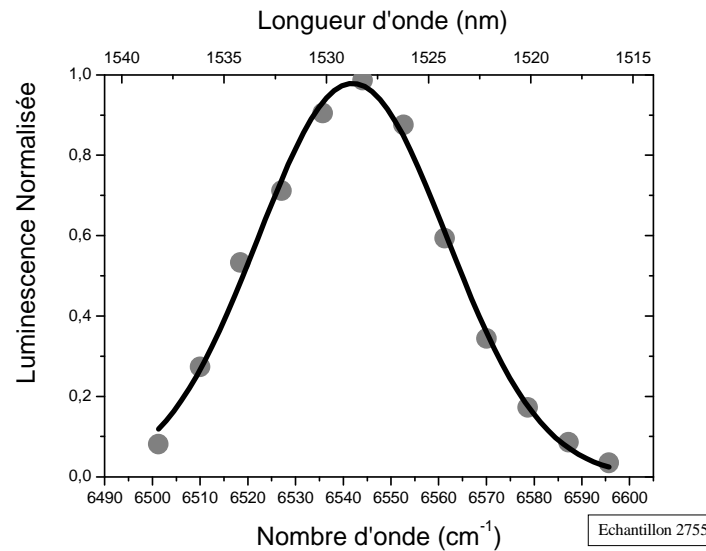


Figure 4-9 : Distribution de sites de la préforme Alu- avec son ajustement gaussien.

Cette distribution est ajustable par une seule gaussienne, il n'y a donc qu'une classe de sites.

La Figure 4-10 présente la distribution de sites à 1,5 K de l'échantillon Nano.

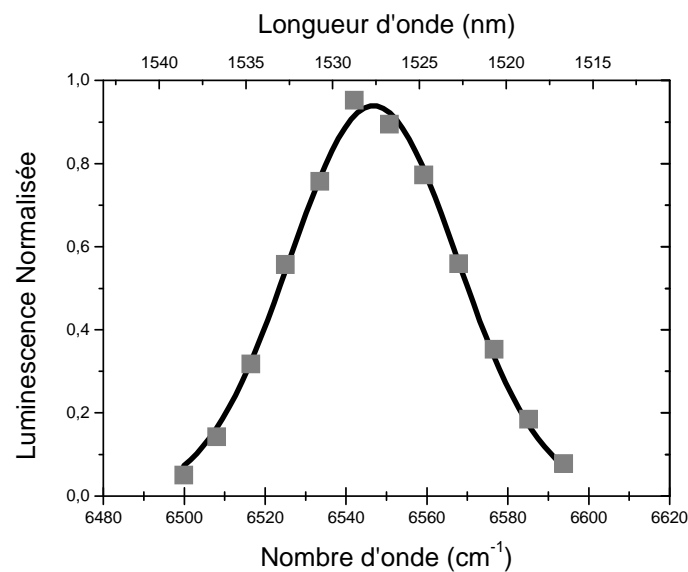


Figure 4-10: Distribution de sites de la préforme Nano à 1,5K avec son ajustement gaussien.

Là encore, une seule gaussienne suffit à l'ajustement, et nous pouvons conclure qu'il n'y a qu'une seule classe de site dans cette préforme.

La Figure 4-11 présente une comparaison de ces distributions de sites à 1,5 K avec la référence erbium+.

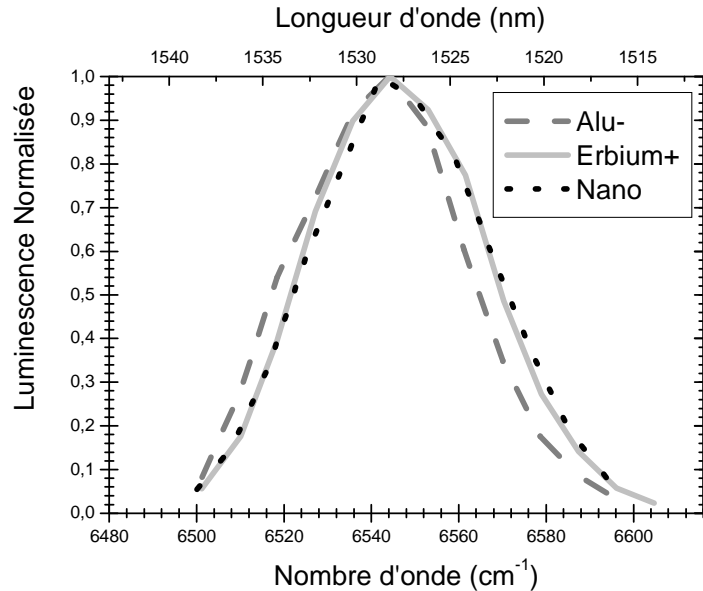


Figure 4-11 : Comparaisons des distributions de sites des préformes Alu- ; Erbium+ et Nano.

Sur la figure 1-11, la similitude entre la distribution de l'échantillon Nano et celle de l'erbium+ est frappante. L'environnement de l'erbium dans l'échantillon nano est donc plus proche de celui de l'échantillon Erbium+ que de l'échantillon Alu-. Pour cette mesure, l'échantillon Nano et Erbium+ sont identiques devant les imprécisions.

4.3.3 Discussion

Cette étude a montré, qu'il est possible d'introduire, dans une préforme de fibre optique, des nanoparticules d'erbium qui conservent, au moins partiellement, son environnement. En effet, la préforme Nano correspond à la préforme Erbium+ et pas à la préforme Alu- dont la concentration globale en aluminium correspond à celle de l'échantillon Nano. Cela veut dire qu'il y a beaucoup d'aluminium autour de l'erbium par rapport à la concentration globale d'aluminium dans la préforme Nano.

Cela ouvre donc de nombreuses perspectives. D'abord, cela permet de dissocier l'aspect environnement de l'erbium de la question du tirage de la fibre. C'est à dire qu'il est imaginable d'introduire des nanoparticules dopées erbium dans une composition chimique potentiellement fibrable, permettant de découpler la question de la propriété de la nanoparticule elle-même et de son intégrité dans le processus de fibrage. Ainsi, une ingénierie de l'environnement de l'erbium peut se faire indépendamment de l'aspect fibre.

Pour élargir encore plus la bande passante de notre amplificateur il est aussi possible d'introduire des nanoparticules dopées erbium de composition différente. Ainsi la distribution de sites et donc la largeur inhomogène de notre matériau sera augmentée. Il est aussi possible d'imaginer agir sur la platitude du gain en jouant sur différents environnements de l'erbium dans les différentes nanoparticules.

De plus, puisque ces nanoparticules permettent de dissocier l'aspect fibrage de l'aspect amplification, il est possible d'imaginer une matrice optimisée pour le fibrage, par exemple moins chère à fabriquer, ou bien de composition différente qui permettrait à la fibre amplificatrice de résister à des environnements hostiles comme par exemple aux rayonnements cosmiques pour d'éventuelles applications dans le domaine spatial.

4.4 Nanostructuration par séparation de phase

Ce paragraphe décrit l'étude qui a été menée sur les échantillons élaborés au Laboratoire de Physique de la Matière Condensée (LPMC) de l'université de Nice Sophia-Antipolis. Nous allons tout d'abord décrire brièvement leur mode de fabrication, puis présenter les résultats des expériences que nous avons effectuées sur ces échantillons, enfin nous donnerons nos interprétations.

4.4.1 Élaboration

Les préformes sont élaborés par MCVD (Cf. annexe 6.1.1), la nano structuration est dite nano structuration par séparation de phase [15, 16]. Dans tous les cas les échantillons sont essentiellement formés d'oxyde de silicium avec l'ajout de quelques pourcents d'autres oxydes.

En effet, lorsqu'un mélange de SiO₂ et de CaO (ou un autre oxyde d'alcalinoterreux) est soumis à une perturbation appropriée, en l'occurrence un traitement thermique, le verre séparé en deux phases, une riche en silice et une pauvre en silice. La phase pauvre en silice représente une petite partie du volume total du cœur, la formation de nano particules pauvre en silice dans une matrice riche en silice est donc attendue. On forme ainsi un verre fortement composite, c'est ainsi que nous obtenons des nano structures dans nos préformes.

Puisque les ions erbium sont très peu miscibles dans la silice, ils s'intégreront préférentiellement dans la phase pauvre en silice, c'est-à-dire dans les nanoparticules. Il est important de noter que ces nanostructures seront *a priori* de structure amorphe, ce qui est important à saisir pour la suite de cette présentation.

Les échantillons étudiés sont présentés dans le tableau suivant.

Nom	Conditions de dépôts MCVD			O cc/min	Composition des solutions dopantes			T° dépôt (non calibrée)	
	Si	Ge	P		Ca	Er	Al		Solvant
	mg/min				mole/L				
SiGe-Ca	250	70	0	750	0,1	0,01	0	Éthanol	1240
SiGe-PCa	250	70	10	750	0,1	0,01	0	Éthanol	1205
SiGe-PAI	250	70	10	750	0	0,01	1	Eau	1200
SiGe-P(1)	250	70	10	750	0	0,01	0	Éthanol + Eau	1200
SiGe-P(2)	70	17,5	2	500	0	0,01	0	Méthanol	?

Tableau 4-3 : Description des échantillons pour l'étude des nanostructures

Tous les échantillons contiennent environ le même dopage en erbium mesuré à environ 500 ppm en masse. Les échantillons qui ont subi une nanostructuration par séparation de phase sont les échantillons SiGe-Ca et SiGe-PCa. En effet, l'oxyde de calcium engendre

cette séparation de phase par le caractère ionique de la liaison du calcium avec l'oxygène. L'échantillon SiGe-PAI a une composition qui ressemble au standard télécom (équivalent à l'échantillon Erbium+ du paragraphe précédent), c'est le seul à contenir de l'aluminium. Les échantillons SiGe-P(1) et SiGe-P(2) sont des échantillons qui ne contiennent pas de calcium et qui n'ont donc pas subi la nanostructuration par séparation de phase, cependant leur composition globale reste comparable aux échantillons SiGe-Ca et SiGe-PCa. Il faut noter que la préforme SiGe-P(2) étant globalement plus petite en masse, il faut comparer les rapports en débit de Ge P et Er sur Si avec ceux des autres préforme.

4.4.2 Résultats des expériences de spectroscopie

Pour analyser ces échantillons, plusieurs expériences de spectroscopie ont été effectuées au laboratoire. Ce document présente tout d'abord les résultats d'émission et d'excitation à température ambiante, puis à basse température, enfin les résultats des expériences de RFLN à 1,5K et des mesures de durée de vie à cette température.

4.4.2.1 Résultats des expériences à température ambiante

La Figure 4-12 présente les résultats d'émission à température ambiante pour une excitation à 980 nm des échantillons SiGe-Ca, SiGe-PCa, SiGe-P(1) et SiGe-P(2).

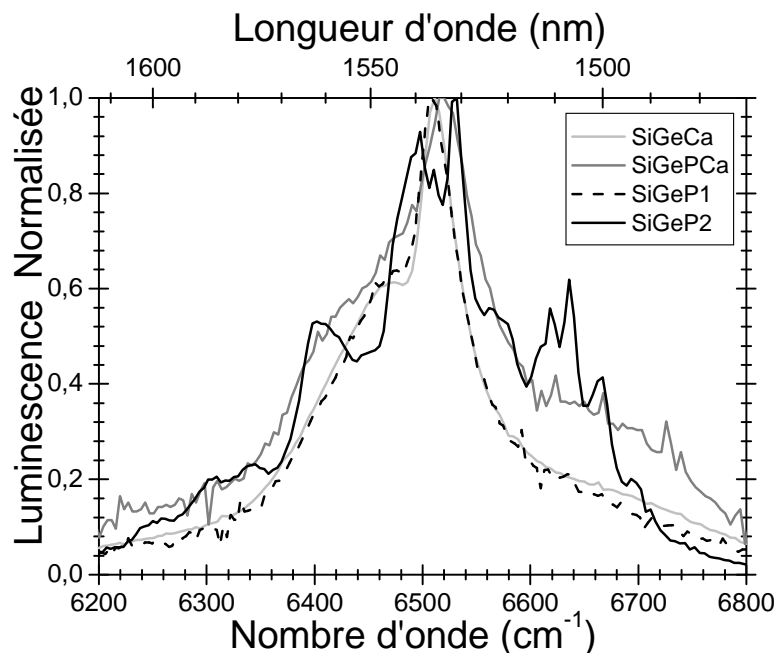


Figure 4-12: émissions à température ambiante pour une excitation à 980 nm normalisé sur leur maximum

Les courbes pour les échantillons SiGe-P(1) et SiGe-Ca sont quasiment superposées. Celles pour l'échantillon SiGe-PCa et l'échantillon SiGe-P(2) sont plus larges et un peu plus énergétiques (le maximum est décalé de 10cm^{-1}). La courbe d'émission de l'échantillon SiGe-P(2) présente des structures à 6667, 6635, 6618, 6533, 6501, 6397 cm^{-1} et un groupe de trois

structures à 6339, 6302 et 6254 cm^{-1} . Cette structuration est caractéristique d'un matériau cristallisé. Il faut aussi noter que la courbe d'émission pour l'échantillon SiGe-PCa est plus large que pour tous les échantillons qui ne présentent pas de cristallinité.

Afin d'approfondir notre analyse, la Figure 4-13 présente les spectres d'excitation des échantillons SiGe-PCa, SiGe-Ca, SiGe-P(1) et SiGe-P(2).

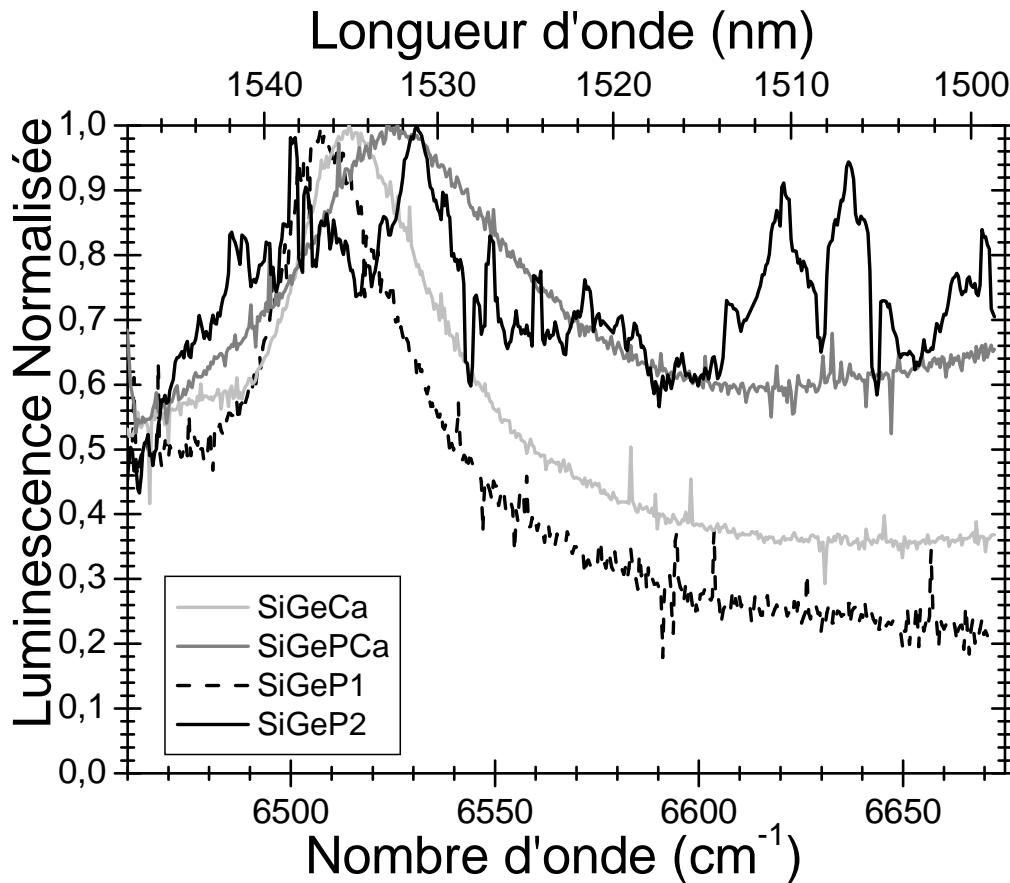


Figure 4-13 : Spectres d'excitation normalisés à température ambiante, l'émission analysée est centrée à 1560 nm

Comme pour l'émission, la courbe d'excitation pour l'échantillon SiGe-PCa diffère beaucoup de celles des échantillons SiGe-Ca et SiGe-P(1). Cependant, contrairement à l'émission, cette expérience donne un résultat différent pour l'échantillon SiGe-Ca et SiGe-P(1), le premier présente un spectre plus large et à moins haute énergie que le second. La courbe pour l'échantillon SiGe-P(2) présente aussi des structures à 6667, 6637, 6620, 6531, 6501 et 6487 cm^{-1} . Il est remarquable que toutes ces structures correspondent à celles trouvées en émission sauf celle à 6487 cm^{-1} . Cette concordance s'explique parce qu'à température ambiante, compte tenu de la distribution des populations sur les sous niveaux Stark, les transitions ${}^4I_{13/2}(n) \rightarrow {}^4I_{15/2}(m)$ (émission) et ${}^4I_{13/2}(n) \leftarrow {}^4I_{15/2}(m)$ (absorption) sont en grande partie les mêmes.

4.4.2.2 Résultats des expériences à basse température.

Afin d'affiner les résultats, des expériences à 1,5K ont été effectuées. La Figure 4-14 présente les spectres d'émission globale des échantillons SiGe-Ca, SiGe-PCa SiGe-P(1) et SiGe-P(2).

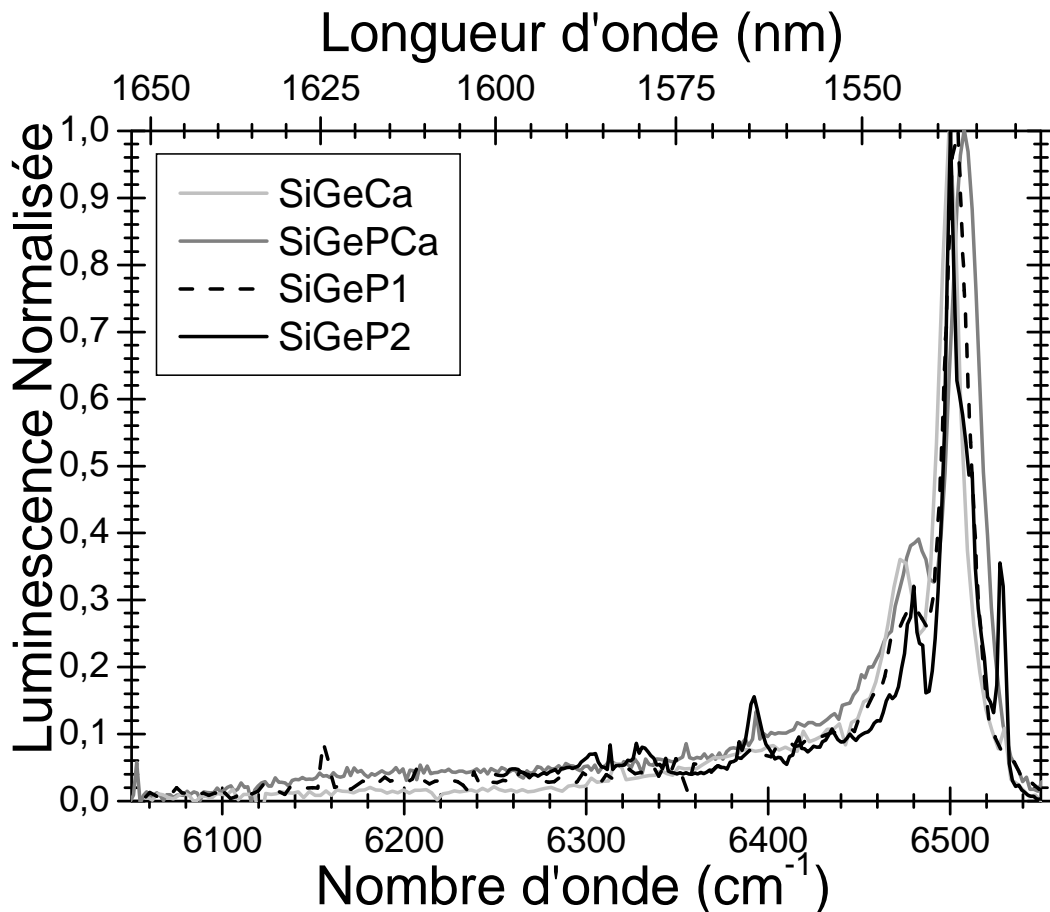


Figure 4-14 : Spectres d'émission normalisés à 1,5K pour une excitation à 1519 nm

En vue globale, nous n'observons pas de différence entre les échantillons SiGe-Ca, SiGe-PCa et SiGe-P(1). Par contre, l'échantillon SiGe-P(2) présente à nouveau des structures à 6529, 6501, 6480, 6393, 6328, et 6303 cm^{-1} . Seules celles à 6529, 6501, 6393 et 6303 cm^{-1} correspondent à des structures observées à température ambiante. En effet, à basse température d'une part les niveaux Stark sont tous dépeuplés sauf celui de plus basse énergie et donc certaines transitions ne sont plus visibles (en particulier à haute énergie) ; d'autre part, les structures s'affinent et donc deviennent davantage détectable ce qui explique l'apparition de nouveaux pics.

Pour mieux différencier les échantillons SiGe-Ca, SiGe-PCa et SiGe-P(1), la Figure 4-15 présente un agrandissement des spectres d'émission sur le pic principal, entre 6400 et 6550 cm^{-1} .

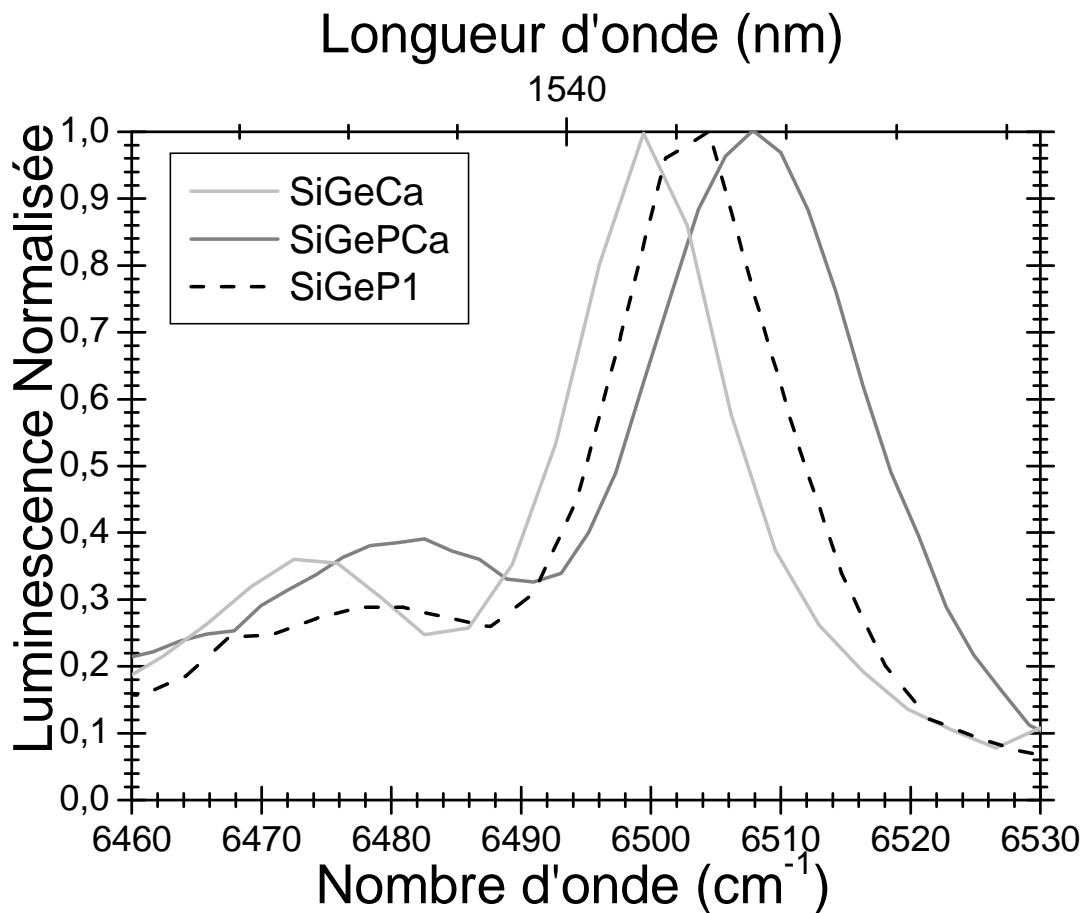


Figure 4-15 : Spectres d'émission normalisés à 1,5K pour une excitation à 1519 nm, agrandissement du pic principal

Cet agrandissement nous montre que le spectre de l'erbium dans la composition SiGe-PCa est plus large, en particulier, le pic centré autour de 6480 cm^{-1} et que son pic principal est situé à plus haute énergie que celui dans les compositions SiGe-Ca et SiGe-P(1). Le pic secondaire dans la préforme SiGe-P(1) est moins prononcé que dans les deux autres préformes.

La Figure 4-16 présente le spectre d'excitation à 1,5K pour les échantillons SiGe-Ca, SiGe-PCa, SiGe-P(1) et SiGe-P(2).

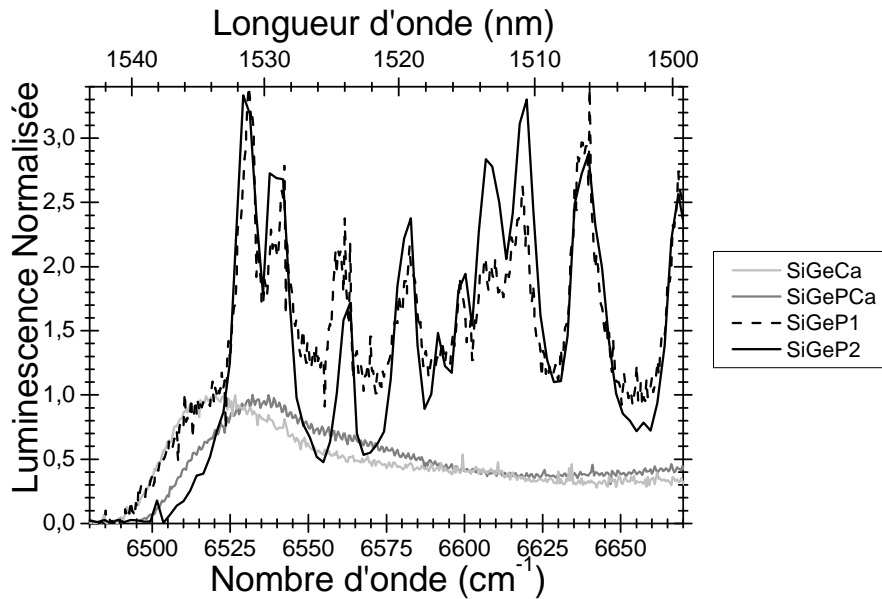


Figure 4-16 : Spectres d'excitation à 1,5K, l'émission analysée est centrée à 1560 nm normalisée à 6520 cm⁻¹.

Sur cette figure les spectres se dissocient en deux groupes, les courbes des échantillons SiGe-PCa et SiGe-Ca qui ne présentent pas de structures et les courbes des échantillons SiGe-P(1) et SiGe-P(2) qui en présentent.

Pour le premier groupe les spectres sont similaires à ceux observés habituellement pour des échantillons de verre silicatés dopée erbium à cette température dans cette expérience. Pour le second groupe, les structures sont les mêmes pour les deux échantillons et sont centrées à 6530, 6540, 6562, 6582, 6600, 6608, 6619, 6638 et 6668 cm⁻¹. Il y a donc 9 structures dans les échantillons contre 8 sous niveaux Stark si la dégénérescence est levée totalement. Cela veut donc dire que nous observons au moins deux sites cristallins pour l'erbium. D'autre part, le pic de plus basse énergie, à 6530 cm⁻¹, correspond à celui, de plus haute énergie, observée en émission à basse température. Il s'agit donc de la transition $^4I_{13/2}(1) \leftrightarrow ^4I_{15/2}(1)$ pour les ions d'un des deux sites cristallins. De plus, il est remarquable que les structures à 6668, 6638, 6619 et 6530 cm⁻¹ correspondent à celles observées en excitation à température ambiante sur l'échantillon SiGe-P(2). Les raisons d'apparition et de disparition de structures sont les mêmes que celles données pour l'émission.

Notons que même si le spectre de l'échantillon SiGe-P(1) contient les structures observées sur le spectre de l'échantillon SiGe-P(2), il contient aussi un fond continu qui ressemble, au moins à basse énergie (entre 6490 cm⁻¹ et 6520 cm⁻¹), au spectre de l'échantillon SiGe-Ca. D'autre part, nous n'avons vu aucune trace de cristallinité sur les autres mesures effectuées sur l'échantillon SiGe-P(1). Nous pensons donc que l'erbium dans l'échantillon SiGe-P(1) est présent dans différentes phases : au moins deux phases cristallines, et au moins une phase vitreuse. La phase vitreuse est comparable à celle observée dans les échantillons SiGe-Ca et SiGe-PCa.

Des pics témoins de cristallinité sont donc observés sur tous les spectres pour l'échantillon SiGe-P(2), sur le spectre d'excitation à basse température pour l'échantillon SiGe-P(1) et pour aucun des autres spectres.

4.4.2.3 Résultats des expériences de RFLN

Afin d'avoir davantage d'informations sur l'environnement local des ions erbium, des expériences de RFLN ont été effectuées dans le but d'accéder à la distribution de sites de l'erbium dans les échantillons. Les résultats sont d'abord présentés par échantillon puis nous effectuerons une comparaison. Pour cette étude, les points représentant l'énergie des pics de RFLN sont déterminés grâce à un ajustement de la réponse du monochromateur duquel l'énergie du pic est extraite.

4.4.2.3.1 L'échantillon SiGe-P(1)

La Figure 4-17 présente la distribution de sites de l'échantillon SiGe-P(1) obtenu par RFLN à 1,5K.

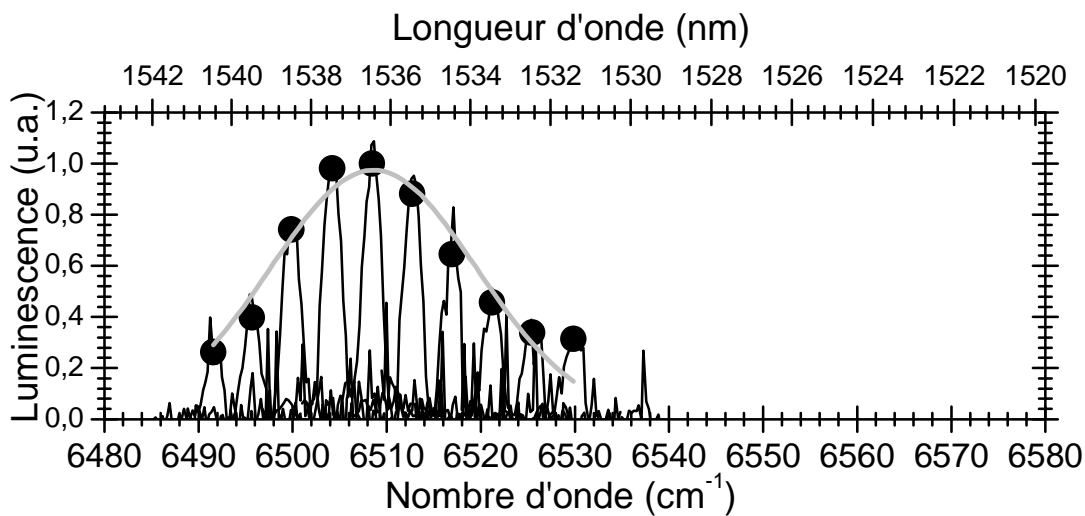


Figure 4-17 : Distribution de sites par RFLN à 1,5K pour l'échantillon SiGe-P(1), les points représentent l'énergie de chaque pic de RFLN et le trait gris un ajustement gaussien de la distribution de sites.

La distribution de sites de l'échantillon SiGe-P(1) est habituelle, elle s'ajuste avec une gaussienne centrée en 6509 cm^{-1} de largeur à $\frac{1}{e}$ 22 cm^{-1} . Il est important de noter que cette distribution va de 6490 cm^{-1} jusqu'à 6530 cm^{-1} , cela correspond, à la partie basse énergie « vitreuse » du spectre d'excitation de cet échantillon (Cf. Figure 4-16 : Spectres d'excitation à 1,5K, l'émission analysée est centrée à 1560 nm normalisée à 6520 cm^{-1}).

Il faut aussi noter que le point à 6530 cm^{-1} est un peu au dessus de la courbe gaussienne d'ajustement. Cela peut s'expliquer par une contribution à la RFLN des ions erbium dans la phase cristalline dont la transition ${}^4I_{13/2}(1) \leftrightarrow {}^4I_{15/2}(1)$ est justement à 6530 cm^{-1} . (Cf. SiGe-P(1) Figure 4-16 : Spectres d'excitation à 1,5K, l'émission analysée est centrée à 1560 nm normalisée à 6520 cm^{-1}).

4.4.2.3.2 L'échantillon SiGe-PAI

La Figure 4-18 présente la distribution de sites de l'échantillon SiGe-PAI mesurée en RFLN à 1,5K.

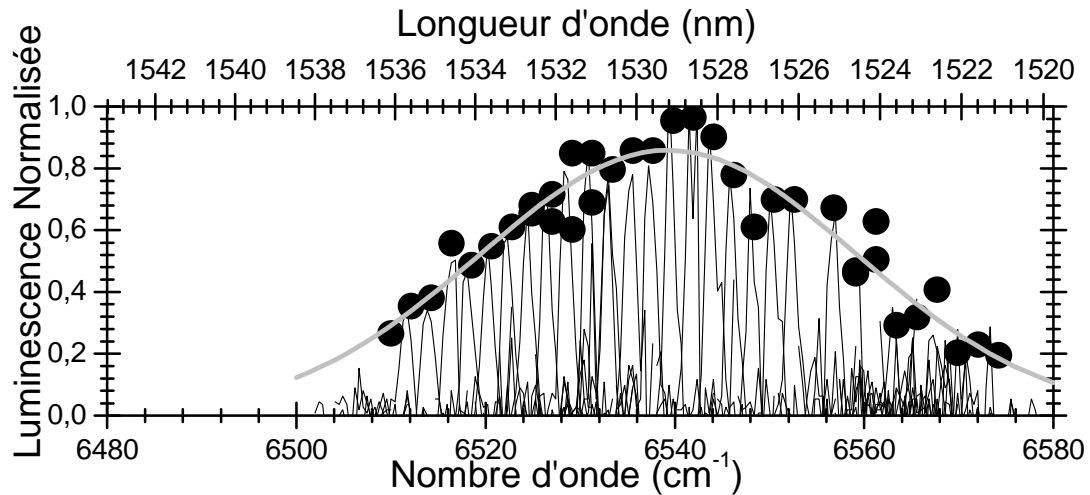


Figure 4-18 : Distribution de sites par RFLN à 1,5K pour l'échantillon SiGe-PAI, les points représentent l'énergie de chaque pic de RFLN et le trait gris un ajustement gaussien de la distribution de sites.

La distribution de sites de l'échantillon SiGe-PAI est caractéristique de celle d'un échantillon contenant de l'aluminium [12, 7] : large et décalée vers les hautes énergies. En effet, son ajustement gaussien donne un centre à 6539 cm^{-1} et une largeur à $\frac{1}{e}$ de 40 cm^{-1} ce qui est plus large et à plus haute énergie que pour l'échantillon SiGe-P(1). Il faut noter que l'ajustement de la distribution de site de l'échantillon SiGe-PAI ressemble à celui utilisé pour l'échantillon fortement concentré en Erbium du paragraphe 4.2.1.3. Les compositions des échantillons étant similaires, ce résultat était attendu.

4.4.2.3.3 L'échantillon SiGe-PCa

La Figure 4-19 présente la distribution de sites mesurée en RFLN à 1,5K pour l'échantillon SiGe-PCa, la courbe en noir est le pic de RFLN pour une excitation de 1534 nm.

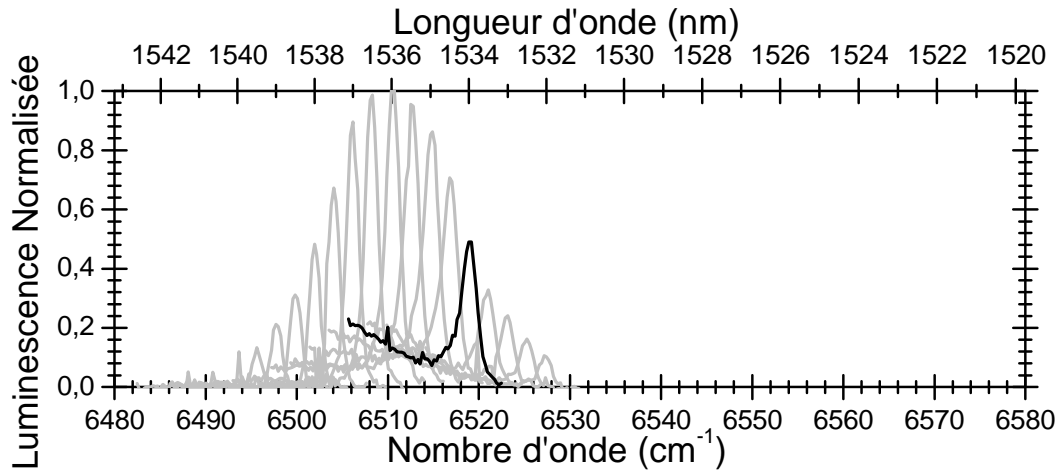


Figure 4-19 : Distribution de sites de l'échantillon SiGe-PCa par RFLN à 1,5°K. La courbe noire est le pic de RFLN pour une excitation à 1534 nm.

En premier, cette distribution de site apparaît comme relativement comparable à celle observée sur l'échantillon SiGe-P(1), elle est symétrique de largeur et de centre de même ordre de grandeur. La seconde remarque sur cette distribution est la forme particulière des pics de RFLN. En effet, si le pic de RFLN pour une excitation à 1534 nm (en noir) est regardé précisément, une bosse apparaît en dessous du pic à basse énergie de celui-ci. Ce fond s'observe pour tous les pics sauf pour ceux d'excitation à basse énergie ($\lambda > 1537,5\text{nm}$) ; il a déjà été étudié sur des échantillons dopée néodyme [17] et interprété comme preuve d'un transfert d'énergie depuis l'ion résonnant excité (pic principal) vers un Donneur (fond basse énergie).

Ce fond contient donc une partie de l'énergie absorbée par les sites résonnants. Une extraction classique de l'énergie du pic par ajustement de la réponse du monochromateur n'est donc plus pertinente. Puisque nous n'avons pas accès à l'énergie de chaque pic, nous ne pouvons pas ajuster la distribution de sites. Cependant nous pouvons toujours dire que la distribution de site de l'échantillon SiGe-PCa est centrée à environ 6510 cm^{-1} et de largeur à $\frac{1}{e}$ de 20 cm^{-1} . Ces caractéristiques sont très semblables à celles observées pour l'échantillon SiGe-P(1).

4.4.2.3.4 L'échantillon SiGe-Ca

La Figure 4-20 présente la distribution de site de l'échantillon SiGe-Ca par RFLN à 1,5K, la courbe en noir est le pic de RFLN pour l'excitation de 1536,5 nm.

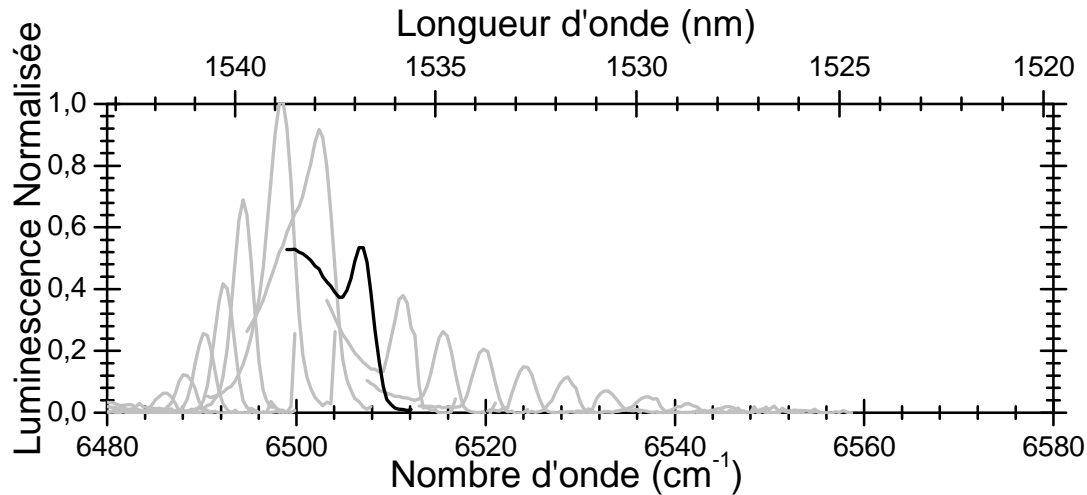


Figure 4-20 : Distribution de sites de l'échantillon SiGe-Ca par RFLN à 1,5°K. La courbe noire est le pic de RFLN pour une excitation à 1536,5 nm.

Tout d'abord, il est remarquable que ce graphique présente une grande asymétrie. Comme pour l'échantillon SiGe-PCa un fond à basse énergie est observé. Ce fond n'est plus visible pour les basses énergies (λ excitation > 1538 nm), il est remarquable qu'aux environs de 1539 nm, il devient un épaulement du pic de RFLN. Là encore l'énergie du pic de RFLN n'est donc pas extractible via la méthode usuelle de l'ajustement de la réponse du monochromateur. Cette distribution a pour maximum environ 6500 cm^{-1} et pour largeur à $1/e$ environ 25 cm^{-1} . Elle est donc plus large que celle pour les échantillons SiGe-PCa et SiGe-P(1).

4.4.3 Transfert d'énergie entre deux classes de sites

Puisque des indices de transfert d'énergie ont été observés dans le paragraphe précédent, des analyses plus poussées ont été menées sur les échantillons SiGe-PCa et SiGe-Ca. En effet, nous avons observé la luminescence résonnante sur une plage plus grande que seulement le pic de RFLN.

Pour l'échantillon SiGe-PCa la Figure 4-21 présente les émissions résonnantes à 1,5 K pour deux excitations une à environ 1534 nm et l'autre à environ 1537 nm.

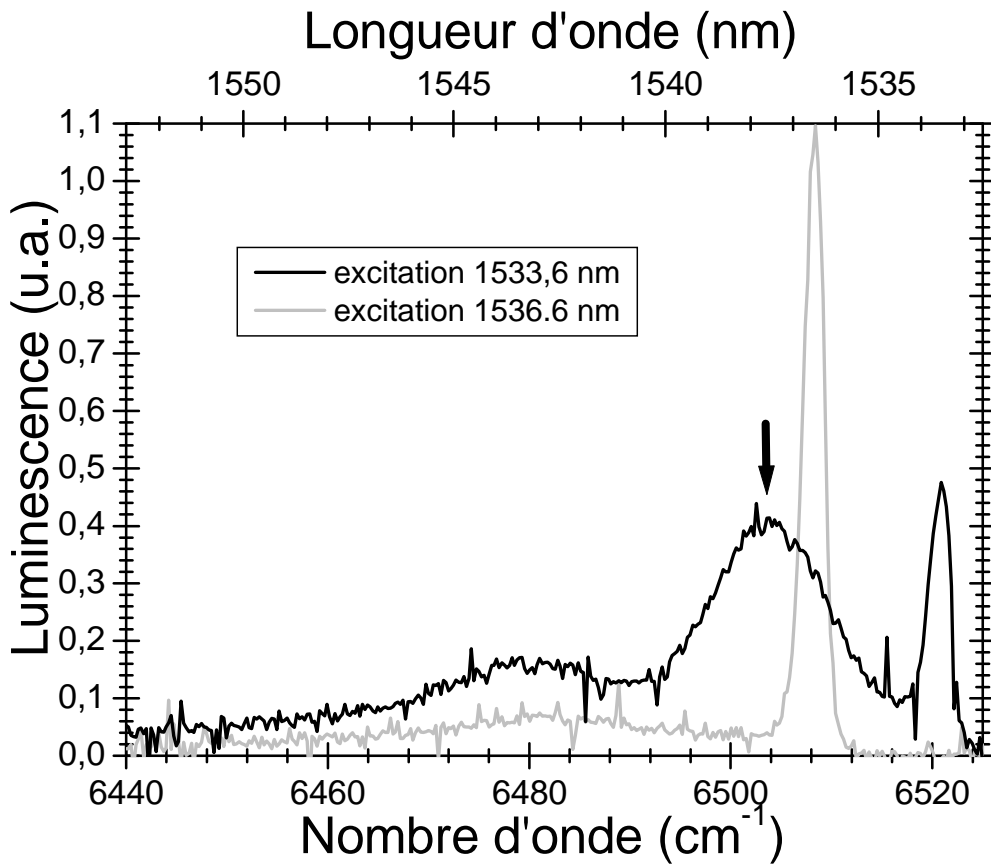


Figure 4-21 Spectres d'émission résonnante à 1,5K de l'échantillon SiGe-PCa pour deux longueurs d'onde d'excitation, 1533,6 et 1536,6 nm.

Nous avons choisi ces deux longueurs d'onde car à 1533,6 nous observons nettement le fond à basse énergie alors que nous ne l'observons presque plus à 1536,6 nm. Sur cette figure, s'identifient tout d'abord les deux pics résonnants à 6520 et 6510 cm⁻¹, puis le fond basse énergie du paragraphe précédent s'identifie en tant qu'un épaulement centré autour de 6504 cm⁻¹ et de largeur à $1/e$ 12 cm⁻¹ (paramètres issus d'un ajustement gaussien). Cet épaulement n'apparaît pas dans le cas de l'excitation à 1533,6 nm. La bosse centrée autour de 6480 cm⁻¹ est présente aux deux excitations, elle est de même forme (centre et largeur) à la précision près de notre mesure, nous interprétons cette bosse comme une partie de l'émission correspondant aux émissions des transitions Stark supérieures.

La Figure 4-22 présente des mesures comparables effectuées sur l'échantillon SiGe-Ca de l'émission résonante à 1,5 K pour deux excitations à 1539,6 nm et à 1534,6 nm.

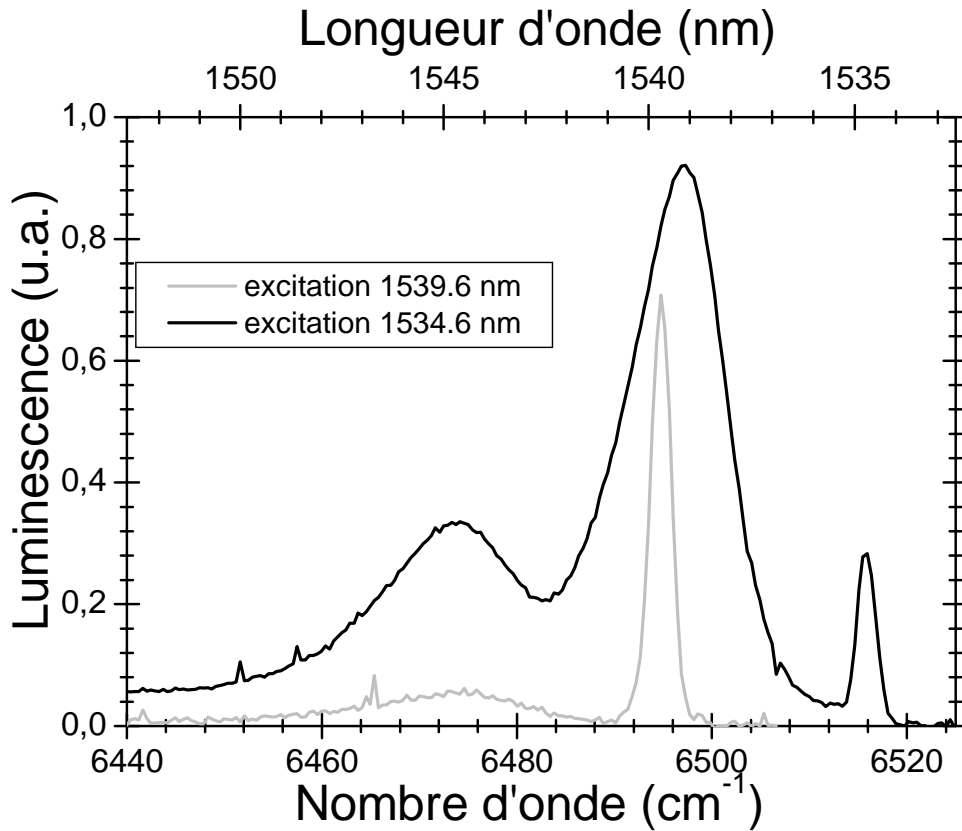


Figure 4-22 : Fluorescence résonnante de l'échantillon SiGe-Ca pour deux longueurs d'onde d'excitation : 1534,6 et 1539,6 nm.

Nous avons choisi ces deux longueurs d'onde d'excitation pour les mêmes raisons que pour l'échantillon SiGe-PCa, afin d'avoir une excitation avec le fond basse énergie et une sans le fond basse énergie. Les deux pics d'émission résonante se distinguent à 6516 cm^{-1} et 6496 cm^{-1} . Comme pour l'échantillon SiGe-PCa, l'excitation haute énergie donne une bosse qui n'apparaît pas avec l'excitation basse énergie. Cette bosse est centrée en 6497 cm^{-1} et de largeur à $\frac{1}{e}$ de 9 cm^{-1} (paramètres issus d'un ajustement gaussien). La bosse centrée vers 6475 cm^{-1} est présente pour les deux excitations et de même forme (largeur et centre).

Puisque le signal était suffisant sur l'échantillon SiGe-Ca, des mesures identiques mais pour davantage de longueurs d'onde ont été effectuées afin de voir l'évolution des structures avec l'excitation.

La Figure 4-23 présente la luminescence résonnante à 1,5K pour des excitations allant de 1535 à 1540 nm (l'excitation est indiquée par les flèches).

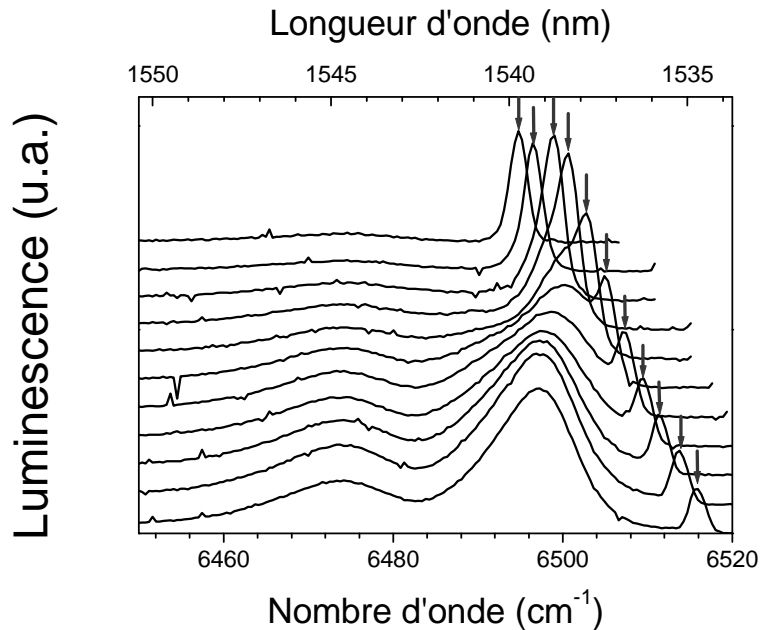


Figure 4-23 Luminescence résonnante à 1,5K pour des excitations allant de 1535 nm à 1540 nm par pas de 0,5 nm (les flèches indiquent les longueurs d'onde d'excitation)

Sur ces courbes se distinguent les pics résonnants avec l'excitation (flèches) et deux épaulements. Lorsque les courbes sont normalisées sur la bosse centrée autour de 6470 cm^{-1} , quelle que soit l'excitation cette bosse a la même forme (largeur et centre). En revanche la bosse centrée autour de 6495 cm^{-1} (1539 nm) change avec l'excitation. Lorsque l'excitation est à basse énergie (en dessous de 6500 cm^{-1}), cette émission large à basse énergie n'apparaît pas. Lorsque l'excitation est à énergie moyenne (entre 6500 et 6510 cm^{-1}) cette bosse apparaît comme un épaulement du pic résonnant. A plus haute énergie elle apparaît et montre une allure gaussienne. Ce comportement est typique d'un processus de transfert d'énergie dans un profil spectral inhomogène [17].

4.4.4 Mesures de durée de vie

Afin de confirmer et d'analyser l'intervention d'un éventuel transfert d'énergie, l'émission large à basse énergie centrée autour de 6495 cm^{-1} et les temps de déclin de celle-ci ont été analysés. Le monochromateur a été placé à la longueur d'onde correspondante (1539 nm) puis l'échantillon a été excité d'une part par un laser à 1536 nm et d'autre part par un laser à 980 nm . Dans tous les cas l'excitation s'effectue au début de l'échantillon, en revanche la lumière émise est collectée perpendiculairement à la direction d'excitation soit en début d'échantillon soit en bout d'échantillon, environ 4 mm après le point d'excitation, en prenant soin d'occulter l'émission provenant du début de l'échantillon.

La Figure 4-24 présente les déclin à 1,5K après une impulsion d'excitation de durée 1 ms. La résolution temporelle est de l'ordre d'une centaine de μ s.

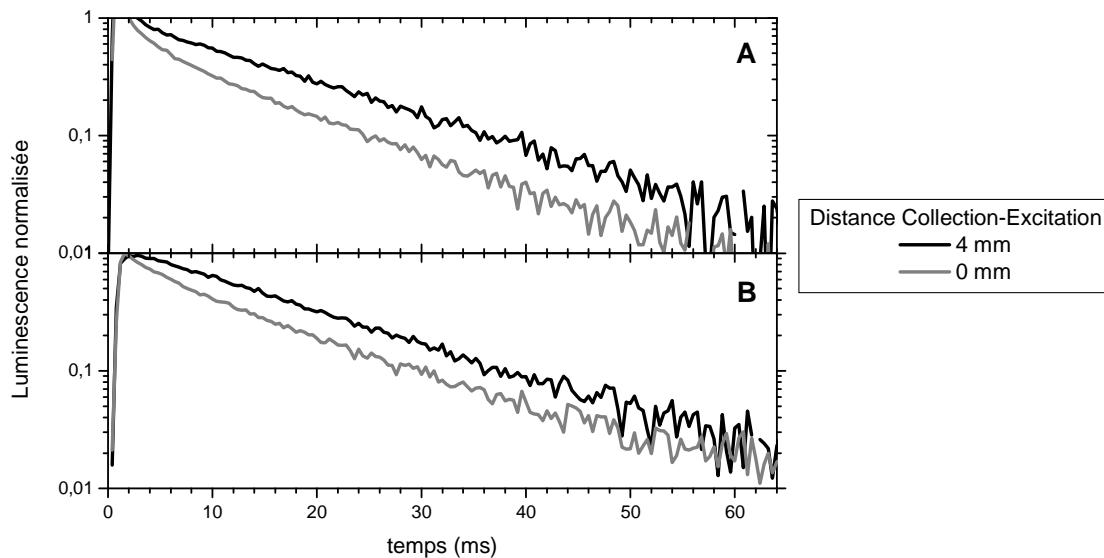


Figure 4-24 : Déclin de fluorescence à 1540 nm pour une excitation à 1536 en A et 980 nm en B. L'excitation est effectuée en début d'échantillon, la collection soit au niveau de l'excitation soit en fin d'échantillon à 4 mm. La température est de 1,5K, la durée d'impulsion d'excitation est 1ms.

Tout d'abord, pour une excitation à 1536 nm notre système n'avait pas un taux d'extinction suffisamment bon et malgré la différence en longueur d'onde entre l'excitation et l'observation, l'impulsion laser excitatrice est observable dans la première milliseconde. Ensuite, que l'excitation soit à 1536 nm ou à 980 nm il existe une différence entre le déclin proche de l'excitation et celui provenant loin de l'excitation. En effet, lorsque le déclin est observé loin de l'excitation le déclin s'allonge. Aucune mesure fiable de la durée de vie de cette structure n'a donc pu être effectuée. Cependant le fait que le déclin soit modifié lorsque la géométrie du système change est une preuve de la présence du phénomène de réabsorption dans notre échantillon.

4.4.5 Interprétations

Puisque les résultats des expériences sur la série d'échantillons provenant du LPMC de Nice sont complexes, cette partie est dédiée à leur interprétation. Tout d'abord l'analyse des structures des spectres des échantillons contenant du phosphore (SiGe-P(1) et SiGe-P(2)) sera effectuée, puis l'interprétation des résultats des mesures sur les échantillons nanostructurés sera présentée.

4.4.5.1 Structures dans les préformes dopées phosphore

Bien que les effets du phosphore dans les matériaux de silice dopée erbium soient connus depuis longtemps [18, 19], des structures témoignant d'une cristallinité n'y avait jamais été observées. Nous les voyons pourtant pour deux de nos échantillons qui ne sont pas nanostructurés (4.4.2.2). Ces structures spectrales ne s'observent que sur le spectre

d'excitation à 1,5K pour l'échantillon SiGe-P(1), alors qu'elles se retrouvent dans tous les spectres (excitation et émission à 1,5K et température ambiante) pour l'échantillon SiGe-P(2). Une grande partie de ces structures sont situées aux mêmes longueurs d'onde, que ce soit dans l'échantillon SiGe-P(1) ou SiGe-P(2). Cela nous permet donc d'affirmer qu'elles sont les témoins de structures cristallines identiques dans les deux échantillons. Comme dans les spectres d'excitation à basse température, elles sont plus nombreuses que le nombre maximum de sous niveaux Stark pour une phase, elles témoignent de la présence, dans les deux échantillons d'au moins deux phases cristallines différentes. Le paragraphe suivant s'applique à identifier ces phases.

Dans des mesures d'EXAFS [15] faites sur l'échantillon SiGe-P(1), une structure cristalline proche de celle d'ErPO₄ a été identifiée. Nous avons donc recherché dans la littérature des données qui nous permettraient de faire le lien entre les spectres d'échantillon de ErPO₄ [20] et ceux qui ont été observés dans notre étude. Différentes publications théoriques ou expérimentales ont donné ces résultats, nous en avons retenu trois [21, 22, 23]. Le Tableau 4-4 présente une comparaison de ces résultats avec ceux que nous avons obtenus sur nos échantillons (SiGe-P(2) pour l'émission et SiGe-P(1) et SiGe-P(2) pour l'excitation).

Notons tout d'abord que nos mesures offrant plus de structures qu'il n'y en a dans un multiplet d'une seule phase cristalline, nous les avons inscrit dans deux colonnes. Cependant une colonne ne correspond pas à une phase cristalline, la séparation a été faite arbitrairement pour que les sous niveaux communs avec ceux donnés dans la littérature soient sur la même ligne.

		Nos mesures à 1,5K		[21](LuPO₄:Er)		[22] (ErPO₄)	[23](YPO₄:Er)	
		Émission	Excitation	théorie	expérience	Expérience	théorie	expérience
$4I_{15/2}$	1	0	0	-1	0	0	3	0
	2	28	//	35	36	33	28	32
	3	49	//	49	53	53	47	52
	4	//	//	100		105	121	115
	5	137	//	132		145	149	147
	6	226	201	229		230	186	185
	7	269	//	246		247	204	206
	8	//	//	286		287	241	241
$I_{13/2}$	1		6540	6530	6548	6535		6540
	2		6564	6582	6556	6544		6543
	3		6608	6600	6608	6602		6591
	4		6619	//	6619	6615		6620
	5		6638	//	6647	6641		6655
	6		//	//	//	//		6658
	7		6668	//	6687	6682		6669

Tableau 4-4 : Comparaisons des éclatements Stark pour des environnements phosphate dans nos mesures et dans la littérature [21, 22, 23]. Les chiffres tramés de gris sont ceux qui concordent le mieux avec nos mesures.

Sur ce tableau, il est remarquable que notre éclatement Stark corresponde assez bien à ce qui a été trouvé pour LuPO₄:Er. En effet 5 niveaux sur 7 correspondent pour le $4I_{15/2}$ et 5 sur 10 pour le $4I_{13/2}$ (sachant que pour ce multiplet les autres sous niveaux correspondent

relativement bien à $\text{YPO}_4:\text{Er}$, 3 sur les 5 restants). Notons aussi que les résultats sur ErPO_4 donnent des résultats cohérents avec nos mesures (3 raies sur 7).

Nous en concluons donc que nous avons bien deux phases cristallines dont une, au moins, correspond à un environnement ErPO_4 . Puisque nous ne voyons pas ces pics en émission pour l'échantillon SiGe-P(1), nous pensons qu'un transfert (radiatif ou non radiatif) existe dans cet échantillon depuis les phases cristallines vers la phase amorphe. Cette phase amorphe apparaît clairement à température ambiante et dans le spectre d'émission à basse température, on la voit aussi en dessous des pics cristallins dans le spectre d'excitation à basse température. C'est l'erbium dans cette phase amorphe que nous utiliserons comme référence pour les études qui suivent.

4.4.5.2 Transfert d'énergie dans les échantillons nanostructurés

Ayant maintenant une référence, la phase amorphe de SiGe-P(1), pour comparer les résultats des échantillons nanostructurés, nous pouvons proposer une interprétation. Tout d'abord, à température ambiante, les résultats (Figure 4-12) montrent une différence entre les deux échantillons nanostructurés et la référence. Afin d'analyser plus finement ces échantillons, nous avons décidé d'effectuer des expériences de spectroscopie fine à basse température.

Des expériences de RFLN ont été effectuées dans le but d'accéder à la distribution de sites de ces échantillons. Tout d'abord, nous voyons que la distribution de sites de l'échantillon référence (SiGe-P(1)) (Figure 4-17) est symétrique et possède une enveloppe gaussienne. L'enveloppe de la distribution de sites de l'échantillon SiGe-PCa (Figure 4-19) est relativement symétrique alors que celle de l'échantillon SiGe-Ca est distinctement dissymétrique (Figure 4-20). Cela montre une première différence entre les échantillons.

De plus, rappelons que lorsque ces spectres sont regardés plus finement, alors que pour l'échantillon de référence tous les pics de RFLN sont habituels, c'est-à-dire uniquement un pic de largeur correspondant à la résolution de notre système, certains pics de RFLN montrent une forme particulière pour les échantillons nanostructurés. En effet, le pic pour une excitation à 1534 nm sur la Figure 4-19 et celui pour une excitation 1537 nm sur la Figure 4-20 montrent en plus de l'émission résonnante, une émission large à basse énergie. Cette émission n'a jamais été observée sur des échantillons similaires avec une concentration aussi faible en erbium, cependant dans la littérature [17] ce comportement a déjà été rapporté pour d'autres terres rares (néodyme par exemple), il est interprété comme une preuve de transfert d'énergie entre sites (Cf. 1.2.4.1 *Transfert d'énergie entre centres optiques actifs*). Puisque nous avons un indice de transfert dans nos deux échantillons nanostructurés, nous avons décidé de l'analyser.

Trois notions sont importantes pour décrire un transfert d'énergie : les ions qui donnent l'énergie (ou Donneur), les ions qui reçoivent l'énergie (ou Accepteur) et l'interaction entre ces ions. Afin d'identifier le Donneur et l'Accepteur dans le transfert, les expériences de RFLN sur les échantillons nanostructurés ont été approfondies. La Figure 4-21 et la Figure 4-22 ont montré les spectres de RFLN pour deux longueurs d'onde d'excitation (1533,6 nm et 1536,6 nm pour l'échantillon SiGe-PCa et 1539,6 nm et 1534,6 nm pour l'échantillon SiGe-Ca) sur une plage plus grande de longueur d'onde (de 1532 à 1555 nm). Pour les deux échantillons, cette émission large à plus basse énergie n'est présente que pour les excitations à haute énergie. Comme la température n'est pas suffisante pour peupler les niveaux Stark ($kT=1\text{cm}^{-1} \ll \Delta E \approx 20\text{cm}^{-1}$) cette situation est attendue.

Désormais, nous pouvons distinguer sur la Figure 4-19 et sur la Figure 4-20 les valeurs d'excitation pour lesquelles le transfert est présent. Donc nous pouvons déterminer la

distribution de sites Donneurs. Dans le cas de l'échantillon SiGe-PCa le transfert a lieu pour une excitation d'énergie supérieure à environ 6505 cm^{-1} , pour l'échantillon SiGe-Ca pour une excitation d'énergie supérieure à environ 6500 cm^{-1} . D'une part, dans les deux cas le transfert s'effectue jusqu'à l'énergie la plus haute de la distribution de sites totale (respectivement 6530 cm^{-1} pour l'échantillon SiGe-PCa et 6550 cm^{-1} pour l'échantillon SiGe-Ca). D'autre part, sur les deux figures (Figure 4-21 et Figure 4-22) l'émission large à basse énergie dans le cas d'une excitation haute énergie, est identifiable à une distribution gaussienne. Cette gaussienne est centrée en 6504 cm^{-1} et large de $12,5 \text{ cm}^{-1}$ pour l'échantillon SiGe-PCa est centrée en 6497 cm^{-1} et large de $8,5 \text{ cm}^{-1}$ pour l'échantillon SiGe-Ca (paramètres issus d'ajustement gaussien). Cela donne donc une idée de la plage d'énergie dans laquelle se trouvent les sites Accepteurs. Ces valeurs sont en accord avec celles correspondant au minimum d'énergie des sites Donneurs (6504 cm^{-1} est inférieur et proche de 6505 cm^{-1} tout comme 6497 cm^{-1} de 6500 cm^{-1}).

Afin de s'assurer que cette émission large correspond au site Accepteur, des spectres équivalents à ceux observés sur la Figure 4-21 et sur la Figure 4-22 ont été effectués pour de nombreuses longueurs d'onde d'excitation sur la Figure 4-23. Sur cette figure, lorsque le laser exciteur est côté faible énergie, aucune preuve de transfert n'est observable (le pic de RFLN est dépourvu d'émission large à basse énergie). Lorsque l'énergie d'excitation augmente, l'émission large à basse énergie correspond à un épaulement du pic de RFLN à haute énergie d'excitation. L'émission large à basse énergie est identifiable à la structure gaussienne que nous avons assimilée à l'émission des sites Accepteurs. Cette expérience permet de renforcer l'interprétation selon laquelle cette structure gaussienne correspond à l'émission des sites Accepteurs.

Nous avons désormais identifié Donneurs et Accepteurs, il convient maintenant de s'intéresser au mécanisme du transfert. Pour cela la Figure 4-24 présente les résultats temporels de la structure du spectre de RFLN identifiée comme étant l'émission des sites Accepteurs dans l'échantillon SiGe-Ca. Ces résultats ont apporté une preuve de l'existence du phénomène de réabsorption dans l'échantillon. Ce phénomène est aussi appelé transfert radiatif [24] puisqu'il s'agit de l'émission de photons par un site Donneur qui sont absorbés puis réémis par un site Accepteur. Le mécanisme du transfert d'énergie (prédominant) est donc le transfert radiatif. Puisque l'émission des Donneurs est large et à basse énergie, les photons absorbés lors de la réabsorption proviennent d'une émission de type ${}^4I_{13/2}(1) \rightarrow {}^4I_{15/2}(2)$ du Donneur qui coïncide avec l'absorption ${}^4I_{15/2}(1) \rightarrow {}^4I_{13/2}(1)$ de l'Accepteur (coïncidence accidentelle), ce qui explique la largeur de l'émission des Donneurs.

Sur les deux échantillons les sites Donneurs et l'émission des sites Accepteurs ont été identifiés, mais aussi le mécanisme de transfert dans le cas de l'échantillon SiGe-Ca. Nous considérons cependant que le même mécanisme a lieu pour l'échantillon SiGe-PCa.

D'autre part, puisque les mesures de durée de vie ne montrent pas de réabsorption dans le cas de l'émission résonnante (le pic fin de RFLN possède une durée de vie plus rapide que l'émission large et elle ne varie pas avec la géométrie de l'expérience) nous pouvons extraire par ajustement les paramètres des distributions de sites globales pour les échantillons nanostructurés. En effet, connaissant la forme spectrale de la réponse de notre système et l'allure de l'émission des Accepteurs, nous pouvons extraire l'énergie des pics résonnants des distributions de la Figure 4-19 et de la Figure 4-20. C'est ce que représente la Figure 4-25, en trait plein les courbes d'ajustement, les points sont les valeurs extraites des distributions de sites.

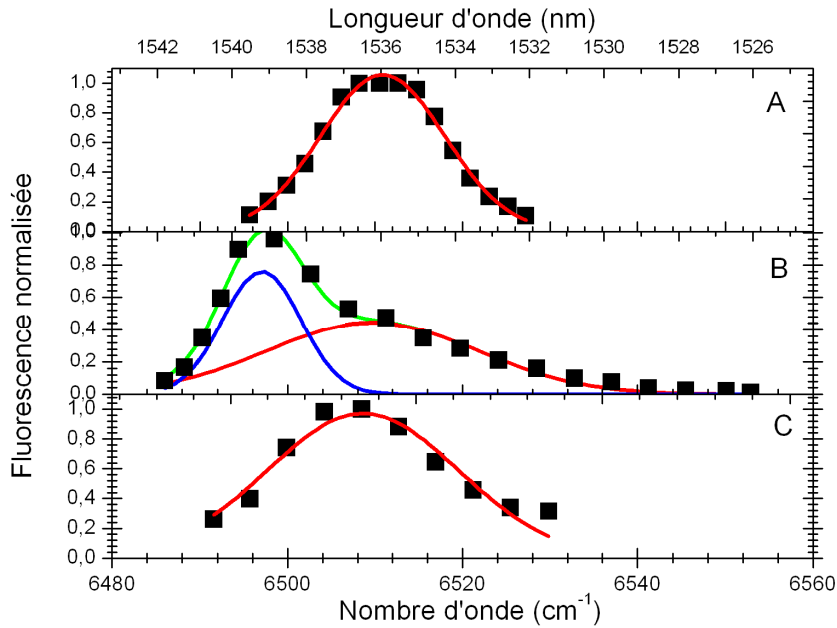


Figure 4-25 : Ajustement des distributions de sites des échantillons SiGe-PCa en A et SiGe-Ca en B et SiGe-P(1) en C.

Tout d'abord, ces ajustements suivent les premières remarques sur les distributions de sites (4.4.2.3.3 et 4.4.2.3.4), l'échantillon SiGe-PCa présente un profil quasi symétrique alors que l'échantillon SiGe-Ca présente un ajustement qui ne l'est pas du tout.

Afin d'être plus précis le Tableau 4-5 résume l'ensemble des paramètres des ajustements des courbes de distribution de site pour ces échantillons.

		SiGe-Ca	SiGe-PCa	SiGe-P(1)
Gaussienne 1	Xc ₁	6510 cm ⁻¹	6510 cm ⁻¹	6509 cm ⁻¹
	W ₁	24 cm ⁻¹	19 cm ⁻¹	22 cm ⁻¹
Gaussienne 2	Xc ₂	6497 cm ⁻¹		
	W ₂	9 cm ⁻¹		

Tableau 4-5 : Paramètres des ajustements des échantillons SiGe-P(1), SiGe-PCa et SiGe-Ca

En premier lieu, il est remarquable qu'une gaussienne se retrouve dans tous les ajustements. En effet la Gaussienne 1, centrée à environ 6510 cm⁻¹ et large d'environ 22 cm⁻¹ se retrouve dans tous les échantillons. Il est aussi notable que la distribution de sites pour l'échantillon SiGe-PCa est relativement mal ajustée. En effet, la distribution est plus « plate » au maximum que ne l'est une gaussienne. Des ajustements avec deux distributions gaussiennes ont été effectués sur cette distribution, mais aucun d'eux ne donnait de résultat ayant un sens physique. En revanche, la distribution dissymétrique de l'échantillon SiGe-Ca est convenablement ajustée par la somme de deux distributions gaussiennes et les paramètres correspondent à la seconde gaussienne extraits de l'émission des sites Accepteurs (Cf. Figure 4-23 centrée à 6497 cm⁻¹ et de largeur 8,5cm⁻¹)

Le rôle de la réabsorption peut avoir de grandes conséquences sur les mesures spectroscopiques. En effet, la largeur de l'émission de l'échantillon SiGe-PCa à température ambiante sur la Figure 4-12 peut être un biais expérimental lié à la réabsorption.

Pour s'en convaincre, la Figure 4-26 présente les spectres d'émission à température ambiante mais normalisée à 6300 cm^{-1} .

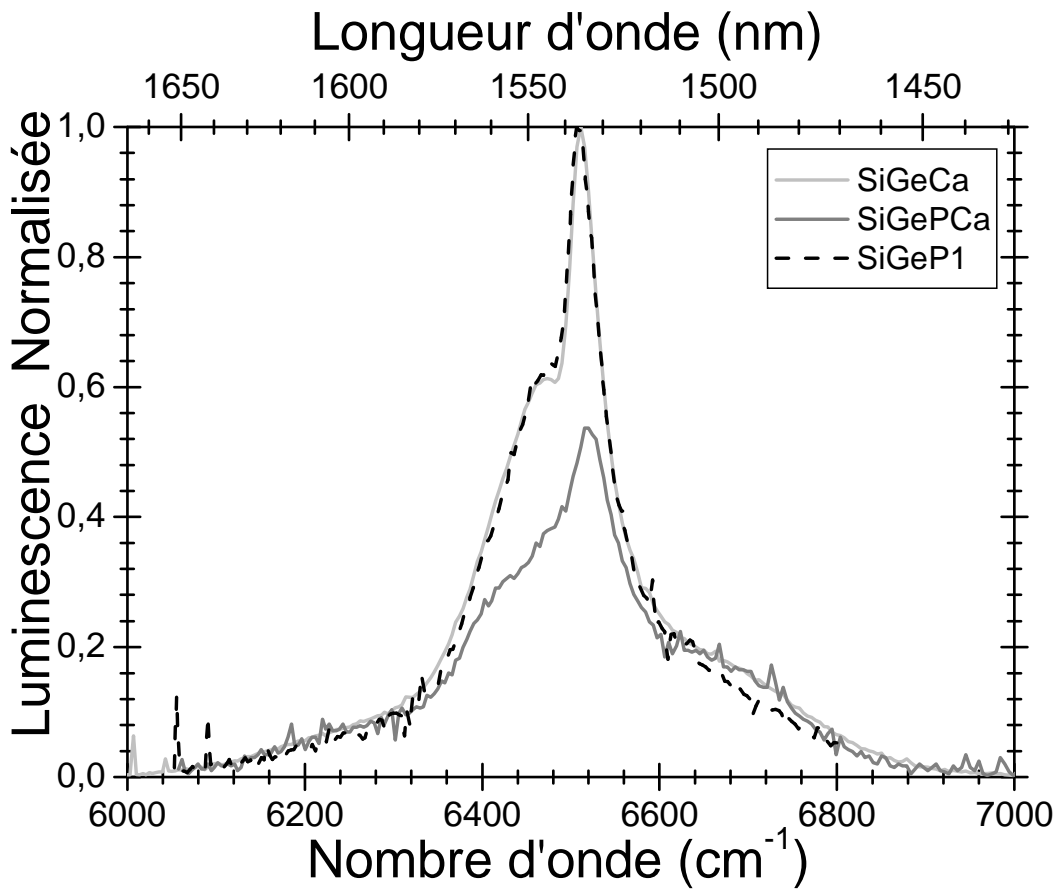


Figure 4-26 : émissions à température ambiante pour une excitation à 980 nm normalisé à 6300 cm^{-1}

Sur cette figure, il est remarquable que les spectres soient semblables pour les trois échantillons exceptés dans leur partie centrale où le spectre de l'échantillon SiGe-PCa est plus petit. La diminution du pic principal est un des effets connus de la réabsorption et peut donc être une hypothèse pour expliquer ce que nous avons appelé élargissement. Il est important de noter que même s'il perturbe nos mesures, l'effet de réabsorption n'est pas préjudiciable dans l'utilisation de l'amplificateur.

Nous n'avons pas d'explication définitive pour interpréter un effet aussi fort de réabsorption. Deux hypothèses sont envisagées, la première est un effet de diffusion [25] sur les nanoparticules qui augmenterait beaucoup le libre parcours moyen des photons dans le matériau, la seconde est une augmentation de la section efficace d'absorption liée aux nanoparticules elles-mêmes. Notons que des expériences d'absorption sur des préformes faible dopée qui, de plus, diffusent, n'est pas facile à mettre en place.

4.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons étudié comment le matériau de la matrice hôte de l'erbium influençait ses propriétés d'amplification et donc ses grandeurs spectroscopiques. Nous avons d'abord mis en évidence l'effet de la concentration en erbium sur l'environnement local de l'erbium. En effet, nous voyons deux classes de sites dans une matrice aluminosilicate lorsque la concentration en erbium est faible et une seule lorsqu'elle est plus importante. Malgré le fait que cette matrice soit utilisée couramment pour la fabrication d'amplificateur, cette deuxième classe de sites n'avait jamais été observée. Nous interprétons la présence de deux sites comme l'existence de deux environnements tous deux liés à l'oxyde d'aluminium (car les spectres des deux classes de sites sont fortement décalés vers les grandes énergies). Afin de mieux analyser ces deux classes différentes, des études temporelles ou des mesures de largeur homogène par saturation spectrale de l'absorption (*Spectral Hole Burning, SHB*) à très basse température permettront d'avoir une idée plus précise du rôle de l'aluminium dans ces échantillons. De plus, il sera intéressant de comprendre l'impact de la présence de ces deux classes de sites sur le fonctionnement de l'amplificateur, par exemple en utilisant notre modèle et en accordant des concentrations différentes d'ions erbium à chacune des deux classes de sites. Nous avons aussi montré le rôle du phosphore sur l'erbium et pour la première fois une preuve de site cristallisé de l'erbium dans ce type de matrice de verre d'oxydes.

Nous avons ensuite travaillé sur des matériaux nouveaux comportant des nanoparticules. En effet, un contrôle à l'échelle nanométrique de l'environnement de l'erbium, permettrait d'optimiser le matériau qui entoure l'erbium pour influencer ses caractéristiques spectroscopiques de gain ; et de manière indépendante, la matrice de silice, hôte de ces particules, pour offrir un meilleur fibrage et de meilleures propriétés opto-mécaniques. Nous avons étudié deux familles d'échantillons, ceux provenant de Draka où les nanoparticules sont fabriquées lors d'une étape préalable, et ceux provenant du LPMC de Nice où les nanoparticules sont fabriquées in situ par séparation de phase. Nous avons proposé d'identifier l'environnement local de l'erbium, en différenciant les sites hôtes de la matrice de ceux des nanoparticules. Dans les deux cas nous avons pu montrer que l'erbium contenu dans les nanoparticules participait à la spectroscopie de l'échantillon et donc participera vraisemblablement au gain de l'amplificateur.

De plus, pour les échantillons nanostructurés du LPMC de Nice, nous avons observé un effet de réabsorption qui peut être lié ou bien à de la diffusion de la lumière sur les nanoparticules, ou bien à une augmentation de la section efficace d'absorption. La première hypothèse perturberait le fonctionnement de l'amplificateur en ajoutant des pertes, la seconde pourrait permettre d'augmenter le gain de l'amplificateur. Nous devons donc poursuivre nos investigations afin d'identifier les raisons de cette réabsorption.

Toutes ces études ont été effectuées sur préforme de fibre optique, car nous avons vu au début de ce paragraphe que nous n'avons pas réussi à avoir une mesure de RFLN exacte sur fibre optique. Nous devons donc améliorer notre système d'analyse afin de pouvoir effectuer ces mesures sur fibre optique, par exemple en étudiant la lumière rétrodiffusée. Il est important d'analyser l'influence du fibrage sur ces nouveaux matériaux nanostructurés pour voir s'ils conservent leur intégrité.

4.6 Bibliographie

- [1] Trinh Tu Van, John R. Bargar, and Jane P. Chang. Er coordination in Y_2O_3 thin films studied by extended x-ray absorption fine structure. *Journal of Applied Physics*, 100(2):023115, 2006.
- [2] William F. Krupke. Optical absorption and fluorescence intensities in several rare-earth-doped Y_2O_3 and LaF_3 single crystals. *Phys. Rev.*, 145(1):325–337, May 1966.
- [3] L. Laversenne, S. Kairouani, Y. Guyot, C. Goutaudier, G. Boulon, and M. Th. Cohen-Adad. Correlation between dopant content and excited-state dynamics properties in Er^{3+} - Yb^{3+} -codoped Y_2O_3 by using a new combinatorial method. *Optical Materials*, 19(1):59–66, 2002.
- [4] A. Tesar, J. Campbell, M. Weber, C. Weinzapfel, Y. Lin, H. Meissner, and H. Toratani. Optical properties and laser parameters of Nd^{3+} -doped fluoride glasses. *Optical Materials*, 1(3):217–234, September 1992.
- [5] Book: R. Reisfeld and C.K. Jorgensen. *Lasers and Excited States of Rare Earths*. Springer-Verlag, 1977.
- [6] PAULING Linus. *the nature of chemical bond*. Cornell University Press, 1989.
- [7] Laurent Bigot. *Structure homogène et inhomogène de la transition $^4I_{13/2}$ - $^4I_{15/2}$ de l'amplificateur à fibre dopée erbium dans des verres d'oxydes, de fluorures et de sulfures*. Thèse de doctorat, UNIVERSITE CLAUDE BERNARD LYON 1, 2002.
- [8] J. A. Duffy and M. D. Ingram. An interpretation of glass chemistry in terms of the optical basicity concept. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 21(3):373–410, August 1976.
- [9] Stephan Guy, Laurent Bigot, Ion Vasilief, Bernard Jacquier, Brigitte Boulard, and Youping Gao. Two crystallographic sites in erbium-doped fluoride glass by frequency-resolved and site-selective spectroscopies. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 336(3):165–172, May 2004.
- [10] JURDYC Anne-Marie and Stéphan GUY. Deux sites à faibles concentrations pour différents verres de fluorure. Technical report, LPCML Communication interne, 2004.
- [11] Masayuki Nogami, Takehito Nagakura, and Tomokatsu Hayakawa. Site-dependent fluorescence and hole-burning spectra of Eu^{3+} -doped Al_2O_3 - SiO_2 glasses. *Journal of Luminescence*, 86(2):117–123, March 2000.
- [12] Laurent Bigot, Anne-Marie Jurdyc, Bernard Jacquier, Laurent Gasca, and Dominique Bayart. Resonant fluorescence line narrowing measurements in erbium-doped glasses for optical amplifiers. *Phys. Rev. B*, 66(21):214204, December 2002.
- [13] A. Le Sauze, C. Simonneau, A. Pastouret, D. Gicquel, L. Bigot, S. Choblet, A.M. Jurdyc, B. Jacquier, D. Bayart, and L. Gasca. Nanoparticle doping process: towards a better control of erbium incorporation in mcvd fibers for optical amplifiers. *OAA*, 1:1, 2003.
- [14] Sophie de Monredon-Senani, Alain Pastouret, Corinne Chanéac, Christine Collet, Laurent Gasca, and Jean-Pierre Jolivet. Nanoparticules de boehmite dopées erbium pour fibres optiques amplificatrices. In *Journées Franco-Espagnoles de la Chimie et de la Physique*, 2006.
- [15] F. d'Acapito, C. Maurizio, M.C. Paul, Th. S. Lee, W. Blanc, and B. Dussardier. Role of CaO addition in the local order around erbium in SiO_2 - GeO_2 - P_2O_5 fiber preforms. *Materials Science and Engineering: B*, 146(1-3):167–170, January 2008.
- [16] Mukul Chandra Paul. Compositionnal nanostructuration in the core of optical fibres by phase separation. Report on Research work done under BOYSCAST Fellowship, 2007.

- [17] W.M. Yen, M.C. Downer, G.P. Morgan, B.Henderson, K.P. O'donnel, D.D. Dlott, C. Klingshirn, and P.C. Taylor. *Laser Spectroscopy of Solids II*, volume 65 of *Topics in applied Physics*. Springer-Verlag, 1989.
- [18] Noriyoshi Shibata, Masaharu Horigudhi, and Takao Edahiro. Raman spectra of binary high-silica glasses and fibers containing GeO_2 , P_2O_5 and B_2O_3 . *Journal of Non-Crystalline Solids*, 45(1):115–126, July 1981.
- [19] J.R. Lincoln, W.L. Barnes, W.S. Brocklesby, and J.E. Townsend. Spectroscopic evaluation of the vibrational coupling of Er^{3+} ions in phospho-aluminosilicate fibres and an explanation of compositional variations in Er-Yb 1.5 μm amplifier performance. *Journal of Luminescence*, 60-61:204–207, April 1994.
- [20] D. Kuse. Optische absorbtionsspektra und kristallfeld auspaltungen des Er^{3+} ions in YPO_4 und YVO_4 . *Z. Phys.*, 203:49 58, 1967.
- [21] T. Hayhurst, G. Shalimoff, N. Edelstein, L. A. Boatner, and M. M. Abraham. Optical spectra and zeeman effect for Er^{3+} in LuPO_4 and HfSiO . *The Journal of Chemical Physics*, 74(10):5449–5452, 1981.
- [22] G. M. Williams, P. C. Becker, N. Edelstein, L. A. Boatner, and M. M. Abraham. Excitation profiles of resonance electronic raman scattering in ErPO_4 crystals. *Phys. Rev. B*, 40(2):1288–1296, Jul 1989.
- [23] Ramzi Maalej, M. Dammak, S. Kamoun, J.-L. Deschanvres, and Mohamed Kamoun. Optical and crystal-field analysis of Er^{3+} ion in Y_2O_3 - P_2O_5 thin films. *Journal of Luminescence*, 126(1):165–170, September 2007.
- [24] S. Guy. Modelization of lifetime measurement in the presence of radiation trapping in solid-state materials. *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, 73(14):144101, 2006.
- [25] P. A. Tick. Are low-loss glass ceramic optical waveguides possible? *Opt. Lett.*, 23(24):1904–1905, 1998.

CONCLUSION

CHAPITRE : 5 Conclusion

CONCLUSION

Ce travail de thèse avait deux objectifs principaux. Tout d'abord nous devions fournir une explication physique du phénomène de GSHB observé sur les systèmes de télécommunications, puis nous avons étudié de nouveaux matériaux afin de savoir s'ils pourraient améliorer les performances de l'EDFA, entre autres, vis-à-vis de la problématique de GSHB. Ces deux études nous ont amené à développer un modèle informatique qui tienne compte pour la première fois de tous les aspects statistiques des répartitions inhomogènes des ions erbium dans sa matrice hôte.

Dans une première partie, nous avons introduit la problématique nécessaire à la compréhension des travaux effectués dans le contexte de l'utilisation des amplificateurs à fibres dopées erbium pour les télécommunications optiques, dans la description des matériaux et des systèmes et dans les questions de physique fondamentale qui s'y rattachent.

Le premier chapitre présente l'amplificateur à fibre dopée erbium d'un point de vue système. Une fois que les paramètres essentiels à la compréhension de son fonctionnement ont été identifiés, nous avons expliqué comment la spectrométrie permettait de les analyser. Nous avons donc insisté sur la spectroscopie et l'environnement des ions erbium dans le verre et présenté les expériences effectuées au laboratoire pour caractériser les amplificateurs. Nous avons aussi présenté rapidement les résultats existants dans la littérature. Ceux-ci relient la largeur homogène et le GSHB, mais les mesures proposées montrent toujours une largeur de GSHB plus grande que la largeur homogène. Cette différence nous amène donc à notre problématique : comment rattacher avec certitude le GSHB à des grandeurs et des phénomènes physiques d'une part, et comment les matériaux nanostructurés peuvent améliorer le fonctionnement de l'EDFA d'autre part.

Le second chapitre développe la première partie de la problématique précédente. Il présente l'étude expérimentale que nous avons effectuée du GSHB sur des échantillons de référence pour les télécommunications. Nous avons comparé le trou percé dans la bande gain par GSHB à des mesures de largeur de raie homogène effectuées en RFLN à la température de 77K où les deux approches expérimentales peuvent être réalisées dans les mêmes conditions. Nous avons pu montrer de manière non ambiguë que les mesures de GSHB correspondaient bien à des mesures de largeur homogène pour la transition résonnante entre les sous-niveaux Stark les moins énergétiques du multiplet fondamental et du multiplet excité. Cependant nous avons aussi montré le rôle très important que joue la puissance de brûlage. Celle-ci peut élargir considérablement le trou spectral de GSHB, (ce qui était le cas dans la littérature). Cette étude nous a aussi mené à effectuer des mesures de RFLN sur fibre optique qui nous ont permis d'observer les largeurs homogènes de transition entre états excités, qui ne sont pas détectables sur matériau massif : les transitions de type ${}^4I_{13/2}(1) \leftrightarrow {}^4I_{15/2}(n)$ où n est strictement supérieur à 1. Nous avons pu comparer ces largeurs à celles mesurées en GSHB pour les mêmes transitions. Les différences mesurées par ces deux techniques posent beaucoup de questions sur la nature des interactions impliquées dans ces mesures de largeur homogène. Elles amèneront dans doute à de nouveaux développements, à une meilleure compréhension des élargissements homogènes et donc de l'effet de l'interaction des niveaux électroniques des terres rares avec les vibrations et autres excitations collectives de faible énergie.

Le troisième chapitre présente le modèle de simulation de l'amplificateur que nous avons élaboré et qui est implémenté par nos collègues de la société Draka. Il s'agit du premier modèle d'EDFA qui prend en compte la nature inhomogène du matériau qui contient les ions erbium. Nos résultats rendent qualitativement compte des élargissements en puissance observés expérimentalement dans le deuxième chapitre. Les simulations confirment parfaitement les interprétations que nous avons données aussi bien pour la RFLN que pour le GSHB. Par manque de temps, le modèle prenant en compte la propagation n'a pu être complètement mis en œuvre. Dans le futur, le modèle permettra d'une part à reproduire les

CONCLUSION

résultats expérimentaux qualitativement et quantitativement, d'autre part de prédire le comportement d'un nouveau matériau vis-à-vis d'une application potentielle comme amplificateur fibré.

Dans le quatrième chapitre nous avons étudié l'influence du matériau de la matrice hôte sur les propriétés spectroscopiques de l'ion erbium. Nous avons tout d'abord mis en évidence un effet de la concentration en ions erbium sur leur environnement. La mise en évidence de deux classes de sites dans la matrice vitreuse aluminosilicate dopée erbium couramment utilisée dans les amplificateurs fibre dopée a été détectée pour la première fois. Cette observation est interprétée par l'existence de deux types d'environnement impliquant l'oxyde d'aluminium. Il sera judicieux d'approfondir ces observations en réalisant des mesures de saturation spectrale (SHB) à très basse température pour confirmer le rôle de l'aluminium. De plus, il conviendra d'analyser l'impact de ce résultat par exemple sur les performances de l'EDFA s'il y en a. Nous avons ensuite travaillé sur des échantillons comportant des nanoparticules amorphes dans une matrice de verre fabriquée par deux méthodes. En effet, le fait d'inclure l'erbium dans les nanoparticules devrait permettre d'optimiser d'une part le matériau qui entoure l'ion erbium pour que ses caractéristiques spectroscopiques soient les meilleures possibles, et d'autre part le matériau de la matrice hôte pour que la fibre réponde au mieux aux contraintes liées à son utilisation. Nos expériences sur les échantillons issus de la méthode d'incorporation de nanoparticules préalablement préparées, ont montré que l'environnement de l'erbium dans la préforme gardait des caractéristiques comparables à celles de la nanoparticule. Nous avons donc conclu à une conservation au moins partielle de la nanoparticule. Nos expériences sur les échantillons issus de la seconde méthode in situ, par séparation de phase, ont montré des comportements inhabituels de réabsorption. Nous avons proposé d'identifier des sites de l'erbium liés à la matrice hôte, et d'autres liés aux nanoparticules. Les ions erbium qui se trouvent dans les nanoparticules participent notablement au spectre d'émission spontanée. Des mesures sur fibre en cours de développement au laboratoire montreront qu'ils participent vraisemblablement à la bande spectrale de gain. Nos résultats montrent ainsi que les deux méthodes sont susceptibles d'apporter des améliorations aux EDFA. Cependant il faudra poursuivre nos investigations, en particulier effectuer des expériences directement sur fibre optique afin de comprendre comment se comportent les nanoparticules pendant le fibrage.

Ces travaux ont permis de résoudre plusieurs questions sur les élargissements homogènes et inhomogènes des transitions de l'erbium dans l'EDFA. Cependant nous devons encore approfondir notre compréhension des mécanismes d'élargissement des différentes expériences de mesure de largeur inhomogène, en particulier pour les transitions entre états excités. Le modèle de simulation que nous avons initié doit inclure la partie propagation pour confirmer quantitativement les observations. Il doit servir à terme d'outil expérimental pour contribuer à l'« ingénierie » de nouveaux matériaux amorphes et/ou nanostructurés. Nous devons comprendre pourquoi la réabsorption est un phénomène important dans les échantillons nanostructurés du quatrième chapitre. Cependant cette réabsorption, provenant principalement de l'émission spontanée, ne devrait pas avoir une influence notable sur les propriétés de l'amplificateur. En revanche, cela constitue un phénomène physique qui peut jouer un rôle dans d'autres types d'application comme l'éclairage par exemple.

ANNEXES

CHAPITRE : 6 Annexes

6.1 Fabrication des fibres

Les fibres optiques dopées erbium sont fabriquées en deux étapes, tout d'abord une préforme de fibre optique est fabriquée, ensuite elle est transformée en fibre optique par un procédé de fibrage.

6.1.1 Fabrication de la préforme

La méthode usuelle pour fabriquer une préforme de fibre optique est la méthode de dépôt de vapeur chimique modifiée (*MCVD*). Elle est présentée sur la Figure 6-1.

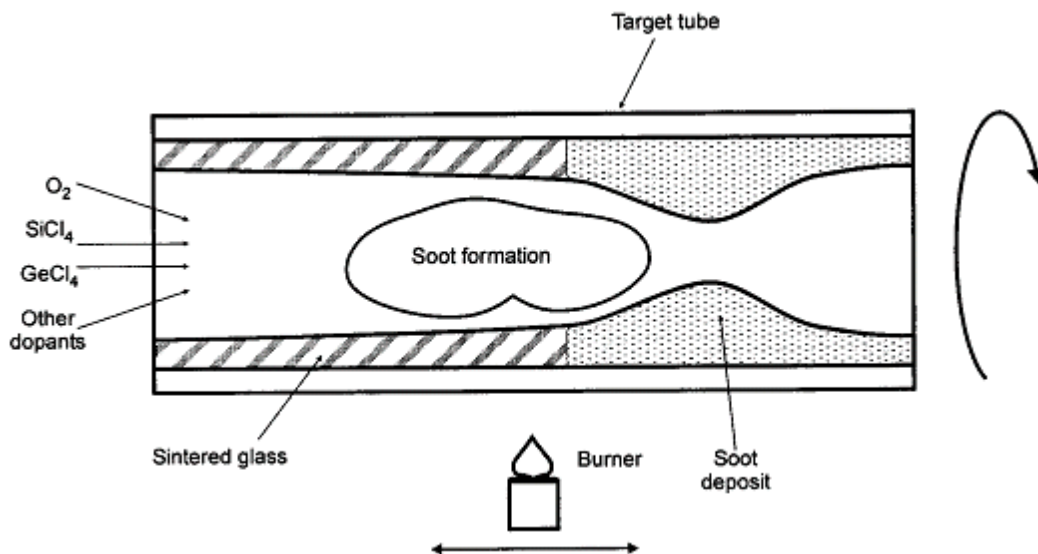


Figure 6-1 Fabrication de préforme par MCVD [1]

Cette méthode consiste à utiliser un tube (*Target Tube*) à l'intérieur duquel des flux de différents gaz passent pendant que le tube est chauffé par un brûleur (*Burner*). Des dépôts successifs de suie (*Soot*) vont donc former la préforme.

Une seconde étape d'imprégnation permet d'introduire d'autres éléments (en particulier les terres rares) dans les couches de suie (qui sont poreuses).

La préforme est donc maintenant un tube creux. Une étape de chauffe appelée le *retrait* est donc nécessaire à la fois pour qu'elle devienne un tube (le matériau se rétrécit sur lui-même) et pour qu'elle soit vitrifiée.

La préforme de la fibre est désormais similaire à la fibre finale à une homothétie près (elle est bien plus large et bien moins longue).

6.1.2 Fibrage

La préforme subit ensuite un étirage ou fibrage, dans une tour de fibrage, comme présenté sur la Figure 6-2

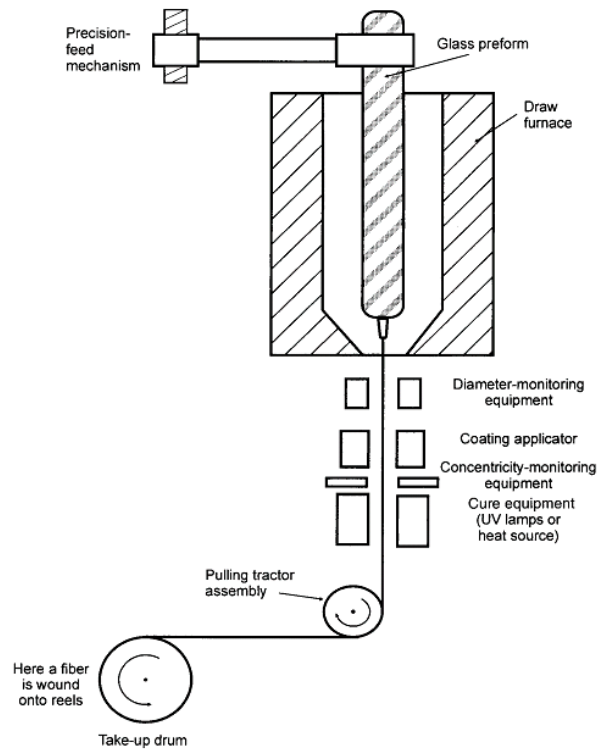


Figure 6-2 : Fibrage d'une préforme [2]

L'extrémité basse de la préforme est placée dans un four de tirage (*Draw furnace*) porté à une température voisine de 2 000 °C. Elle est alors transformée en une fibre de plusieurs centaines de kilomètres, à une vitesse de l'ordre du kilomètre par minute. Ce tirage est contrôlé via divers modules (*Diameter monitoring equipment*, *Concentricity monitoring equipment*)

La fibre est ensuite revêtue d'une double couche de résine protectrice (cette couche peut être déposée par la tour de fibrage, juste après l'étirement) (*coating applicator*) avant d'être enroulée sur une bobine (*take-up drum*). Cette couche est particulièrement importante pour éviter toute humidité, car la fibre devient cassante sous l'effet de l'eau : l'hydrogène interagit avec la silice, et toute faiblesse ou micro-entaille est amplifiée.

6.1.3 Bibliographie

- [1] Keiser, G. (1999) optical fiber 3 ed, Mc Graw Hill, .
- [2] Djafar K. Mynbaev, L. L. S. Fiber-optic communications technology sept 2006.

6.2 Valorisation des compétences : Un nouveau chapitre de la thèse



6.2.1 Cadre général et enjeux de mon travail de thèse

6.2.1.1 Mon sujet : Amélioration d'amplificateur à fibre optique

Les télécommunications optiques

La communication a, depuis toujours, été l'un des ingrédients essentiels au fonctionnement des sociétés humaines. Les télécommunications, communications à distance, sont apparues très rapidement dans l'histoire de l'humanité (signaux de fumée, tambour,...) cependant, la transmission sur de longue distance de message complexe est plus récente (télégraphe, radio, téléphone...). Et c'est seulement au cours des années 90 que nos sociétés ont pu échanger des volumes importants d'information, si bien qu'est apparu le terme de « société de la communication ».

L'essor des télécommunications haut débit est avant tout dû à la très faible atténuation des fibres optiques en silice autour de $1,5\mu\text{m}$ qui permet une transmission à faible coût d'une quantité astronomique d'information. Malgré les qualités de cette fibre, le signal est divisé par 2 tous les 15 à 20 km. Il est donc nécessaire d'amplifier régulièrement ce signal si les distances parcourues par la ligne de télécommunication sont grandes. Typiquement, sur une ligne transocéanique, de plusieurs milliers de kilomètres, un amplificateur est utilisé tous les 70 km.

Les premiers amplificateurs étaient en fait des répéteurs. C'est-à-dire que le signal était lu par un détecteur, transmis à une électronique d'amplification, puis réémis par un laser. Mais en 1987, l'amplificateur à fibre dopée erbium (EDFA) a vu le jour.

Les Amplificateurs à fibre dopée Erbium

Cet amplificateur est constitué d'une fibre optique de silice dans laquelle sont introduits des ions Er^{3+} (erbium). Un faisceau laser de forte puissance à 980nm (proche infrarouge), appelé laser de pompe, est ensuite injecté dans cette fibre et lorsque le signal passe dans notre fibre amplificatrice, les ions erbium vont transmettre de l'énergie depuis le laser de pompe jusqu'au signal, afin d'amplifier celui-ci. Cet amplificateur est déjà largement en place sur les lignes de télécommunication transocéaniques.

Le problème du GSHB

Pour augmenter les performances des lignes de télécommunications optiques, le multiplexage en longueur d'onde a été mis en place. Désormais, dans une fibre optique, le signal de télécommunication n'est plus seulement un laser, mais plusieurs faisceaux lasers

(jusqu'à 160), toujours de longueur d'onde autour de 1,5 μ m. Ainsi la quantité d'information transportée est multipliée par le nombre de lasers dans la fibre.

Le gros avantage de cette méthode, est que l'amplificateur à fibre dopée erbium peut fonctionner pour amplifier tous ces lasers en même temps et que donc l'architecture globale de la ligne de télécommunication est très peu modifiée.

Cependant, lorsqu'un des lasers à l'entrée de l'amplificateur, est plus puissant que les autres, le gain de l'amplificateur pour les lasers proches en longueur d'onde, de ce laser puissant est diminué : un trou se creuse dans la bande de gain, c'est le phénomène de « *gain spectral hole burning* » (GSHB).

Mon travail de thèse consistait donc en l'étude de ce phénomène à la fois sur un plan des connaissances physiques mais aussi vis à vis de son application industrielle, c'est à dire l'amélioration de l'amplificateur.

Contrôle de l'environnement et ingénierie de bande passante

Une deuxième partie de mon travail, consistait aussi à comprendre comment il était possible de contrôler les atomes autour des ions erbiums effectuant l'amplification. En effet, l'efficacité des ions erbium et leurs caractéristiques dépendent de leur environnement local et donc contrôler cet environnement, par exemple à l'aide de nanoparticules, peut contribuer à augmenter les performances des amplificateurs en particulier vis-à-vis du GSHB.

6.2.1.2 Le contexte de mon travail de thèse

Mon travail s'est effectué dans le groupe optique actif au sein de l'équipe Propriétés de luminescence de cristaux, verres et nano-objets du laboratoire de physico chimie des matériaux luminescents. Il est le fruit d'une étroite collaboration avec, tout d'abord, la société ALCATEL, puis la société DRAKA qui participent au financement de nos recherches.

6.2.1.2.1 L'EDFA et l'équipe guide d'onde optique actif

Le Laboratoire de physico Chimie des Matériaux Luminescents (LPCML) est un laboratoire de renommée internationale pour ses études spectroscopiques des matériaux solides luminescent, plus précisément dans l'équipe Propriétés de luminescence de cristaux, verres et nano-objets nous analysons des verres et des cristaux dopés par des ions terres rares et dans notre groupe nous nous intéressons particulièrement aux aspects liés aux applications en télécommunications optiques.

Le groupe travaillant sur la problématique des amplificateurs à fibre dopée erbium est constitué de 4 personnes, un directeur de recherche un chargé de recherche et deux doctorants. Notre travail porte sur l'étude, à l'aide d'expérience de spectroscopie, des matériaux utilisés pour fabriquer ces amplificateurs. Mon sujet s'inscrit donc dans cette problématique et se situe donc à l'interface entre la recherche fondamentale et l'application.

6.2.1.2.2 Concurrence internationale

Compte tenu du caractère stratégique de nos recherches, beaucoup de résultats sont confidentiels et les informations précises sur d'éventuels concurrents sont rares. Cependant compte tenu des publications et des communications sur des sujets voisins, nous savons que des grands groupes tels que Fujitsu au Japon et Corning ou Cisco aux États-Unis s'intéressent à des problématiques proches des nôtres.

6.2.1.2.3 Appartenance de l'équipe à un ou à des réseaux scientifiques, socio-économiques, ...

Mon travail de thèse est constitué de deux parties, chacune a donné lieu à une collaboration particulière.

Tout d'abord, j'ai collaboré avec la société ALCATEL puis DRACA qui conçoit, fabrique et commercialise des fibres amplificatrices. J'ai donc eu l'occasion de travailler avec Laurent GASCA, Ekaterina BUROV, Alain PASTOURET, Denis MOLIN et David BOIVIN. En particulier nous avons abouti à plusieurs publications et à la conception d'un modèle informatique qui est le premier à rendre compte du phénomène de GSHB.

D'autre part, l'étude portant sur l'environnement local de l'erbium s'est effectuée dans le cadre d'un programme de recherche en coopération franco-indien P2R « Amplificateur bas cout pour les réseaux optiques métropolitains ». Ce programme est dirigé pour 4 ans par le LMPC de l'université de Nice Sophia-Antipolis, il fait collaborer 4 laboratoires français avec 4 laboratoires Indiens.

6.2.1.3 Mon choix de projet de thèse et ses raisons

Lors de ma scolarité au sein de l'école supérieure d'optique, j'ai eu l'occasion de fréquenter les chercheurs de l'institut de recherche lié à l'école. Les diverses discussions et les stages que j'ai pu effectuer dans des laboratoires de recherche en France et à l'étranger m'ont amené à réaliser que je voulais effectuer une thèse mais sous certaines conditions. J'ai donc cherché un projet de thèse de doctorat qui me correspond. En effet, je cherchais un sujet en rapport avec l'industrie et dont le but avait une vocation à l'application. De plus l'ambiance et les méthodes de travail et d'encadrement du laboratoire qui devait m'accueillir devaient correspondre à ma personnalité.

C'est dans cet objectif que j'ai rencontré Bernard JACQUIER et que nous avons convenu du sujet de ma thèse et des conditions de son déroulement.

6.2.2 Déroulement, gestion et coût de mon travail de thèse

6.2.2.1 Préparation et cadrage du projet

Mon sujet est dans une thématique abordée dans le groupe depuis le début des années 90 avec l'apparition des EDFA, sujet sur lequel mon directeur de thèse, Bernard JACQUIER a été récompensé par l'académie des sciences. Il s'inscrit donc dans ce contexte et a pour but en particulier d'effectuer des expériences directement sur fibre optique.

Évaluation des facteurs de succès et de risques,

Le principal facteur de risque à gérer lors de ma thèse était la discordance bibliographique entre les causes théoriques du GSHB et sa mesure expérimentale. J'ai donc établi un protocole expérimental précis qui tient compte de la géométrie particulière de la fibre optique et j'ai réussi à lier les résultats expérimentaux à la théorie proposée pour expliquer ce phénomène.

Choix des partenaires nationaux ou internationaux,

Le choix des partenaires a été naturel. Notre groupe collabore depuis plus de dix ans avec l'unité de DRAKA qui participe et finance le projet, et le projet P2R nous a dirigé vers les chercheurs du LPMC de l'université de Nice Sophia-Antipolis qui ont été nos principaux partenaires académiques..

Gestion des aspects contractuels : confidentialité, propriété intellectuelle, éthique...

Compte tenu de mon statut de contractuel de la fonction publique, j'étais soumis aux obligations hiérarchiques et de réserve. La propriété de mes résultats, brevetable ou non appartient au CNRS qui disposait donc du seul droit de dépôt de brevet vis-à-vis de ceux-ci.

S'agissant des savoirs faire développés par le laboratoire, il m'a été contractuellement interdit toute divulgation des informations données, programmes ou concept dont j'ai eu connaissance pendant mon contrat.

Cependant lorsque tous les partenaires étaient d'accord il m'a été possible de publier des articles scientifiques, dans la mesure où ceux-ci ne constituaient pas une divulgation

6.2.2.2 Conduite du projet

6.2.2.2.1 Principales étapes

Mon projet de thèse a été rapidement mis sous forme d'une « *roadmap* » que je modifiais au fur et à mesure de son avancement. Des réunions hebdomadaires avec mon équipe me permettaient de faire le point sur mes éventuels problèmes dont nous pouvions discuter quotidiennement. De plus, nous avons plusieurs réunions par an avec nos différents partenaires où nous devons rendre compte de résultats plus formels.

D'autre part, quand le besoin se faisait sentir sur des sujets précis, nous organisions des échanges téléphoniques ou par courriers électroniques, plus régulier afin d'avancer au mieux et au plus vite sur ceux-ci.

Mon travail de thèse a donc connu trois jalons, j'ai d'abord mis en évidence la relation entre le GSHB et une grandeur physique appelée largeur homogène. J'ai ensuite analysé plus finement le phénomène tout en regardant en parallèle comment l'ion erbium réagissait à son environnement. Enfin, j'ai tâché de rapprocher ces deux études en modélisant ces phénomènes afin de comprendre comment l'environnement pouvait intervenir sur le GSHB

6.2.2.2.2 Problèmes rencontrés et solutions apportées

Puisqu'une partie de ma thèse consistait à faire des expériences sur fibre optique, j'ai rapidement observé des effets de perturbation de nos mesures spectroscopiques à cause de la propagation le long de la fibre. En effet, un échantillon usuel mesure quelques millimètres alors qu'une fibre optique peut faire plusieurs dizaines de mètres.

La première solution envisagée était de raccourcir la fibre, le problème était que plus une fibre est courte, moins nous avons de signal pour l'analyse. Il a donc fallu augmenter la performance de notre système en changeant certains de ses composants. Nous avons aussi tâché de développer une méthode propre à la mesure sur fibre optique, qui permet d'obtenir un résultat comparable aux mesures sur échantillons massifs.

De plus, il existait dans la littérature plusieurs méthodes pour faire la mesure de GSHB, et je me suis aperçu que toutes les méthodes employées comportaient des biais. Je me suis donc appliqué à les analyser et caractériser. J'ai conclu que, pour que le résultat souffre du moins de biais possible, il fallait concevoir un modèle informatique qui nous permette de rendre compte de tous les effets qui nous intéressent.

ANNEXES

Ce modèle constituait une charge de travail conséquente que nous ne pouvions accomplir dans les délais prévus pour le projet. Nous avons donc dû faire appel à des stagiaires et à nos collaborateurs industriels pour que le modèle soit implémenté.

6.2.2.3 Évaluation et prise en charge du coût du projet

6.2.2.3.1 Personnels internes et externe affectés au projet

Coût du personnel (Salaire)			
Titre :	Coût annuel (en k€)	Temps annuel	Coût total (3 ans)(en k€)
Doctorant (B.D.I)	40	90%	110
Directeur de thèse (directeur de recherche CNRS)	120	15%	54
Co-directeur de thèse (chargé de recherche CNRS)	72	15%	32
Ingénieur de recherche DRAKA	8	3%	7
Personnels techniques	50	5%	8
stagiaires	12	20%	7
Total :			<u>218</u>

6.2.2.3.2 Matériel et analyse

Coût des analyses			
Titre :	Coût d'une journée d'analyse* (en €)	Nombre de journée d'analyse	Coût total (en k€)
Spectroscopie basique	200	200	40
Spectroscopie fine	500	70	35
Total :			<u>75</u>

*Le coût total d'une journée d'analyse comprend le matériel utilisé, l'électricité, les gaz ou liquide cryogénique utilisés...

Coût du matériel	
	Coût (€)
Composants fibrés :	8500
Obturateurs :	1500
Total :	<u>10000</u>

6.2.2.3.3 Missions

Coût des missions	
	Coût (€)
Réunions dans le cadre du projet :	1000
DPC07	1500
RFE2008	1000
ICL08	150
Total :	<u>3650</u>

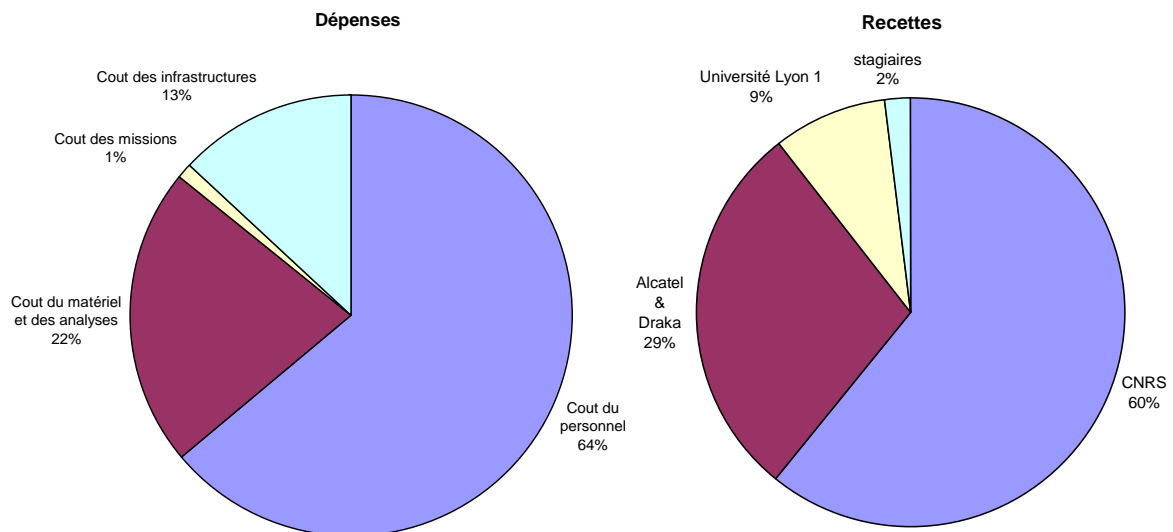
6.2.2.3.4 Infrastructures

Le coût globale d'infrastructure et d'amortissement est estimé à 15 k€ par an. Aucun matériel de recherche n'est pris sur ce budget, le coût totale est donc de **45k€**.

Coût total consolidé pour 3 ans :351,65 k€

Bilan

Dépenses (en k€)		recettes(en k€)	
Cout du personnel	218	CNRS	213,65
Cout du matériel et des analyses	75	Alcatel & Draka	100
Cout des missions	3,65	Université Lyon 1	30
Cout des infrastructures	45	stagiaires	7
Total :	351,65	Total :	351,65



6.2.3 Compétences, savoir-faire, qualités

6.2.3.1 Domaines d'expertise scientifique, technique,...

Au cours de ma thèse trois causes principales ont participé à mon perfectionnement scientifique. En effet, en plus de mes activités de recherche, j'ai dû apprendre à communiquer mes résultats ainsi qu'à encadrer les stagiaires qui travaillaient pour moi.

Mes activités de recherche, m'ont amené à acquérir des connaissances théoriques en spectroscopie optique, matériaux laser, ions de terres rares, structures du verre et influence de l'environnement sur la spectroscopie. De plus j'ai été conduit à maîtriser les expériences de spectroscopie des ions de terre rare, telle que l'absorption, l'excitation, l'émission, la spectroscopie résolue en temps, la spectroscopie de sélection de site, et les expériences en basse (77K) et très basse (4,2 et 1,5K) température. J'ai aussi beaucoup travaillé sur fibre optique et je maîtrise donc le montage de banc optique et l'injection dans les fibres optiques.

La communication de mes résultats m'a permis d'acquérir une capacité à faire ressortir les points positifs de mon travail tout en restant concis et précis.

ANNEXES

Le fait d'encadrer des stagiaires m'a forcé à expliquer simplement les expériences et les concepts que nous utilisons quotidiennement. J'ai donc amélioré mes compétences pédagogiques.

Ces compétences m'ont aussi été utiles lors des différentes activités de vulgarisation auxquelles j'ai pris part, car il fallait aborder des concepts scientifiques précis auprès du grand public et donc savoir adapter son discours à son interlocuteur.

Mon travail de thèse m'a donné l'occasion de produire un certain nombre de documents (rapports, articles, manuscrit) scientifique autant en français qu'en anglais. J'ai donc perfectionné mes compétences de rédaction scientifique dans les deux langues. J'ai, de plus, souvent dû effectuer des recherches bibliographiques et donc compris les méthodes pour optimiser celles-ci.

D'autre part, mon sujet de thèse étant à l'interface de plusieurs domaines scientifique j'ai dû m'adapter à chacun d'entre eux. Par exemple, j'ai dû faire une conférence pour un congrès de physique des matériaux alors que ma formation et mon sujet sont largement orientés optique et spectroscopie. J'ai donc dû adapter mon langage et mes connaissances afin que mon discours et les informations qu'il contenait soient les plus compréhensibles et intéressants possibles pour la communauté auxquels ils s'adressaient.

6.2.3.2 Compétences méthodologiques

Mon travail de thèse s'est avant tout inscrit dans les activités d'un groupe de recherche à la problématique plus large. J'ai donc été amené à travailler sur des sujets un peu différents. Dans la mesure où nous avons des réunions d'avancement régulières avec nos partenaires, j'ai été amené à savoir définir mes priorités afin de converger rapidement vers un résultat concret. Pour cela, j'ai appris à gérer mon temps, à planifier mes expériences et leurs interprétations, les discussions avec nos partenaires, afin d'avoir les meilleurs résultats possibles.

Ce travail m'a aussi permis d'aborder des notions absentes de mon cursus d'ingénieur, tels que les marchés publics (appel d'offre, procédure d'achat, demande de devis, bon de commande...). J'ai d'autre part suivi une formation au sujet de la propriété intellectuelle et plus largement des technologies de l'information.

En tant que membre de mon groupe j'ai aussi participé au recrutement de stagiaires et j'ai tâché de trouver des candidats aux postes de doctorants.

6.2.3.3 Qualités personnelles et encadrement

Ce travail de thèse m'a aussi permis de faire valoir mes qualités personnelles. En effet, mon esprit critique m'a permis d'avoir du recul sur les méthodes de mesure du GSHB et donc d'arriver aux résultats que j'ai obtenus. J'ai aussi réussi à convertir les expériences de spectroscopie sur échantillon massif sur fibre optique malgré les effets de propagation.

D'autre part mon attachement à la théorie m'a permis de concevoir le modèle informatique nécessaire à la compréhension des phénomènes étudiés.

J'ai aussi été amené à développer mes compétences d'encadrement et d'animation lorsque je dirigeais des stagiaires (4 pour un total de 7 mois). J'ai dirigé deux stagiaires en BTS à qui j'ai fait découvrir la manipulation de composants fibrés (mesure de gain, soudure...). J'encadre une stagiaire de M1 qui doit faire avancer les aspects expérimentaux de mon travail de thèse. Et je dois, en juillet, faire découvrir le monde de la recherche à un étudiant de L3

6.2.3.4 Construction d'un réseau professionnel personnel

Les différentes collaborations liées à mon travail de thèse m'ont permis de rencontrer des acteurs importants à la fois dans le milieu académique au niveau national et international, mais aussi au niveau industriel puisque nous avons collaboré avec DRAKA et eu de nombreuses discussions avec des chercheurs d'ALCATEL-LUCENT.

D'autre part, ma participation à des activités de vulgarisation par exemple au musée des beaux arts de Lyon, m'a permis de rencontrer des responsables politiques et culturels locaux.

6.2.3.5 Transférabilité de mes compétences

Le fait d'être en collaboration étroite avec un grand industriel ajouté à ma formation d'ingénieur m'ouvre la porte des activités de recherche et développement dans tous les domaines liés à l'optique. Les compétences acquises à la fois en conduite de projet, encadrement et les compétences techniques, me donnent le bagage nécessaire pour mener des activités dans le domaine des hautes technologies optiques.

De plus, la spectroscopie est utilisée dans différents domaines de la recherche et de l'industrie. Par exemple en astronomie pour la recherche, mais aussi dans toutes les industries de la chimie ou du matériau afin d'avoir un contrôle précis des produits développés.

6.2.4 Résultats, impact de la thèse

Ma thèse a permis à mon équipe de développer des nouvelles expériences de spectroscopie spécifique aux échantillons de fibre optique. Nous avons aussi acquis des connaissances de nouvelles thématiques de recherche liées aux nanoparticules de matériaux isolants. Nous avons pour cela noué de nouvelles collaborations au niveau national qui nous ont permis de valoriser notre travail et ont donné une certaine notoriété à notre groupe.

D'autre part, j'ai participé à plusieurs conférences internationales et j'ai publié des articles dans des journaux reconnus par la communauté scientifique.

Les résultats obtenus sur le GSHB ont permis à nos collaborateurs d'approfondir leur connaissance du produit qu'ils vendent et d'envisager de nouvelles techniques d'analyse pour mieux suivre les développements futurs de leur matériau.

Pour ma part, j'envisage trois pistes différentes pour la poursuite de ma vie professionnelle. Tout d'abord, un projet dans le cadre d'une collaboration entre Draka, l'équipe dans laquelle je travaille et un grand groupe français, me permettrait de continuer de travailler avec les gens que je connais sur un nouveau projet. Je regarde aussi les opportunités de recherche académique et industrielle qui s'offrent à moi sur la région lyonnaise. J'ai enfin candidaté à un poste d'attaché temporaire d'enseignement et de recherche à l'université Claude Bernard Lyon 1, au cas où mes autres projets n'aboutiraient pas.

Saturation spectrale de gain dans les amplificateurs à fibres dopées erbium : largeurs homogène et inhomogène et approche des nanomatériaux

Résumé

L'augmentation exponentielle des performances des lignes de télécommunication optique est en partie due au développement de deux technologies : l'amplificateur à fibre dopée erbium (EDFA) et l'utilisation du multiplexage en longueur d'onde (WDM). Or, combinées, ces deux technologies font apparaître sur les lignes de télécommunication le problème de saturation spectrale du gain (GSHB), un trou se perce dans la bande de gain lorsqu'un fort signal passe dans la fibre amplificatrice.

Ce travail de thèse étudie donc ce problème afin de le relier à des grandeurs et des phénomènes physiques connus. Nous avons donc procédé à des expériences de spectrométrie directement sur fibre optique afin d'effectuer des comparaisons entre les grandeurs mesurées sur échantillons massifs, et en particulier la largeur homogène, celle mesurée sur fibre optique à la fois par des techniques comparables (RFLN), et via le trou de GSHB.

Nous avons ensuite effectué la première modélisation de l'EDFA qui tient compte des aspects inhomogènes de la répartition de l'erbium dans la matrice hôte, celui-ci rend pour la première fois, compte qualitativement de phénomène lié à l'inhomogénéité tel que le GSHB.

Enfin nous avons étudié de nouveaux matériaux utilisables pour l'amplification optique fibrée, des matériaux nanostructurés. En effet, contrôler l'environnement de l'erbium indépendamment de la matrice hôte, permettrait d'optimiser à la fois les propriétés de luminescence de l'erbium et les aspects fibrage et guide optique de l'EDFA. Nous avons donc mis en évidence les propriétés particulières de l'erbium dans ces nanoparticules.

Gain spectral hole burning in erbium doped fibre amplifier: homogeneous and inhomogeneous linewidth, nanomaterials approach

Summary

The exponential growth of the optics telecommunication lines is due, amongst other things, to two technologies: Erbium Doped Fibre Amplifier (EDFA) and wavelength division multiplexing (WDM). However, when used together these technologies are impacted by what is called Gain Spectral Hole Burning (GSHB), one hole is burning in the gain bandwidth while a strong signal is propagating inside the amplifier fibre.

This work examines this problem in order to link it up with known magnitudes and phenomena. Spectrometry experiments had to be done directly on optical fibre so as to make comparison between magnitudes measured on bulk samples, especially the homogeneous linewidth which is measured both by RFLN and GSHB on fibre.

Then, the first model of EDFA that takes into account the inhomogeneous aspect of erbium distribution in host matrix was computing. This model qualitatively describes inhomogeneous phenomena such as GSHB.

Finally new materials made for optical amplification were studied. Actually, locally controlled erbium environment - regardless the rest of the matrix - would allow to optimise both luminescence properties of erbium and opto-mechanical capacity of the EDFA's host matrix. Specific characteristics of erbium in these nanoparticles were demonstrated by spectroscopic measurements.

DISCIPLINE : Physique

MOTS-CLEFS : Erbium, affinement de raie de fluorescence, Saturation spectrale de gain, transfert d'énergie.

INTITULÉ ET ADRESSE DU LABORATOIRE :

LPCML-UMR 5620 CNRS / UCBL

Domaine Scientifique de la Doua

Université Claude Bernard Lyon 1 Bâtiment Alfred Kastler

10 rue André-Marie Ampère

69622 Villeurbanne cedex

France
