

**MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE
LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE**

UNIVERSITÉ MOULOUD MAMMERI DE TIZI-OUZOU

FACULTÉ DES SCIENCES
DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE

THÈSE DE DOCTORAT

Spécialité : Physique

Option : Physique des Matériaux

Présentée par

Lila DJEBALA

**Études et caractérisation des dopants dans les
lasers fibrés en vue d'améliorer leurs
caractéristiques de sortie**

Présentée devant la commission composée de :

Mr LAMROUS	Omar	Professeur	U.M.M.T.O	Président
Mr MOKDAD	Rabah	Professeur	U.M.M.T.O	Rapporteur
Mr HIDEUR	Ammar	M.C (HDR)	U de ROUEN-France	Examineur
Mr LOUNIS	Mourad	Professeur	U.S.T.O Oran	Examineur
Mr ZIANE	Omar	Professeur	U.S.T.H.B	Examineur
Mr BOURAHLA	Boualem	Professeur	U.M.M.T.O	Examineur

Soutenue : le 09/03/2016

Table des matières

Table des figures	vi
Liste des tableaux	ix
Remerciement	1
Introduction Générale	3
1 Propriétés générales des lasers à fibres	7
1.1 Introduction	7
1.2 Ions de terres rares	8
1.2.1 Propriétés électroniques particulières	8
1.2.2 Niveaux d'énergie des ions terres rares	10
1.2.3 Interaction du rayonnement avec les ions des terres rares	12
1.2.4 Durée de vie d'un niveau d'énergie	12
1.3 Les transitions radiatives	12
1.3.1 L'absorption	13
1.3.2 L'émission	14
1.3.2.1 Émission stimulée	15
1.3.2.2 L'émission spontanée	16
1.4 Transitions non-radiatives	16
1.5 Incorporation des ions des terres rares dans une matrice vitreuse	17
1.6 Fibres optiques	18
1.6.1 Structure d'une fibre optique	19
1.6.2 Caractéristiques des fibres optiques	19
1.6.2.1 Fréquence normalisée	20
1.6.2.2 Fibre optique multimodes à saut d'indice	20
1.6.2.3 Fibre optique multimodes à gradient d'indice	20
1.6.2.4 Fibre optique monomode	21
1.6.2.5 Ouverture numérique	21

1.7	Effets de propagation linéaire	22
1.7.1	L'atténuation spectrale	22
1.7.2	La dispersion	23
1.7.2.1	Dispersion chromatique	23
1.7.2.2	Dispersion modale de polarisation	24
1.7.2.3	Dispersion intermodale	24
1.8	Effets de propagation non-linéaires	24
1.8.1	Effet Kerr	25
1.8.2	Diffusion Brillouin Stimulée (D.B.S)	25
1.8.3	Diffusion Raman Stimulée (D.R.S)	26
1.9	Amplificateurs à fibres	27
1.10	Laser à fibre	30
1.10.1	Fibre à double gaine	31
1.10.2	Fibre à large cœur de surface LMA(Large Mode Area)	33
1.10.3	Fibre microstructurée	34
2	Lasers passivement Q-déclenchés	37
2.1	Différentes méthodes de déclenchement	38
2.1.1	Le déclenchement actif	39
2.1.1.1	Le modulateur électro-optique	39
2.1.1.2	Le modulateur acousto-optique	39
2.1.2	Le déclenchement passif	39
2.2	Principe de fonctionnement dans le cas d'un régime déclenché par absor- bant saturable	41
2.3	État de l'art des lasers passivement Q-déclenchés	42
2.4	Principaux paramètres des lasers passivement Q-déclenchés	45
2.4.1	Impulsion laser	45
2.4.2	Énergie de saturation	47
2.4.3	Largeur d'impulsion	47
2.5	Conclusion	48
3	Réalisation d'un laser passivement Q-déclenché	49
3.1	Influence de la concentration des ions absorbant saturable sur l'optimisa- tion du laser ainsi que sur la largeur à mi-hauteur des impulsions	50
3.2	Réalisation d'un laser à fibre dopée Erbium passivement Q-déclenché	51
3.3	Paramètre spectroscopique de l'ion Erbium	52
3.4	Absorbants saturables semi-conducteurs à multi-puits quantiques	54
3.4.1	Structure de bandes des semi-conducteurs	54
3.4.2	Absorption de la saturation InGaAs/InP	56
3.4.3	Loi de saturation d'absorption	56

3.4.4	Réduction de temps de relaxation	57
3.5	Absorbants saturables utilisés	57
3.6	Dispositif expérimental	58
3.7	Résultats	59
3.8	Interprétation des résultats	62
3.9	Conclusion	64
4	Paramètres influents l'optimisation d'un laser passivement Q-déclenché	65
4.1	Choix de l'ion Néodyme comme particule active dans le milieu amplificateur	65
4.1.1	Spectroscopie de l'ion Nd^{+3}	66
4.2	Matériaux lasers dopés au Néodyme	68
4.3	Le choix de l'ion Chrome comme ion actif dans le milieu absorbant saturable	71
4.4	Modèle théorique des équations cinétiques	73
4.4.1	Équation du milieu amplificateur Nd^{+3}	74
4.4.2	Équation du milieu absorbant saturable	78
4.4.3	Équation de la densité de photons intra-cavité	80
4.5	Conclusion	82
5	Optimisation de la puissance de sortie d'un laser passivement Q-déclenché	85
5.1	Puissance pompe seuil d'un laser	86
5.2	Étude de la stabilité linéaire	88
5.3	Impact de rapport des sections efficaces du milieu AS sur le milieu à gain sur l'optimisation d'un laser passivement Q-déclenché	92
5.4	Résultats obtenus	94
5.5	Interprétation des résultats obtenus	96
5.6	Détermination de la valeur permettant l'optimisation d'un laser passivement Q-déclenché	97
5.7	Conclusion	99
	Conclusion générale	100
	Résumé	101
	Bibliographie	103

Table des figures

1.2.1	Position des lanthanides dans la classification périodique.	8
1.2.2	Distributions radiales de probabilité des orbitales $4f$, $5s$ et $5p$ de l'ion Pr^{+3}	10
1.2.3	Niveaux d'énergies des terres rares.	11
1.3.1	Absorption d'un photon.	14
1.3.2	Principe de l'émission stimulée d'un photon.	15
1.5.1	Structure atomique locale dans la silice SiO_2	17
1.6.1	Principe de la fibre optique monomode.	19
1.6.2	Fibre optique à saut d'indice.	20
1.6.3	Fibre optique à gradient d'indice.	21
1.6.4	Fibre optique monomode.	21
1.6.5	Guidage de la lumière dans la fibre optique.	22
1.7.1	Effet de dispersion dans la fibre optique.	23
1.9.1	Niveaux électroniques d'un système à trois niveaux et transition laser.	28
1.10.1	Principe d'un laser à fibre.	31
1.10.2	Différence entre une fibre standard et une fibre à double gaine.	32
1.10.3	Différentes formes géométriques de la première gaine de la fibre optique : a) forme circulaire centrée, b) forme circulaire non-centrée, c) forme rectangulaire, d) forme hexagonale, e) forme de fleur.	32
1.10.4	L'absorption de la pompe pour différentes géométries de la première gaine.	33
1.10.5	Schéma descriptif d'une fibre micro structurée air/silice.	34
2.0.1	Schéma de principe d'un laser impulsionnel par modulation des pertes.	37
2.1.1	Techniques de déclenchement du laser.	38
2.1.2	Schéma représentant les pertes d'un absorbant saturable en fonction du flux de photons le traversant.	41
2.2.1	Évolution temporelle des pertes de la cavité et l'inversion de population (gain) d'un laser Q-déclenché.	42

2.3.1 Schéma d'un laser à fibre passivement Q-déclenche dont le milieu amplificateur est une fibre dopée Yb et l'absorbant saturable est une fibre dopée Bi [65].	43
2.3.2 Représentation d'un laser passivement Q-déclenché dopée Er et l'absorbant saturable est Tm [72].	44
2.3.3 Grandeurs spectroscopiques caractérisant un absorbant saturable.	44
3.1.1 a) Variation de la puissance crête des impulsions en fonction de la concentration en ions absorbants saturables Cr^{+4} pour différentes valeurs de concentration d'ions amplificateurs Nd^{+3} , obtenues avec une puissance pompe de 45 W. b) Variation de la largeur à mi-hauteur des impulsions en fonction de la concentration en ions absorbants saturables Cr^{+4} , obtenue pour une concentration d'ions amplificateurs Nd^{+3} de $1.4 \cdot 10^{25} \text{ ions}/m^3$ pour une puissance pompe de 45 W [56].	50
3.1.2 a) Variation de la largeur à mi-hauteur des impulsions et de leurs fréquences de répétition en fonction de la puissance pompe, pour le régime de faible amplitude, b) Variation de la largeur à mi-hauteur des impulsions et de leurs fréquences de répétitions en fonction de la puissance pompe, pour le régime de forte amplitude [56].	51
3.3.1 Absorption et émission stimulée d'un ion Erbium.	52
3.3.2 Sections efficaces d'émission et d'absorption et spectre de gain d'une fibre optique en silice dopée Erbium [55]	53
3.4.1 Répartition des états d'énergies et des porteurs de charges dans un semi-conducteur.	55
3.4.2 Evolution du temps de déclin des absorbants saturables en fonction de la concentration en fer dans un multipuit quantique [86].	57
3.6.1 Schéma synoptique du laser à fibre passivement déclenché par absorbant saturable.	59
3.7.1 Evolution de la durée et de taux de répétition des impulsions en fonction du pompage obtenue en utilisant les SESAMs 530II (a) et MB7 (b).	60
3.7.2 Evolution de la durée et la fréquence de répétition en fonction du pompage pour SESAMs 530II et MB7(b).	60
3.7.3 Variation de la largeur à mi-hauteur et la fréquence de répétition en fonction de la pompe obtenue en utilisant les SESAMs A5(a) et A6 (b).	61
3.7.4 Evolution de la largeur à mi-hauteur et la fréquence de répétition en fonction de la pompe dans le cas des deux SESAMs MB7(a) et A6 (b).	61
3.7.5 Variation de la largeur à mi-hauteur et la fréquence de répétition en fonction du pompage dans le cas du SESAM 530II (a) et du SESAM 485 (b).	62
4.1.1 Schéma des principaux niveaux d'énergie de l'ion Nd^{+3}	66

4.1.2 Niveaux d'énergie de l'ion Nd^{+3} dans la silice.	67
4.2.1 Le spectre de fluorescence de l'ion Nd^{+3} dopé dans la silice pompée à 808 nm [98].	70
4.3.1 Spectre d'absorption des verres d'oxydes dopés par 0.06 % Cr [100].	71
4.3.2 Section efficace d'absorption du Cr^{+4} et d'émission du Nd^{+3}	72
4.3.3 Niveaux d'énergie du Nd^{+3} et Cr^{+4}	73
4.4.1 Diagramme des niveaux d'énergie du Nd^{+3}	74
4.4.2 Diagramme des niveaux d'énergie du Cr^{+4}	78
5.1.1 Puissance moyenne du signal laser à 1084 nm en fonction de la puissance pompe [79].	88
5.2.1 Évolution de l'une des trois valeurs propres en fonction de la concentration en ions AS pour une concentration en ions à gain de $1,4 \cdot 10^{25} \text{ ions/m}^3$	90
5.2.2 Régime auto-impulsionnel obtenu loin de la zone critique avec une concentration en ions AS de $1,8 \cdot 10^{24} \text{ ions/m}^3$	91
5.2.3 Régime auto-impulsionnel obtenu pour une concentration de $5,28 \cdot 10^{24} \text{ ions/m}^3$ proche de la valeur critique.	91
5.3.1 Intensité calculée par Lecourt avec le système d'équation de Luo et Chu en tenant compte de l'émission spontanée pour $C_{AL} = 0,9$ et $C_{AL} = 30$	93
5.4.1 Régime auto-impulsionnel de faible amplitude obtenu pour une concentration en ions AS de $1,8 \cdot 10^{24} \text{ ions/m}^3$ et une concentration en ions gain de $1,4 \cdot 10^{25} \text{ ions.m}^{-3}$ et un paramètre $C_{AL} = 6,03$, a) puissance du sortie en fonction du temps, b) densité en ions actifs en fonction du temps.	94
5.4.2 Régime de forte amplitude obtenu en augmentant le rapport de $C_{AL} = \frac{\sigma_{AS}}{\sigma_L} = 18,01$ et une concentration en ions absorbants saturables de $1,8 \cdot 10^{24} \text{ ions/m}^3$, a) puissance de sortie en fonction du temps, b) densité en ions actifs en fonction du temps.	95
5.4.3 Régime de forte amplitude obtenu pour une concentration d'absorbant saturable de $5,2 \cdot 10^{24} \text{ ions/m}^3$ et un rapport de section efficace $C_{AL} = 6,03$, a) puissance de sortie du laser en fonction du temps, b) la densité en ions actifs en fonction du temps.	96
5.6.1 Comparaison des résultats de simulations et de l'équation analytique de la variation de la concentration en ions à gain en fonction de la concentration critique en ions AS.	98

Liste des tableaux

1.1	Configuration électronique des lanthanides électroluminescent utilisant les monocristaux, les poudres et les verres, etc, et des ions Ln^{3+}	9
3.1	Caractéristiques des SESAMs utilisés.	59
4.1	Récapitulatif des principales propriétés de quelques modificateurs et intermédiaires utilisés comme matériaux laser.	69
4.2	Comparatif de sections efficaces d'émission de fibre optique de type Silicate, dopée Néodyme. Valeurs tirées de la littérature	71

Remerciements

Le présent travail a été réalisé au laboratoire de Physique et Chimie Quantique de l'Université Mouloud Mammeri de Tizi-ouzou. La partie expérimentale a été réalisée en collaboration avec le laboratoire *CORIA* de l'Université de *Rouen* au sein du département *Optique* et *Laser*.

Je tiens tout d'abord à exprimer mes remerciements à mon directeur de thèse *M^r Rabah Mokdad* d'avoir guidé consciencieusement mon travail de thèse. C'est grâce à son enthousiasme que ce travail a été réalisé. Merci de m'avoir soutenue et encouragée en période de doute et de stress durant la préparation de la thèse.

Un grand merci à *M^r Djellout Hocine* pour sa sympathie, son aide précieuse dans cette lourde tâche. Merci pour votre disponibilité à répondre à toutes mes questions. Je remercie vivement *M^r Mokrane Tamine*, *M^r Ali Boukalal* et *M^r Tazibt Slimane* pour le plus qu'ils ont apporté à ma thèse.

Je remercie particulièrement *M^r Ammar Hideur* de m'avoir accueillie très chaleureusement au laboratoire *CORIA* de l'Université de *Rouen* au sein du département *Optique* et *Laser* durant mon stage de courte durée. Ma profonde reconnaissance s'adresse à *M^r Wangh Ongjie*, doctorant à l'université de *Rouen* pour sa disponibilité à travailler avec moi. Sa bonne humeur et sa sympathie ont rendu le travail agréable.

J'exprime ma gratitude aux différents membres du jury, à commencer par *M^r Omar Lamrous* président du jury, *M^r Ammar Hideur*, *M^r Mourad Lounis*, *M^r Boualem Bourahla* et *M^r Omar Ziane* pour avoir tous accepté de juger mon modeste travail.

Mes meilleures salutations sont adressées particulièrement aux doctorants *LPCQ*, qui par leur bonne humeur quotidienne ont transformé chaque jour de travail en un réel plaisir.

C'est grâce à la présence de mes enfants *Idir*, *Aghiles* et *Lina*, que j'ai eu la volonté à persévérer dans ma thèse. Que dieu les garde pour la compréhension et la patience dont ils ont fait preuve. Le déroulement de cette thèse n'aurait pas été le même sans les encouragements des mes parents et la confiance de mon mari *Hakim*.

Enfin, un grand merci à mes collègues de l'université de Tizi-Ouzou et de Boumerdès pour leur soutien amical et moral et à tout ceux qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de cette thèse.

Introduction Générale

Depuis la célèbre publication d'Albert Einstein en 1917, décrivant les processus d'absorption et d'émission stimulée, il a fallu attendre 44 années pour que cette hypothèse puisse se concrétiser dans le domaine des sources optiques. La première démonstration relatif à l'effet laser, acronyme de "Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation", a été faite, à partir d'un cristal de rubis pompé par une lampe flash en 1960 [1] en émettant à 694 *nm*.

Le premier laser, à fibre optique quant à lui, a vu le jour en 1964 [2]. La fibre utilisée est multimode à base de silice fortement dopée néodyme et pompée transversalement par une lampe flash, dont la longueur d'onde laser était de 1.06 μm . Au fur et à mesure que l'inversion de population est réalisée, l'émission stimulée s'amorce au sein de la cavité, ce qui a pour effet de dépeupler l'état excité. En 1973, Stone et Burrus [3] ont réalisé le premier pompage longitudinal avec une diode *GaAs*. Ensuite, tout va très vite à la démonstration de l'émission cohérente (ou quasi-cohérente) en employant des espèces atomiques, moléculaires et ioniques sans oublier les composants semi-conducteurs. Ces derniers ont permis aux fibres optiques de connaître une large gamme d'applications dans l'industrie comme pour le marquage et le micro-usinage, dans l'intervention chirurgicale qui exige une grande précision, dans l'imagerie médicale, dans la télécommunication ou encore dans la défense. La révolution des lasers à fibres résulte, principalement, de la maîtrise des techniques de fabrication des fibres optiques. Ces fibres présentent une excellente solution pour l'amplification du signal optique [4], [5]. Ainsi, la technologie des lasers à fibre de puissance s'est orientée vers l'amplificateur des verres dopés aux ions de terres rares [6], [7]. La fibre dopée aux terres rares dont la matrice hôte est un verre présente une large bande de gain. En fonction de l'application visée, l'insertion des ions de terres rares dans une matrice vitreuse, comme la silice, permet d'avoir des sections efficaces d'émission grandes et ouvre la possibilité de générer des impulsions très courtes de l'ordre de quelques centaines de femtosecondes avec des puissances crêtes élevées.

Les lasers à fibres présentent de nombreux avantages par rapport à d'autres types de lasers comme les lasers à solides ou à semi-conducteurs. Le rapport surface/volume important des fibres optiques assure une excellente dissipation thermique (les lasers non

fibrés sont souvent associés à un important système de refroidissement). Dans les fibres optiques la lumière est guidée naturellement dans la cavité, les effets de diffraction en espace libre sont donc éliminés. Le confinement de l'énergie optique sur de grandes longueurs d'interactions permet d'obtenir des gains élevés. Différentes architectures de cavité peuvent être construites facilement telle que la cavité Fabry-Pérot, la cavité en anneau ou une combinaison des deux. Les lasers à fibre ont un moindre coût et un faible encombrement.

Les lasers à fibres demeurent, en outre, des outils de choix pour la recherche physique fondamentale et appliquée. Un laser à fibre constitue un système modèle non linéaire et dissipatif. Il est ouvert, car, il dépend d'une source d'énergie externe (pompage) et possède des pertes qui sont souvent utilisées dans des études et réalisations expérimentales [8]. Afin de répondre à chacun de ces besoins, la recherche en physique des lasers est aujourd'hui un domaine très actif dans lequel se poursuivent des activités très variées.

Durant les dernières décennies, d'important progrès ont été concentrés pour délivrer de l'énergie lumineuse en un temps aussi bref que possible, ce qui conduit à des puissances crêtes très élevées [9], [10].

Pour un laser fonctionnant en régime déclenché, la durée des impulsions est liée à l'énergie et à la longueur de la cavité [11]. Beaucoup d'études expérimentales et théoriques ont été entreprises depuis le premier laser à absorbant saturable délivrant des impulsions lumineuses [12]. Des durées d'impulsion, inférieures à 40 ns, ont plusieurs fois été atteintes avec l'emploi des fibres à large cœur, partiellement en espace libre, pour des énergies excédent le millijoule. L'étude se base sur des simulations dont les résultats sont confrontés à des réalisations expérimentales. Dans les simulations d'un laser passivement déclenché entièrement fibré, il a été suggéré que l'émission spontanée amplifiée est très importante [13]. Les travaux théoriques sur le régime déclenché sont basés sur la résolution des équations cinétiques que ce soit numériques, ou analytiques [14], [15]. En expérimentation ce modèle n'est valide que si le gain est uniforme dans le milieu amplificateur [16]. Les grandeurs les plus étudiées dans la plupart des travaux sur le régime déclenché sont : l'énergie et la forme des impulsions [17], ou encore leur puissance crête et leurs durées [13]. Plusieurs points clés doivent être considérés afin d'augmenter la puissance de sorties dans l'étude et la réalisation des laser passivement Q-déclenché. Nous pouvons citer : le matériau laser dopé aux ions terres rares jouant le rôle des ions actifs, le pompage optique, le milieu absorbant saturable, la concentration des milieux amplificateurs et celle du milieu absorbant saturable ainsi que la longueur de la cavité laser.

Le travail présenté dans cette thèse consiste à mettre en évidence certains paramètres microscopiques influents l'optimisation d'un laser passivement Q-déclenché entièrement fibré dont le milieu amplificateur et le milieu absorbant saturable sont tous les deux des

fibres optiques dopées aux néodyme et chrome respectivement. Ce manuscrit est organisé en quatre chapitres

Le premier chapitre débute par une présentation générale des propriétés électroniques et optiques des ions de terres rares, ensuite nous avons expliqué l'intérêt de l'incorporation de ces ions dans une matrice vitreuse comme la silice permettant d'avoir des sections efficaces d'émission grandes [18]. Puis, nous introduisons les notions générales théoriques nécessaires à la compréhension des mécanismes physiques mis en jeu lors du fonctionnement des lasers à fibre dopée aux ions de terres rares.

Le deuxième chapitre est consacré à l'état de l'art montrant les travaux réalisés ces dernière années sur le Q-switch. Nous introduisons dans la suite, les paramètres caractéristiques de ce système laser qui influent sur son optimisation auxquelles nous nous intéressons, suivi d'un travail expérimental dont le but est la réalisation d'un laser passivement Q-déclenché ainsi que son optimisation. Le milieu absorbant saturable est une fibre optique dopée Erbium et le milieu absorbant saturable est un semi-conducteur.

Dans le troisième chapitre, une description des propriétés du milieu amplificateur ainsi que le milieu absorbant saturable est faite pour bien comprendre le principe de fonctionnement d'un laser passivement Q-déclenché. Des résultats de simulations sont exposés.

En dernier chapitre, un régime de forte amplitude est obtenu en jouant sur certains paramètres influant le fonctionnement d'un laser passivement Q-déclenché pour obtenir des puissances de sortie élevées.

Propriétés générales des lasers à fibres

1.1 Introduction

Les ions de terres rares ont une longue histoire dans les applications optiques et magnétiques. Parmi ces dernières, les dispositifs luminescents utilisant les monocristaux, les poudres et les verres, etc, les terres rares ont des caractéristiques importantes qui les distinguent d'autres ions optiquement actifs. Ils émettent et absorbent sur des gammes étroites de longueurs d'onde. Les longueurs d'onde d'émission et d'absorption des transitions sont relativement peu sensibles à la matrice hôte [19]. Les intensités de ces transitions sont faibles. Les durées de vie des états métastables sont longues. Ces propriétés mènent à d'excellente exécution des ions de terres rares dans beaucoup d'applications optiques à savoir les lasers et les amplificateurs optiques.

La polyvalence des verres et leurs spectres d'absorption larges ont mené à les utiliser dopés aux ions de terres rares dans beaucoup d'applications, en particulier, dans des dispositifs à fibre optique. Les caractéristiques des dispositifs luminescents suivent des propriétés optiques de combinaison d'ion de la matrice d'accueil utilisée. Si on a les informations importantes, il est possible de prévoir exactement l'exécution du laser, de l'amplificateur ou de la source super luminescente. L'un des outils puissants pour obtenir l'information nécessaire est la spectroscopie optique, qui utilise des processus d'absorption et d'émission.

La section suivante traite les origines de la structure électronique des ions des terres rares aussi bien les processus qui induisent des transitions entre les niveaux d'énergie.

Les questions relatives à l'interaction entre les ions de terres rares et la manière dont ils sont incorporés dans la matrice d'accueil sont également discutées. Les sections suivantes s'intéressent à la spectroscopie de certains ions de terres rare intensivement utilisée.

1.2 Ions de terres rares

1.2.1 Propriétés électroniques particulières

Les éléments de terres rares regroupent les 17 éléments chimiques (métalliques) présents dans le tableau périodique. Ce groupe est formé des 15 lanthanides commençant par le Lanthane (La, $Z=57$) et se terminant par le Lutécium (Lu, $Z=71$) auxquels sont associés les éléments Scandium (Sc, $Z=21$) et Yttrium (Y, $Z=39$) de propriétés voisines. L'intérêt des terres rares en spectroscopie est une conséquence de leurs structures électroniques. Les lanthanides ont la structure du Xénon ($1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 4d^{10} 5s^2 5p^6$) à laquelle s'ajoutent des électrons $4f, 5d$ et $6s$. Ce qui veut dire le remplissage de la couche $4f$ se fait alors que les couches externes $5d$ et $6s$ sont totalement ou partiellement remplies.

Le tableau 1.2.1 récapitule les configurations électroniques de l'atome neutre et celle de l'ion trivalent (degré d'ionisation 3). Cette ion est obtenu à partir de l'atome en lui retirant les électrons externes $6s^2$ et un électron de $4f$ ou de $5d$. Les électrons de la $4f$ impliqués dans les transitions donnant lieu à une émission optique, ne sont donc pas les électrons de valence.

Les orbitales $4f$ sont optiquement actives et ont une faible extension radiale et sont écrantées par les couches externes $5s^2 5p^2$ et qui les protègent des perturbations extérieures. Ainsi, les ions de terres rares sont quasiment insensibles à leur environnement et se comportent presque comme un ion à l'état libre. Les électrons de valence de la $4f$

1	1																	2	
	H																	He	
2	3	4																	10
	Li	Be																	Ne
3	11	12																	18
	Na	Mg																	Ar
4	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32	33	34	35	36	
	K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr	
5	37	38	39	40	41	42	43	44	45	46	47	48	49	50	51	52	53	54	
	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe	
6	55	56	57	72	73	74	75	76	77	78	79	80	81	82	83	84	85	86	
	Cs	Ba	La	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn	
7	87	88	89	104	105	106	107	108	109	110	111	112							
	Fr	Ra	Ac	Rh	Db	Sg	Bh	Hs	Mt	Uun	Uuu	Uub							
	Lanthanides			58	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71		
				Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu		

sont peu sensibles à leur environnement chimique, ce qui rend la formation d'une liaison chimique par interaction covalente impliquant des électrons de la $4f$ impossible.

Les terres rares sont des éléments très faiblement électronégatifs.

Le degré d'oxydation de ces ions est généralement +3. Certains ions ont la possibilité d'être stabilisés au degré +4 comme le Cérium, le Praséodyme et le Terbium, ou degré +2 comme l'Europium, l'Ytterbium et le Samarium. La configuration électronique de l'ion terre rare trivalent au repos correspond à celle du Xénon à laquelle s'ajoute de 0 à 14 électrons dans la couche $4f$. Elle s'écrit comme suit :

$$[Xe]4f^{n-1} \quad (1.2.1)$$

éléments	Numéro atomique	élément neutre [Xe]	Ion Ln^{3+}
Ce	58	$4d^{10}5s^25p^6$	$[Xe]4f^15d^16s^2$
Pr	59	$4d^{10}5s^25p^6$	$[Xe]4f^36s^2$
Nd	60	$4d^{10}5s^25p^6$	$[Xe]4f^46s^2$
Pm	61	$4d^{10}5s^25p^6$	$[Xe]4f^56s^2$
Sm	62	$4d^{10}5s^25p^6$	$[Xe]4f^66s^2$
Eu	63	$4d^{10}5s^25p^6$	$[Xe]4f^76s^2$
Gd	64	$4d^{10}5s^25p^6$	$[Xe]4f^75d^16s^2$
Tb	65	$4d^{10}5s^25p^6$	$[Xe]4f^96s^2$
Dy	66	$4d^{10}5s^25p^6$	$[Xe]4f^{10}6s^2$
Ho	67	$4d^{10}5s^25p^6$	$[Xe]4f^{11}6s^2$
Er	68	$4d^{10}5s^25p^6$	$[Xe]4f^{12}6s^2$
Tm	69	$4d^{10}5s^25p^6$	$[Xe]4f^{13}6s^2$
Yb	70	$4d^{10}5s^25p^6$	$[Xe]4f^{14}6s^2$
Lu	71	$4d^{10}5s^25p^6$	$[Xe]4f^{14}5d^16s^2$

Table 1.1 – Configuration électronique des lanthanides électroluminescent utilisant les monocristaux, les poudres et les verres, etc, et des ions Ln^{3+} .

Les éléments de terres rares sont caractérisés par de nombreuses transitions allant de l'infrarouge à l'ultraviolet, des bandes d'émission et d'absorption étroites et des niveaux d'énergie avec de longues durées de vie qui arrivent jusque'à des millisecondes (ms) tel que l'Europium.

De plus, leur fonction d'onde est partiellement écrantée par les électrons de la $5s$ et la $5p$. L'écrantage est dû à une contraction de la fonction d'onde des électrons de la couche $4f$ à partir du début de la série des lanthanides.

Cette contraction de fonction d'onde est causée par le développement d'un puit de potentiel près du noyau atomique et par l'écrantage imparfait des électrons de la $4f$ entre eux.

La figure 1.2.2 représente la distribution de probabilité des orbitales $4f$, $5s$ et $5p$ de l'ion Pr^{+3} [20].

Ces propriétés électroniques particulières donnent aux lanthanides une faible sensibilité à leurs paramètres spectroscopiques (mis à part la probabilité d'émission) vis-à-vis de leurs environnements. Cela se traduit par une faible séparation des sous niveaux d'énergie Stark ainsi qu'une faible différence du barycentre de ces sous niveaux en fonction de la matrice d'accueil.

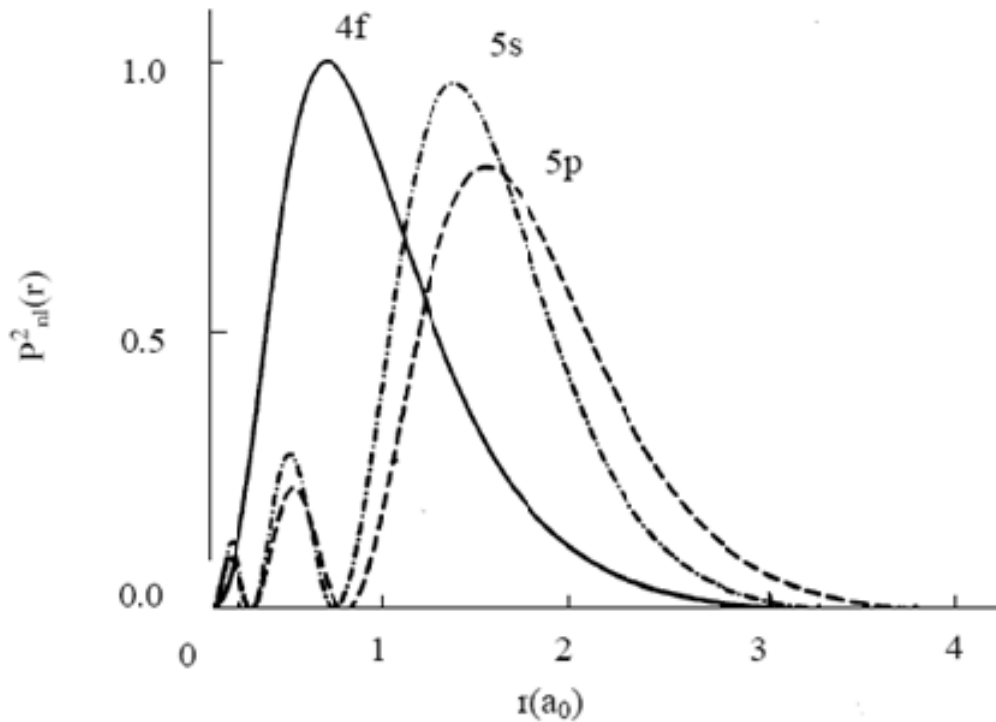
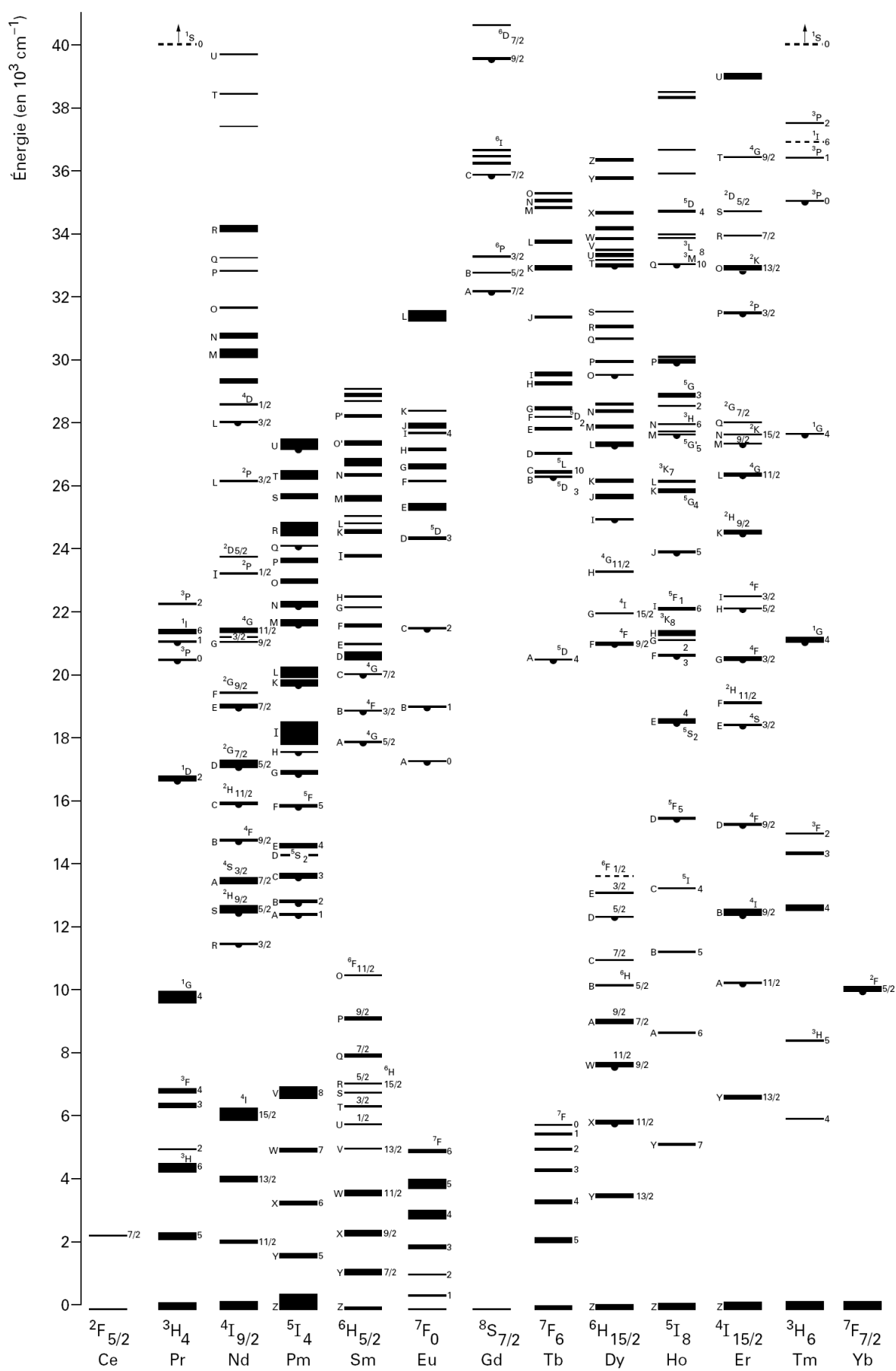


Figure 1.2.2 – Distributions radiales de probabilité des orbitales $4f$, $5s$ et $5p$ de l'ion Pr^{+3} .

1.2.2 Niveaux d'énergie des ions terres rares

L'existence de plusieurs niveaux d'énergie d'un ion de terre rare libre est dû aux interactions entre les N électrons de la couche $4f$ entre eux d'une part, avec le noyau et les électrons des couches complètes d'autre part. Les niveaux d'énergie des différents ions de terres rares trivalents sont donnés sur la figure 4.1.2. Les valeurs ont été déterminées pour les ions dans une matrice spécifique ($LaCl_3$), mais sont utilisables pour toute autre matrice hôte du fait de la faible influence du champ cristallin du site d'accueil sur l'ion. L'incorporation de l'ion dans un matériau hôte impose la symétrie particulière du milieu à l'ion de terre rare. Il en résulte de nouvelles conditions d'interaction du champ électrique local du site d'accueil avec l'ion et la levée de dégénérescence des niveaux d'énergie. La faible perturbation provoquée par le milieu fait cependant apparaître des niveaux présentant de faibles écarts d'énergie par rapport aux niveaux de l'ion libre, c'est l'effet Stark [19].



L'épaisseur des traits reflète l'écart total dû au champ cristallin dans LaCl_3 .
Les demi-cercles indiquent les niveaux émettant une fluorescence dans LaCl_3 .

Figure 1.2.3 – Niveaux d'énergies des terres rares.

1.2.3 Interaction du rayonnement avec les ions des terres rares

L'interaction des ions des terres rares avec un rayonnement électromagnétique va provoquer des transitions entre les différents niveaux de l'ion suivant plusieurs mécanismes. Certaines transitions sont à l'origine du processus d'amplification. Ce phénomène permet de transférer l'énergie absorbée à une longueur d'onde (pompe) vers d'autres longueurs d'onde (signal). En d'autres termes, si l'on injecte un signal optique dont la longueur d'onde fait partie du spectre d'émission de la terre rare, ce signal peut être amplifié. L'énergie de la pompe est utilisée pour amplifier le signal, c'est le phénomène d'émission stimulée.

1.2.4 Durée de vie d'un niveau d'énergie

L'absorption d'un photon par un ion de terre rare fait passer les électrons d'un état fondamental à un état excité. Les électrons une fois excités retournent à leur état fondamental, soit par transition radiative, soit par transition non radiative. La probabilité de transition, par unité de temps W_T d'un niveau excité i est donnée par la somme des transitions radiatives W_{ij}^R et non radiatives W_{ij}^{NR} , vers l'ensemble des niveaux j possibles. La durée de vie effective τ_i du niveau i est définie comme la constante de temps qui décrit la relaxation des niveaux excités de l'ion vers les niveaux stables. Elle est inversement proportionnelle à sa probabilité de transition

$$W_T = \sum_j (W_{ij}^R + W_{ij}^{NR}) = \frac{1}{\tau_i} \quad (1.2.2)$$

Cette durée de vie représente le déclin de la fluorescence à partir du niveau métastable et régit la décroissance spontanée du nombre d'atomes présents dans l'état excité selon l'équation

$$n(t) = n_0 e^{-\frac{t}{\tau_i}} \quad (1.2.3)$$

L'intensité de luminescence est proportionnelle au nombre d'atomes dans l'état excité. La durée de vie des niveaux émetteurs de la configuration $4f^{n-1}5d$ sont très courtes, souvent de l'ordre de quelques dizaine de nanosecondes.

1.3 Les transitions radiatives

Les sections efficaces d'absorption et d'émission stimulée caractérisent les transitions radiatives. Elles sont des variables macroscopiques liées au nombre de dopants produisant une transition par rapport au nombre de dopants total dans le milieu. Elles permettent aussi de relier les probabilités de transition à des mesures d'absorption.

L'absorption et l'émission des radiations lumineuses par un matériau sont deux processus élémentaires qui contribuent à mieux apprécier le comportement de ce matériau à

amplifier la lumière [19]. Pour une fibre donnée, il est possible de connaître sa section efficace d'amplification stimulée.

Les sections efficaces d'absorption et d'émission, aux longueurs d'onde du signal et celle de la pompe, caractérisent la force des transitions optiques dans la fibre dopée en ions actifs. Leur détermination est essentielle pour comprendre l'amplification optique ainsi que le fonctionnement d'un laser [4].

1.3.1 L'absorption

Soit une onde électromagnétique composée de photons d'énergie $E = h\nu$ traversant un matériau contenant des ions de terres rares. Si les photons ont une énergie supérieure ou égale à l'énergie ΔE séparant l'état fondamental de l'état excité, ils peuvent alors être absorbés par l'ion terre rare. Ceci se traduit par le passage de l'ion de terre rare à l'état excité. La figure 1.3.1 décrit le processus d'absorption. La mesure de l'absorption consiste simplement à comparer l'intensité d'un faisceau lumineux, de la longueur d'onde λ , avant et après son passage à travers l'échantillon étudié. Le phénomène d'absorption est directement lié à la composition du matériau et la présence d'impuretés. Le facteur d'absorption pour une radiation donnée dépend fortement de la longueur de l'échantillon, de sa concentration en ions dopants et de la section efficace d'absorption. A cette longueur d'onde l'intensité transmise à travers une longueur L est donnée suivant la loi de Beer-Lambert par :

$$I(\lambda) = I_0(\lambda) \exp(-\alpha(\lambda)L) \quad (1.3.1)$$

où $I_0(\lambda)$: l'intensité lumineuse incidente pour une radiation monochromatique donnée

$I(\lambda)$: représente l'intensité transmise à travers l'échantillon de longueur et/ou d'épaisseur L

$\alpha(\lambda)$: le coefficient d'absorption pour une longueur d'onde donnée (exprimé en m^{-1})

La densité optique $DO(\lambda)$ peut être mesurée par des appareillages spectrophotométrie, elle est définie de la manière suivante :

$$Do(\lambda) = -\log \left(\frac{I(\lambda)}{I_0(\lambda)} \right) \quad (1.3.2)$$

Le coefficient α est relié à la densité optique par l'expression

$$Do(\lambda) = \alpha(\lambda) \frac{L}{10} \quad (1.3.3)$$

Pour chaque longueur d'onde incidente λ , on mesure une densité $Do(\lambda)$, c'est ce qui nous permet de tracer le spectre d'absorption $Do(\lambda) = f(\lambda)$.

$\alpha(\lambda)$ est relié à α_{dB} exprimé en dB/m par la relation $\alpha_{dB} = 4,343\alpha$, l'atténuation du signal dépend de la nature de la fibre.

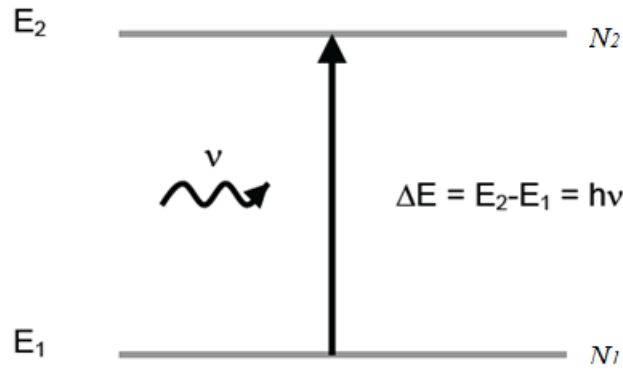


Figure 1.3.1 – Absorption d'un photon.

Sections efficaces d'absorption

La section efficace d'absorption est la grandeur la plus simple à mesurer. Elle peut être calculée directement des spectres d'absorption. La section efficace est reliée à l'absorption des ions actifs mesurée sur la fibre par la relation :

$$\sigma_{abs}(\lambda) = \frac{10}{NL} Do(\lambda) = \frac{\alpha(\lambda)}{N}$$

N : est la concentration en ions de terre rare.

Dans la figure 1.3.1, N_1 : représente la densité de population des particules actives du niveau fondamental, N_2 : est la population du niveau excité.

$$\frac{dN_1}{dt} = -B_{12}\rho(\nu)N_1 = -\frac{dN_2}{dt}$$

Avec B_{12} : le coefficient d'Einstein pour l'absorption, $\rho(\nu)$: la densité d'énergie par unité de fréquence du faisceau incident. On définit la probabilité de transition W_{12} telle que :

$$W_{12} = B_{12}\sigma_{abs}(\lambda)$$

W_{12} peut aussi s'écrire en fonction de la section efficace d'absorption σ_{12} et de l'intensité I du faisceau incident :

$$W_{12} = \frac{\sigma_{abs}I}{h\nu}$$

La section efficace d'absorption $\sigma_{abs}(\lambda)$ est définie comme un coefficient de proportionnalité entre la probabilité d'absorption d'un photon et le nombre d'ions par unité de surface, elle a les dimensions d'une surface.

1.3.2 L'émission

De la même manière que pour l'absorption, on définit la probabilité de transition W_{21} par la relation :

$$W_{21} = B_{21}\sigma_e(\nu)$$

B_{21} : le coefficient d'Einstein pour l'émission

1.3.2.1 Émission stimulée

L'émission stimulée est décrite par la figure 1.3.2. On parle de l'émission stimulée si une particule active de l'état excité retombe sur l'état fondamental sous l'action d'un photon incident en émettant un nouveau photon qui a les mêmes caractéristiques (longueur d'onde, phase, direction et polarisation) que le photon incident. L'émission stimulée agit comme une duplication de la lumière. Elle nécessite une inversion de population entre le niveau fondamental et le niveau excité. Cette dernière est provoquée par une source externe appelée pompage.

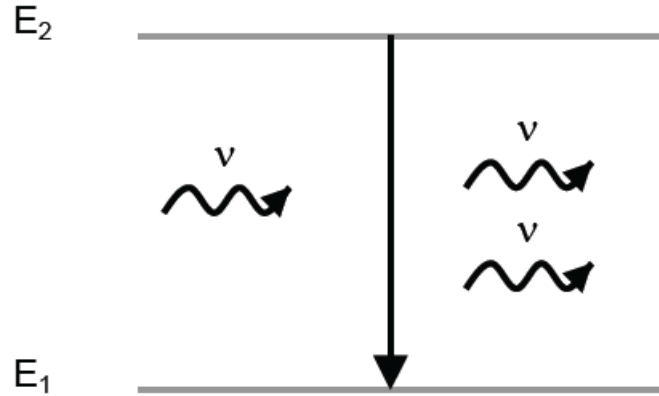


Figure 1.3.2 – Principe de l'émission stimulée d'un photon.

Sections efficaces d'émission

La section efficace d'émission peut se calculer de la même façon que celle d'absorption, sauf que, dans ce cas, la pompe doit être assez puissante pour obtenir une inversion de population complète sans dépeupler le niveau supérieur de la transition. Cette mesure s'effectue très bien pour l'Erbium. Cependant, avec un ion tel que l'Ytterbium, la réalisation d'une inversion de population complète est très difficile en raison de la forte absorption de l'ion. Alors, il faut recourir à une autre technique semi-empirique appelée la relation de McCumber. Celle-ci permet de déduire la section efficace d'émission à partir de la section efficace d'absorption [21]. La relation est ainsi donnée par :

$$\sigma_e(\lambda) = \sigma_a(\lambda) K \exp\left(-\frac{hc}{\lambda kT}\right) \exp\left(\frac{hc}{\lambda_0 kT}\right) \quad (1.3.4)$$

Où h : est la constante de Planck , k : la constante de Boltzman, c : la vitesse de la lumière dans le vide et T est la température en Kelvin, λ_0 : est la séparation en longueur d'onde entre les deux niveaux de la transition laser. Si la dégénérescence des niveaux est levée par effet Stark, λ_0 est la séparation entre le bas du niveau inférieur et le bas du

niveau supérieur. K : représente le rapport de la section efficace d'émission sur le section efficace d'absorption, K est proche de 1, l'unité pour la majorité de transition lasers.

1.3.2.2 L'émission spontanée

Une fois la particule active est dans son état excité, après un temps généralement très court, il revient spontanément au niveau fondamental en émettant un photon d'énergie $h\nu$, égale à la perte d'énergie de l'atome.

La variation de population des ions entre les deux niveaux d'énergie excité et fondamental peut s'écrire :

$$\frac{dN_1}{dt} = A_{21}N_1 = -\frac{dN_2}{dt} \quad (1.3.5)$$

A_{21} : est le coefficient d'Einstein qui correspond à la probabilité par unité de temps d'émission spontanée. Il est inversement proportionnel à la durée de vie radiative du niveau métastable

$$A_{21} = \frac{1}{\tau_{rad}}$$

Il peut y avoir plusieurs niveaux d'énergies E_j en dessous du niveau excité E_m . Les ions peuvent alors effectuer des transitions spontanées vers chacun de ces niveaux. La probabilité d'émission spontanée pour chacune de ces transitions est définie comme A_{mj} . La probabilité totale de désexcitation est la somme de toutes ces probabilités. La durée de vie radiative est définie par :

$$\tau_{rad} = \frac{1}{\sum_j A_{mj}}$$

1.4 Transitions non-radiatives

Lorsqu'un ion se désexcite de façon non radiative, l'énergie de la transition est transférée à la matrice sous forme d'effet Joule. Cette énergie est alors absorbée par les vibrations des atomes présents dans le milieu.

La probabilité totale de relaxation W_T d'un état excité i vers un état quelconque j est donnée par la somme des probabilités de relaxation radiatives A_{ij} et non radiatives W_{NRij}

$$W_T = \sum_j (A_{ij} + W_{NRij})$$

La probabilité de relaxation W_T est inversement proportionnelle à la constante de temps de déclin de fluorescence ou durée de vie moyenne τ selon la relation

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{nrad}} = W_T$$

La probabilité de relaxation non radiative W_{NR} peut être écrite en fonction de la différence d'énergie ΔE et du nombre de phonons P de la matrice concernée comme

$$W_{NR}^P(T) = W_{NR}^P(0) \left[1 + \frac{1}{\exp\left(\frac{\Delta E}{kT}\right) - 1} \right]$$

Avec $W_{NR}^P(0)$ est la probabilité de transition à $0K$.

On remarque que la probabilité de transition non radiative décroît avec la différence d'énergie ΔE et elle croît en fonction de la température, ce qui conduit à la diminution de la durée de vie.

1.5 Incorporation des ions des terres rares dans une matrice vitreuse

Un verre est par définition un solide surfondu solidifié grâce à l'accroissement brutal de la viscosité obtenu par un refroidissement rapide en phase liquide [22]. Il est constitué d'ions que l'on classe en formateurs et modificateurs. L'unité élémentaire du réseau est constituée de formateur (SiO_2 , B_2O_3 , P_2O_5 , GeO_2 , Al_2O_3 , ...) capables de former le verre à eux seuls. Dans le cas de la fibre en silice, les formateurs sont des tétraèdres de type SiO_4 . La figure 1.5.1 schématise la structure atomique locale de la matrice de silice SiO_2 . Les unités constitutives du verre sont des tétraèdres compacts constitués d'un atome central de silicium entouré de quatre atomes d'oxygènes. Chaque atome d'oxygène appartient à la fois à deux tétraèdres adjacents. Chaque tétraèdres est donc lié à quatre tétraèdres voisins. Ces tétraèdres se lient en longs réseaux complexes qui forme la matrice. Les ions incorporés dans la silice occupent des sites interstitiels, correspondant aux zones laissées vacantes entre les tétraèdres de silicate. La désignation de la matrice est donnée suivant le type de formateurs la constituant.

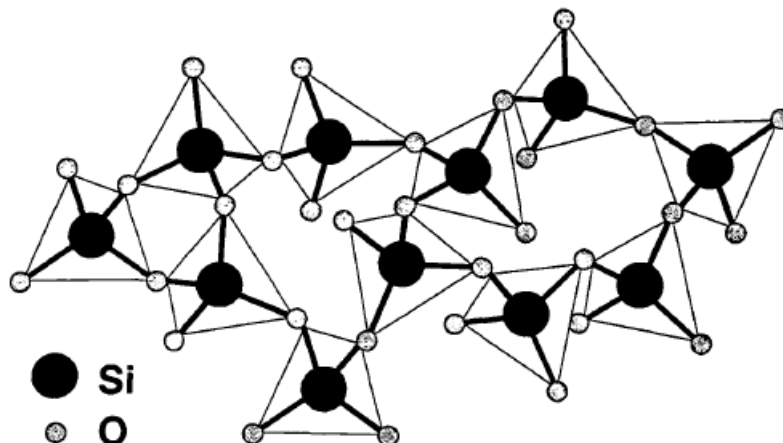


Figure 1.5.1 – Structure atomique locale dans la silice SiO_2 .

Elle possède de nombreux interstices pouvant recevoir des ions modificateurs. Ils sont introduits en faible quantité dans la matrice. Ils vont donner au verre ses caractéristiques majeurs. Il s'agit principalement d'oxydes alcalins (Ca_2O , K_2O) et alcalino-terreux de terres rares (ErO_3 , Yb_2O_3). Cette structure est modifiée par l'introduction de ses modificateurs. Le principe de guidage par réflexion totale interne dans une fibre optique conventionnelle nécessite le co-dopage du coeur de la fibre en silice afin de lui conférer un indice de réfraction supérieur à celui de la gaine optique. Pour ce faire, les oxydes de germanium (GeO_2), de phosphore (P_2O_5) ou de l'aluminium (Al_2O_3) sont de bons candidats et ils sont reconnus pour posséder une grande solubilité des ions de terres rares.

Un matériau vitreux est le siège de l'effet laser, il est constitué d'un ensemble de dopants inclus dans une matrice d'accueil. Parmi les dopants susceptibles d'être actifs au sein d'un tel matériau, les terres rares sont retenues pour leurs propriétés spectroscopiques particulièrement intéressantes (Spectre d'absorption et d'émission étroits, durée de vie longues,...). Ces terres rares peuvent être introduites dans les verres de différentes manières. La plus courante est de les incorporer sous forme solide et/ou poudre au cours de la vitrification. D'autres techniques peuvent être utilisées telles que : l'implantation ionique, les sols gels, le dépôt en phase vapeur ou en phase liquide. L'environnement de la terre rare influe non seulement sur l'éclatement des niveaux d'énergie via le champ cristallin, mais également sur la probabilité de transition entre ces niveaux. Ainsi, les sections d'absorptions et d'émissions sont différentes suivant la nature de la matrice hôte.

Les ions de terres rares s'incorporent relativement facilement dans leur milieu hôte sous la forme d'ions trivalents. Sous cette forme, ils possèdent de nombreuses transitions par rapport aux matrices cristallines. Les matrices vitreuses ont des structures désordonnées qui exposent les ions à un environnement électronique aléatoire. Cette distribution élargit considérablement les transitions des terres rares sur plusieurs dizaines de nanomètres. En conséquence, l'éclatement en niveaux starck s'opèrera différemment en fonction du site d'accueil, ce qui donne à la transition un caractère inhomogène et conduit à des bandes d'énergies continues au lieu de raies fines. De ce fait, les longueurs d'ondes d'émission et d'absorption s'élargissent pour donner des bandes spectrales.

Dans ce cas, les propriétés optiques des dopants sont exploitées pour la réalisation de systèmes optiques fibrés tels que, des lasers et/ou amplificateurs à fibre optique. De plus, la section efficace est augmentée en utilisant plusieurs formateurs plutôt d'un seul [23]. Les concentrations des dopants ou co-dopants varient de quelques *ppm* poids à quelques 10000 *ppm* poids. La structure du verre est souvent complexe.

1.6 Fibres optiques

La fibre optique est un bijoux technologique de la taille d'un cheveu. Elle n'a pas fini de nous étonner en révolutionnant le monde de télécommunication. La fibre optique

s'est révélée être un support capable de concurrencer le câble en cuivre ainsi que les ondes radio en terme de performance au niveau de la transmission (très faible atténuation, très grande bande passante, multiplexage possible). La fibre optique constitue un guide d'onde de choix dans de nombreuses applications et pour de nombreux thèmes de recherche. Ceci est principalement dû aux nombreux progrès de sa technologie de fabrication qui ont contribué à la nette amélioration de leurs performances.

Le matériau de base constituant les fibres optiques est généralement le verre de silice (SiO_2). Ce phénomène requis est une différence d'indice positive entre cœur et la gaine. Par conséquent, le cœur est composé soit de la silice pure, soit de la silice dopée aux ions de terres rares par exemple.

La fabrication de ces fibres s'effectue en deux grandes étapes, la première consiste à réaliser une préforme qui possède une structure transverse similaire à celle de la fibre souhaitée à un facteur d'échelle près. La deuxième étape consiste à étirer la préforme en fibre, en la chauffant jusqu'à obtenir un diamètre externe final d'environ $125\text{ }\mu\text{m}$ pour les fibres standards.

1.6.1 Structure d'une fibre optique

La fibre optique est un guide d'onde diélectrique qui exploite les propriétés réfractrices de la lumière. Elle est constituée d'un cœur entouré d'une gaine. Le cœur de la fibre a un indice de réfraction n_c légèrement plus élevé que l'indice de réfraction de la gaine n_G ($\Delta N = n_c - n_G$). L'ensemble est généralement recouvert d'une gaine plastique de protection lui conférant de bonnes propriétés mécaniques. Lorsqu'un rayon lumineux entre dans une fibre, sous un angle adéquat, il subit de multiples réflexions totales internes. Le principe de la fibre optique est illustré par la figure 1.6.1.

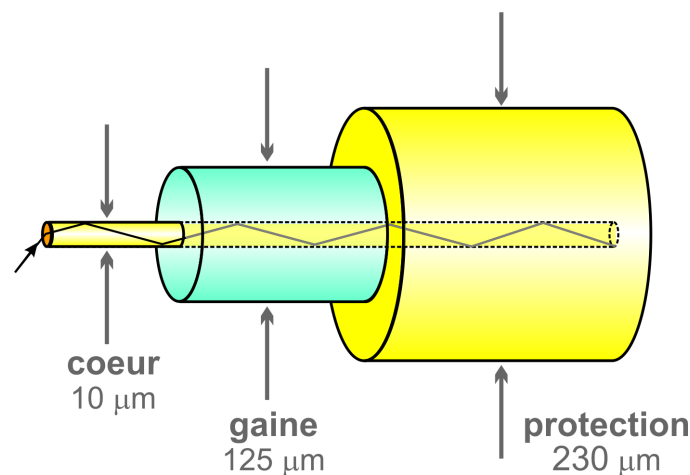


Figure 1.6.1 – Principe de la fibre optique monomode.

1.6.2 Caractéristiques des fibres optiques

La fibre optique est souvent décrite selon deux paramètres :

1.6.2.1 Fréquence normalisée

La fréquence normalisée est un paramètre important, déterminée en résolvant l'équation de propagation dans la fibre en appliquant les conditions aux limites cœur/gaine. On définit le terme V , fréquence normalisée par :

$$V = ak_0\sqrt{n_C^2 - n_G^2} = a\frac{2\pi}{\lambda_0}n_C\sqrt{2\Delta} \quad (1.6.1)$$

$\lambda_0 = \frac{2\pi}{k_0}$: représente la longueur d'onde dans le vide et k_0 : son vecteur d'onde, $2\Delta = \frac{n_C^2 - n_G^2}{n_C^2}$ est le paramètre de guidage.

La fréquence normalisée V dépend des paramètres optogéométriques de la fibre (indice de réfraction) mais aussi de vecteur d'onde et donc la longueur d'onde utilisée.

C'est la valeur de V qui détermine si la fibre est monomode ou multimode. Par exemple dans la fibre à saut d'indice :

si $V < 2.405$: un seul mode se propage, le mode est appelé mode fondamental de la fibre. La fibre est dite monomode ou unimodale

si $V > 2.405$: plusieurs modes peuvent se propager. La fibre est dite multimode.

1.6.2.2 Fibre optique multimodes à saut d'indice

C'est un guide d'onde dont le diamètre du cœur est grand devant la longueur d'onde. Étant donné que la fibre à saut d'indice est multimodes, il existe plusieurs modes de propagation de la lumière au sein de son cœur. Dans cette fibre, il y a une très grande variation entre l'indice de réfraction du cœur et de la gaine optique. Cet indice varie brusquement (saut) quand il passe du cœur à la gaine. Le guidage de la lumière se fait par réflexion totale interne en dent de scie voir figure 1.6.2. L'atténuation de ce type de fibre est très importante.

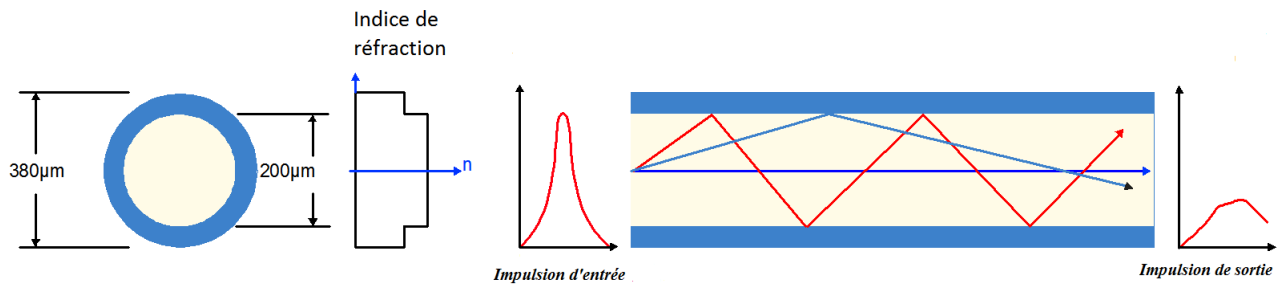


Figure 1.6.2 – Fibre optique à saut d'indice.

1.6.2.3 Fibre optique multimodes à gradient d'indice

C'est une fibre multimodes, donc plusieurs modes de propagation coexistent. Le cœur possède un indice de réfraction qui décroît progressivement du centre de la périphérie suivant un profil parabolique. Le faisceau lumineux suit une trajectoire d'allure curviligne.

La figure 1.6.3 illustre le principe de ce type de fibre. Le faisceau change de direction à cause de la super réfraction, ce qui diminue les phénomènes de dispersion.

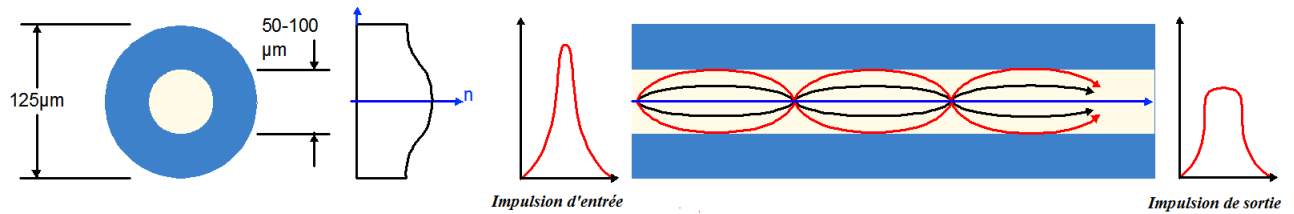


Figure 1.6.3 – Fibre optique à gradient d'indice.

L'atténuation de ce type de fibre est moins important que sur les fibres à saut d'indice.

1.6.2.4 Fibre optique monomode

Le diamètre de cœur est inférieur à $10 \mu m$ de telle sorte que le parcours de lumière devient presque longitudinal. Le diamètre de la gaine est compris entre ($50 \mu m$ et $125 \mu m$). Ce type de fibre nécessite une source de lumière quasi monochromatique, ne laissant passer que le mode hybride. La figure 1.6.4 représente le guidage de la lumière dans ce type de fibre.

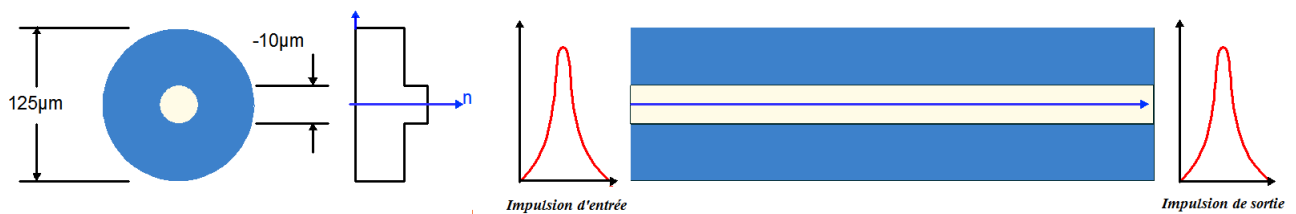


Figure 1.6.4 – Fibre optique monomode.

L'atténuation sur ce type de fibre est quasiment nulle, c'est ce qui fait sa force.

1.6.2.5 Ouverture numérique

Tous les rayons parvenant à l'entrée de la fibre ne peuvent y pénétrer. Seuls ceux qui sont assez proche de son axe principal y parviennent. En fait, on détermine un cône d'acceptation par symétrie autour de cet axe, et seuls les rayons qui sont inclus dans cet angle peuvent se propager dans la fibre. ($O.N$) définit l'angle d'acceptance maximale de la fibre. Un rayon arrivant sur la face d'entrée de la fibre avec un angle d'incidence normale à la surface supérieure à l'ouverture numérique ne sera pas guidé. Ce paramètre important puisqu'il intervient notamment dans le couplage entre la fibre et une autre structure. Il est défini par :

$$O.N = \sqrt{2n_c \Delta n}$$

La figure 1.6.5 représente le guidage de la lumière dans la fibre optique.

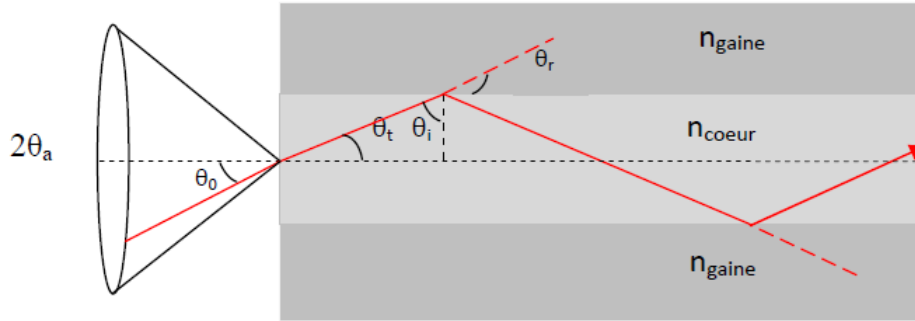


Figure 1.6.5 – Guidage de la lumière dans la fibre optique.

Ceci dit, la fibre optique présente encore des limites pour les transmissions à très haut débit à cause des effets linéaires (pertes optiques et dispersions) et non linéaires (effet de Kerr et diffusion Brillouin stimulée).

1.7 Effets de propagation linéaire

1.7.1 L'atténuation spectrale

L'atténuation spectrale est un autre paramètre important de la fibre puisqu'elle caractérise sa capacité à transporter à une certaine distance les ondes optiques. En effet, les modes en propagation guidés sont atténués et cela est dû aux nombreux types de pertes. Pour caractériser la contribution globale de ces pertes, on introduit le paramètre $\alpha(dB/m)$ représentant le coefficient d'atténuation en puissance par unité de longueur L de la fibre qui est donné :

$$\alpha_{dB} = \frac{10}{L} \log \left(\frac{P_S}{P_0} \right)$$

P_S et P_0 sont respectivement les puissances de sortie et d'entrée du signal dans la fibre optique, l'estimation de α en dB/km est donnée par la relation [11] :

$$\alpha_{dB} = 4.343\alpha$$

où α représente le coefficient d'atténuation linéaire.

L'atténuation résulte d'une combinaison de diverses contributions d'absorption due aux impuretés ou aux imperfections géométriques du guidage : diffusion de Rayleigh due à la non uniformité de l'indice. Bien que les technologies actuelles permettent de minimiser

au mieux les pertes liées au guidage, il existe, inévitablement, des pertes intrinsèques dues à la diffusion de Rayleigh de la lumière par la silice.

1.7.2 La dispersion

La dispersion est l'un des problème majeurs qui affecte la propagation des ondes électromagnétique. Elle résulte de la variation de l'indice effectif du mode fondamental en fonction de la longueur d'onde $n_g \prec n_{eff} \prec n_c$. Lorsqu'une impulsion se propage dans une fibre optique, elle subit un phénomène de dispersion qui se traduit par un élargissement temporel montré en figure (1.7.1).

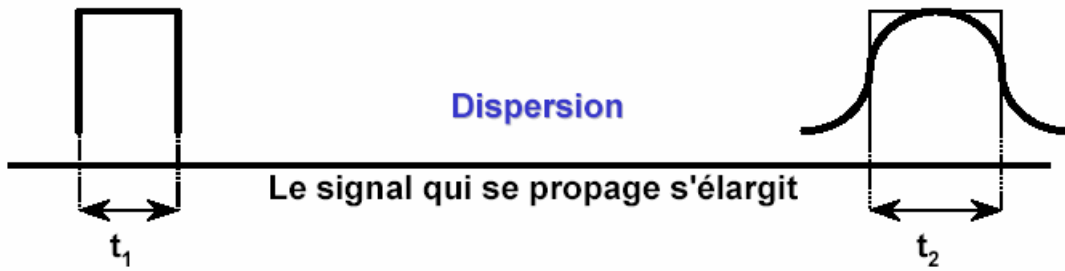


Figure 1.7.1 – Effet de dispersion dans la fibre optique.

On peut distinguer plusieurs types de dispersion contribuant à l'étalement de l'impulsion au cours de sa propagation dans la fibre, parmi celle-ci, on trouve : la dispersion chromatique, la dispersion modale de polarisation et la dispersion intermodale.

1.7.2.1 Dispersion chromatique

Une impulsion lumineuse issue de source optique est composée de plusieurs longueurs d'onde. L'indice de réfraction dans la fibre est selon la longueur d'onde de la lumière, sachant que chaque longueur d'onde se propage dans la fibre à une vitesse spécifique. Certaines longueurs arrivent donc avant d'autres, et l'impulsion s'étale.

La dispersion chromatique s'exprime en décomposant la constante de propagation $B(\omega)$ en série de Taylor centrée à la fréquence centrale ω_0

$$B(\omega) = n_{eff}(\omega) \frac{\omega}{C} = B_0 + B_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2 B_2 + \frac{1}{6}(\omega - \omega_0)^3 B_3 + \dots$$

Le développement du terme de dispersion en série de Taylor est généralement tronqué au troisième ordre de dispersion lorsqu'on traite la propagation d'impulsion courte.

B_1 : est le terme de la vitesse de groupe, il décrit la vitesse à laquelle se propage l'enveloppe de l'impulsion $B_1 = \frac{\partial B}{\partial \lambda}$.

B_2 : est le terme de dispersion de vitesse de groupe qui traduit la variation de la vitesse des différentes composantes spectrales de l'impulsion, $B_2 = \frac{\partial^2 B}{\partial^2 \lambda}$.

1.7.2.2 Dispersion modale de polarisation

Le mode fondamental d'une fibre optique monomode est une combinaison de deux modes électromagnétiques qui ne se propagent pas à la même vitesse dans la fibre. En pratique, l'anisotropie du matériau, l'imperfection de la fabrication de la fibre ainsi que les contraintes physiques liées à leurs environnements vont induire une rupture de la dégénérescence des deux modes et donc une légère biréfringence de la polarisation. Du fait de cette biréfringence, il existe une différence de vitesse de groupe entre les deux états principaux de la polarisation de la fibre. C'est la dispersion modale de polarisation.

Le degré de la dispersion modale est défini par :

$$\beta = \frac{|\beta_x - \beta_y|}{k_0} = |n_x - n_y| = \Delta n_{eff}$$

avec n_x et n_y sont les indices effectifs des états de polarisation selon les deux axes principaux.

Après avoir traversé une longueur L de la fibre, une impulsion accumule un retard de temps sur la vitesse de groupe qui s'écrit :

$$\Delta\tau = L \frac{\Delta n_{eff}}{c}$$

c : vitesse de la lumière,

Δn_{eff} : différence d'indice effectif des deux axes de polarisation. C'est la biréfringence de la fibre.

1.7.2.3 Dispersion intermodale

Cette dispersion n'est présente que dans les fibres multimodes, où chaque mode excité transporte de l'énergie avec une vitesse de groupe différente. Ce problème est résolu partiellement en utilisant un profil d'indice de cœur parabolique, ou complètement en utilisant une fibre monomode.

1.8 Effets de propagation non-linéaires

La propagation sur fibre optique présente un nombre d'avantages par rapport à l'optique en espace libre. Toutefois, le confinement de la lumière dans le cœur la rend très susceptible d'être perturbée par des effets non-linéaires. Les différents effets non linéaires sont souvent classés selon leurs origines physiques ou le type de dégradation qu'ils induisent au signal. Certains effets correspondent aux interactions du champ électrique avec les nuages électroniques de matériau. Ils sont rassemblés sous la terminologie de l'effet Kerr. D'autres font intervenir les noyaux des atomes et les vibrations mécaniques du matériau qui résultent de l'excitation par le champ électrique, il s'agit de l'effet Raman et de l'effet Brillouin.

1.8.1 Effet Kerr

Dans le cas où le signal est une impulsion de forte puissance crête, les effets non-linéaires doivent être pris en compte. En premier lieu, c'est l'effet Kerr optique qui intervient. L'effet Kerr non-linéaire s'agit d'un phénomène qui traduit la dépendance de l'indice de réfraction à l'intensité lumineuse s'y propageant. La dépendance au premier ordre est donnée par [24] :

$$n = n_0 + n_2 I$$

où n_0 est l'indice de réfraction linéaire, n_2 : l'indice de réfraction non-linéaire au premier ordre et I : intensité optique, n_2 vaut, typiquement $3,2 \cdot 10^{-20} \text{m}^2/\text{W}$ [24] dans la fibre en silice.

Dans le cas d'impulsion courte, cela a pour conséquence de moduler la phase du signal, et donc d'élargir ou comprimer temporellement l'impulsion. Ce sont les effets d'automodulation de phase (Self Phase Modulation) ou de modulation de phase croisée (Cross Phase Modulation). Par ailleurs, cet effet est à l'origine du mélange à quatre ondes (Four Wave Mixing). L'expression de la phase qui varie en fonction de l'intensité à la sortie de la fibre ($Z = L$) est

$$\varphi = \varphi_L + \varphi_{NL} = \frac{2\pi L}{\lambda} (n_0 + n_2 I)$$

L : La longueur de la fibre optique, λ : la longueur d'onde.

1.8.2 Diffusion Brillouin Stimulée (D.B.S)

La diffusion Brillouin représente l'un des principaux effets non linéaires, se manifestant dans les fibres optique unimodale, où elle apparaît à un faible seuil de puissance en régime continu [11]. La diffusion Brillouin est l'interaction d'une onde optique avec les vibrations sonores d'un milieu matériel, c'est à dire les phonons acoustiques. Lorsque l'onde optique pompe est suffisamment intense, un régime stimulé s'établit : il se traduit par un transfert d'énergie de l'onde pompe vers l'onde acoustique et vers l'onde diffusée. Cela va entraîner un décalage Doppler en fréquence entre l'onde pompe et l'onde diffusée [25]. Dans le cas de la diffusion Brillouin stimulée l'onde acoustique est excitée par les ondes à travers le phénomène d'électrostriction [26]. L'électrostriction se produit quand un diélectrique comme la silice est traversé par une lumière intense, elle se comprime et son indice de réfraction augmente. Dans ce processus, l'énergie totale et la quantité de mouvement sont conservées, ce qui permet de déterminer l'angle de diffusion de la lumière ainsi que la différence de fréquence entre l'onde incidente et l'onde diffusée. Cette différence est liée directement aux modes de vibrations du milieu qui sont donnés par :

$$\omega_a + \omega_S = \omega_p$$

$$\vec{K}_p + \vec{K}_S = \vec{K}_a$$

ω_p, ω_S et ω_a sont respectivement les fréquences des ondes pompes, diffusées et acoustique, $\vec{K}_p, \vec{K}_S$ et $\vec{K}_a$ sont les vecteurs d'ondes associés.

Le seuil de Brillouin

Le processus de diffusion stimulée dans lequel la majeure partie de la puissance pompe est transférée sur l'onde diffusée ne peut se développer qu'au dessus d'une valeur critique de l'intensité de pompe appelée seuil Brillouin. Dans cette situation, l'intensité de l'onde diffusée augmente de manière exponentielle dans la direction opposée à la propagation. Le seuil de Brillouin est défini par la puissance injectée quand l'intensité Brillouin est égale à la puissance transmise [27].

L'expression du seuil est donnée par la relation :

$$P_{Th} = \frac{2LK A_{eff}}{g_B L_{eff}}$$

g_B : le gain de Brillouin.

$L_{eff} = \frac{1 - \exp(-\alpha L)}{\alpha}$: la longueur effective ; α : le coefficient d'atténuation de la fibre

K : constante liée à la polarisation des ondes pompe et diffusée, $K = 1$ dans une fibre à maintien de polarisation.

1.8.3 Diffusion Raman Stimulée (D.R.S)

La diffusion Raman intervient dans les fibres optiques à partir d'un seuil de puissance pour lequel l'effet Kerr est important. Il s'agit d'une interaction "photon-phonon" c'est-à-dire de l'échange d'énergie entre l'onde optique et les vibrations du matériau. L'effet Raman traduit l'émission d'un rayonnement dont la longueur d'onde diffère de la longueur d'onde incidente d'une quantité correspondant à l'écart entre niveau d'énergie fondamental et un niveau d'énergie vibrationnel du matériau. On parle de diffusion Raman stimulée [11], dès qu'une onde intense de fréquence ν_0 se propage dans une fibre optique, une onde Stokes se développe de fréquence Ω autour de la fréquence ν_0 .

Si, l'onde générée est suffisamment intense, elle peut également générer des ondes Stokes d'ordre supérieur, une onde d'intensité plus faible est générée à la fréquence $\nu_0 + \Omega$ (anti-stokes). L'intensité de cette onde est supérieure à celle de la pompe. Une première expérience a mis en évidence ce phénomène dans une fibre à saut d'indice à cœur de silice de rayon $4.5 \mu m$ [28]. Le premier ordre stokes est généré pour un décalage en fréquence d'environ 500 cm^{-1} . L'intensité de cette ordre est supérieure à celle de la pompe. On parle alors de gain Raman [29]. Si l'on augmente davantage la puissance à

l'entrée de la fibre, l'énergie de la pompe va être totalement échangée avec les ondes Stokes d'ordre supérieur, et le rayonnement pompe va disparaître.

1.9 Amplificateurs à fibres

Les amplificateurs optiques sont des dispositifs qui assurent l'amplification d'un signal optique. L'amplification à fibre optique consiste à générer dans la fibre une excitation électronique des ions de terres rares incorporés dans le cœur de cette fibre. Chaque ion de terre rare possède des niveaux d'énergie qui lui sont propres. En utilisant le pompage optique pour exciter les ions du niveau fondamental vers le niveau supérieur, ayant un temps de vie relativement important appelé niveau métastable, l'absorption des photons du signal pompe permet de stocker de l'énergie d'excitation dans le milieu. Cette énergie est libérée lors de l'amplification d'un signal par émission stimulée à partir du niveau métastable. Le rapport de la puissance de sortie à la puissance d'entrée du signal est le gain de l'amplificateur. À mesure que la puissance d'entrée du signal augmente, il y a diminution ou saturation du gain jusqu'à l'atteinte d'une puissance de sortie maximale. Dans un laser, le milieu amplificateur est un matériau qui permet d'amplifier la lumière le traversant. Pour cela, une source d'énergie est nécessaire pour réaliser l'inversion de population. Il est nécessaire d'avoir des transferts de populations entre au moins trois niveaux du milieu amplificateur.

Le milieu amplificateur est un élément central des lasers car il permet de compenser les pertes que la lumière subit au fur et à mesure qu'elle effectue des allers-retours dans la cavité optique. Cette importance est traduite par le fait qu'on nomme généralement les lasers par la nature de leur milieu amplificateur.

Principe d'amplificateur à fibre

La fibre optique est dopée avec une certaine concentration d'ions actifs permettant l'amplification laser. La modélisation nécessite de considérer la dynamique des populations des niveaux électroniques de l'ion actif sous l'influence d'un pompage optique et d'un signal laser. Il s'agit alors de bien définir la dynamique de l'ion présent dans notre système. Nous allons illustrer un exemple simple pour bien saisir le principe. La même démarche peut être ensuite appliquée à tout système amplificateur, dont éventuellement l'Erbium, le Néodyme, le Chrome et l'yttrbium. Un cas classique et simple de système à trois niveaux est l'ion Erbium (Er^{+3}) qui est très connu en communication optique. Un tel système est représenté à la figure 1.9.1. Pour résumer rapidement la dynamique d'un tel système, sous l'effet d'une onde électrostatique comme un laser pompe ($P_p(in)$), les atomes au niveau 1 (N_1) sont pompés au niveau instable 3 (N_3) par transition stimulée (W_{13}). Ils peuvent également subir l'effet inverse (W_{31}). Ensuite, les atomes peuvent se désexciter vers le niveau 2 (N_2) par transition non radiative (γ_{32}). Du niveau 2, les atomes peuvent émettre un photon (P_{ASE}) par émission spontanée ($1/\tau_{21}$) ou amplifier in-

cident ($P_s(in)$) par transition stimulée (W_{21}). Les atomes au niveau 1 peuvent également atténuer le signal incident par un processus inverse (W_{12}) vers le niveau 2 (N_2).

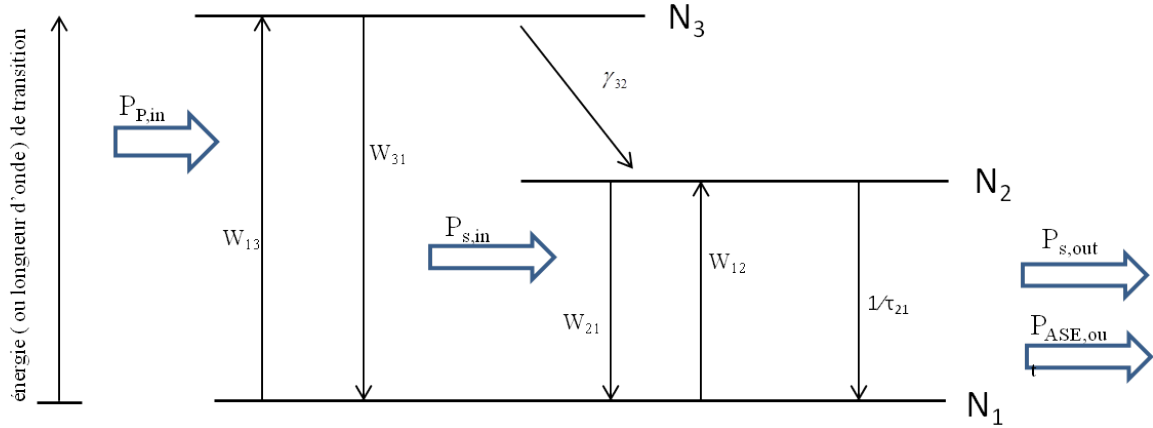


Figure 1.9.1 – Niveaux électroniques d'un système à trois niveaux et transition laser.

Alors, pour ce système donné, nous pouvons définir l'évolution des densités de populations atomique (N_i) avec une équation différentielle pour chaque niveau :

$$\frac{dN_1}{dt} = W_{31}N_3 - W_{31}N_1 + W_{21}N_2 - W_{12}N_1 + \frac{1}{\tau_{21}}N_2 \quad (1.9.1)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \gamma_{32}N_3 + W_{12}N_1 - W_{21}N_2 - \frac{1}{\tau_{21}}N_2 \quad (1.9.2)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = -\gamma_{32}N_3 + W_{13}N_1 - W_{31}N_3 \quad (1.9.3)$$

Le système est composé d'une densité d'atomes actifs (N) déterminée par la concentration du dopant dans la fibre. Nous incluons donc une équation pour la somme des populations des niveaux électroniques du système.

$$N = N_1 + N_2 + N_3 \quad (1.9.4)$$

Beaucoup de lasers et d'amplificateurs opèrent en régime continu et en régime pulsé à très haute cadence. Alors, l'évolution des populations des niveaux électroniques atteint un régime stationnaire et conserve cet état permanent. Alors, pour un tel régime, la dérivée temporelle de chaque population est nulle :

$$\frac{dN_i}{dt} = 0 \quad (1.9.5)$$

Ceci simplifie les équations (1.9.1), (1.9.2) et (1.9.3). Puisqu'un système laser est un système fermé qui conserve le nombre d'atomes, seules deux des trois équations sont utilisées. Donc à partir de ces équations, il est possible de former un système de trois équations décrivant les densités de populations N_1 , N_2 , N_3 .

Nous pouvons ainsi résoudre les différentes populations des niveaux atomiques N_i en fonction des taux de transitions stimulées W_{ij} et des temps de vie spontanés τ_{ij} . Nous devons appliquer également des simplifications pour le système. Par exemple, si nous considérons que le système de la figure 1.9.1 est de l'Erbium pompé à 980 nm, nous pouvons poser $W_{31} = 0$ et $\gamma_{32} \gg \frac{1}{\tau_{12}}$, alors $N_3 \simeq 0$. Ainsi, l'équation (1.9.5) disparaît et les équations (1.9.1) et (1.9.2) se simplifient à

$$\frac{dN_1}{dt} = 0 = -W_{13}N_1 + W_{21}N_2 - W_{12}N_1 + \frac{1}{\tau_{21}}N_2 \quad (1.9.6)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = 0 = W_{13}N_1 + W_{12}N_1 - W_{21}N_2 - \frac{1}{\tau_{21}}N_2 \quad (1.9.7)$$

$$N = N_1 + N_2 \quad (1.9.8)$$

Cela revient à dire que la transition stimulée de la pompe (W_{13}) envoie tous les électrons au niveau 2 quasi-directement. Avec un peu d'algèbre, nous obtenons ainsi le résultat suivant :

$$N_2 = \rho_0 \frac{W_{13} + W_{12}}{1/\tau_{21} + W_{21} + W_{12} + W_{13}} \quad (1.9.9)$$

$$N_1 = N - N_2 \quad (1.9.10)$$

Comme N et τ_{21} sont des paramètres connus, il reste alors à déterminer les taux de transition stimulée (W_{ij}) en fonction des paramètres connus, ceux-ci sont donnés par les sections efficaces, les puissances des signaux et la longueur d'onde des transitions. Ainsi, pour l'exemple développé,

$$W_{13} = \frac{\sigma_{13}(\lambda_p) \frac{p_p(in)}{\pi a^2}}{hc/\lambda_p} \quad (1.9.11)$$

$$W_{21} = \frac{\sigma_{21}(\lambda_s) \frac{P_s(in)}{\pi a^2}}{hc/\lambda_s} + \frac{\sigma_{21}(\lambda_{ASE}) \frac{P_{ASE}(in)}{\pi a^2}}{hc/\lambda_{ASE}} \quad (1.9.12)$$

$$W_{12} = \frac{\sigma_{12}(\lambda_s) \frac{P_s(in)}{\pi a^2}}{hc/\lambda_s} + \frac{\sigma_{12}(\lambda_{ASE}) \frac{P_{ASE}(in)}{\pi a^2}}{hc/\lambda_{ASE}} \quad (1.9.13)$$

où h est la constante de Planck et " c " est la vitesse de lumière dans le vide.

La puissance P est en fonction de la section du cœur de la fibre πa^2 . Puisque l'intensité du signal plutôt que la puissance intervient dans ces équations et l'émission spontanée amplifiée (ASSE) est habituellement présente, nous pouvons donc compléter les équations (1.9.12) et (1.9.13) en effectuant une sommation sur chaque puissance d'ASE à chaque longueur d'onde.

Ainsi chaque laser à fibre dopée avec un ion actif peut être modélisé par une série d'équations comme nous l'avons fait pour le système à trois niveaux avec les équations (1.9.1), (1.9.2), (1.9.3) et (1.9.4).

La population de chaque niveau peut, ensuite, être résolue en fonction des puissances incidentes, des sections efficaces et de la concentration d'ions dans la fibre selon les équations citée précédemment.

L'introduction des fibres à double gaine et des techniques de pompage efficaces ont permis d'atteindre des puissances élevées de l'ordre de quelques *kW*. Le guidage dans les fibres permet d'obtenir des lasers efficaces grâce à une grande longueur de fibre et un fort confinement du mode optique.

Pour augmenter la puissance des lasers à fibre plusieurs solutions sont envisageables. Elles ont, cependant, toutes en commun la volonté d'augmenter la surface du cœur de la fibre pour diminuer la densité de puissance et repousser les seuils d'apparition des effets indésirables. Ces fibres sont les fibres LMA (Large Mode Area) et les fibres microstructurées dont on verra leur définition par la suite.

1.10 Laser à fibre

Un laser repose sur trois éléments : *i*) un milieu amplificateur, *ii*) un système de pompage et *iii*) une cavité de résonance. Habituellement cette cavité est formée de miroirs diélectrique ou de réseaux de Bragg. L'effet laser provient de l'émission spontanée issue du niveau métastable. Ce signal souvent appelé fluorescence est ensuite amplifié par émissions stimulées. La rétroaction fournie par la cavité optique sur le signal amplifié sature le milieu amplificateur. La puissance de sortie du laser est déterminée par l'équilibre entre les pertes de la cavité, incluant la rétroaction et les pertes de propagation et le gain saturé de la fibre dopée.

Dans le cas des lasers à fibres, le milieu amplificateur est une fibre optique dopée aux ions de terres rares. Elle est constituée d'une gaine diélectrique d'indice de réfraction n_g et d'un cœur d'indice n_c ($n_c > n_g$). Les lasers à fibre de silice dopée ont permis l'émission de rayonnement laser entre les longueurs d'onde 0.6 μm et 2.1 μm grâce, respectivement, à l'ion Samarium Sm^{+3} et l'ion Thulium Tm^{+3} en passant par des émissions lasers à 1.05 μm et 1.55 μm grâce aux ions Ytterbium Yb^{+3} et Erbium Er^{+3} . Le choix de l'élément de terre rare ainsi que la longueur d'onde de pompe déterminent la longueur émise par le laser. La concentration des dopants, la longueur de la fibre et la puissance de pompage déterminent le gain laser. Dans le cas d'un oscillateur laser, la fibre est placée dans une cavité de Fabry-Pérot comme montre la figure 1.10.1. Elle est constituée de deux miroirs plans, parallèles, séparés par une distance a ou de réseaux de Bragg photo inscrites dans la fibre.



Figure 1.10.1 – Principe d'un laser à fibre.

Le laser est concentré de lumière spatial et spectral. Il y a cependant certaines conditions à respecter pour qu'un laser puisse fonctionner. Ces conditions se résument en une condition sur le gain et les pertes dans la cavité et une condition sur la fréquence qui peut se reporter sur la longueur de la cavité.

Les lasers à fibre présentent de nombreuses avantages

- leur finesse spectral pouvant descendre à quelques kHz,
- le rapport surface/volume important des fibres assure une excellente dissipation thermique,
- leur accordabilité sur plusieurs dizaines de nanomètres,
- leur simplicité de fabrication,
- une grande efficacité grâce à la longueur de la fibre et au confinement de la lumière dans le cœur, permettant d'obtenir un gain de plusieurs dizaines de dB. De plus le pompage par diode laser est généralement possible. L'efficacité optique est élevée, pouvant même atteindre les 80% dans le cas des lasers Yb.
- grâce à la longueur du milieu actif, la puissance pompe est absorbée et la chaleur dissipée progressivement dans la fibre,
- il est possible de souder les extrémités des fibres afin de réaliser des systèmes lasers entièrement fibré,
- une très bonne qualité de faisceau potentielle, ce dernier est confiné dans le cœur qui opère un filtrage spatial.

1.10.1 Fibre à double gaine

La fibre à double gaine permet d'augmenter considérablement la puissance pompe pouvant être couplée dans la fibre optique. La fibre optique double gaine [30] est constituée d'un cœur monomode de diamètre de 1 à 10 μm , enveloppée d'une première gaine de diamètre de quelques centaines de microns (200 μm) et d'une deuxième gaine protectrice, voir la figure 1.10.2. Au cours de sa propagation, la pompe injectée dans la

première gaine est partiellement absorbée par les ions dopants dans le cœur, car les modes transverses de la pompe recouvrent en fait plus au moins les ions dopants.

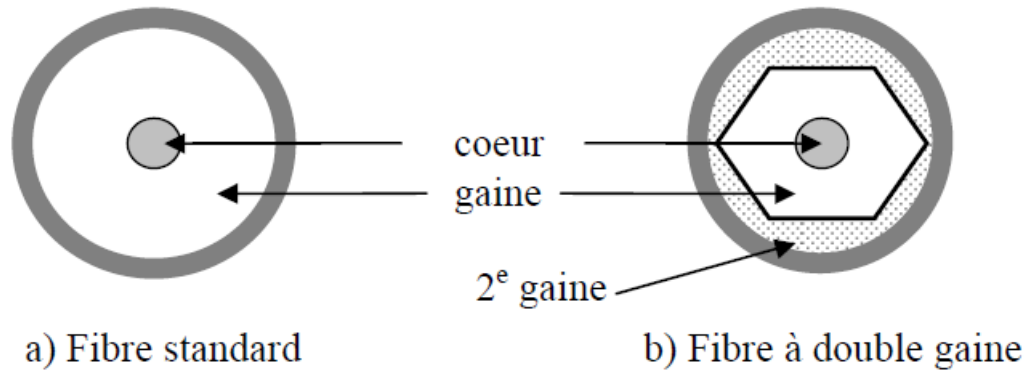


Figure 1.10.2 – Différence entre une fibre standard et une fibre à double gaine.

L'absorption de la pompe par le cœur dépend fortement de la géométrie de la gaine interne. Plusieurs géométries ont été proposées afin d'améliorer le taux de couplage de la pompe vers le cœur dopé de la fibre à double gaine voir 1.10.3. L'absorption de ce type de fibre est calculée à partir du rapport des surfaces cœur/gaine.

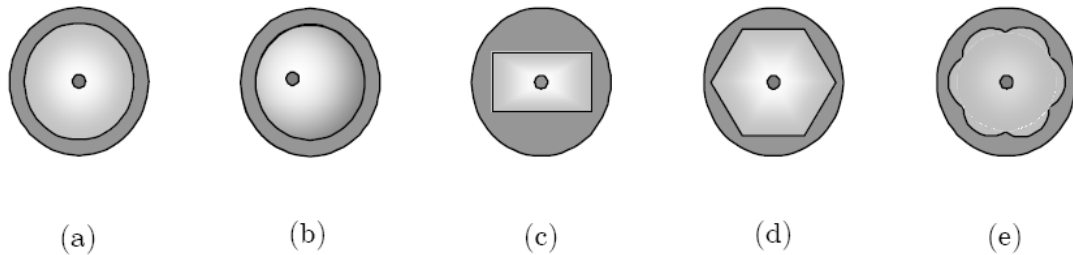


Figure 1.10.3 – Différentes formes géométriques de la première gaine de la fibre optique : a) forme circulaire centrée, b) forme circulaire non-centrée, c) forme rectangulaire, d) forme hexagonale, e) forme de fleur.

La forme géométrique avec un cœur centré est la forme la plus facile à réaliser, quoique l'existence des rayons hélicoïdaux qui ne passent jamais par le cœur de la fibre réduit fortement le taux de couplage de la pompe vers le cœur.

Plusieurs études [31] ont montré que la forme rectangulaire avec un cœur centré assure un meilleur couplage vers le cœur. La figure 1.10.4 illustre la variation de l'efficacité d'absorption de la pompe en tenant compte de la longueur de la fibre pour différents diamètres du cœur et différentes formes de la gaine interne (circulaire, circulaire à cœur décalé et rectangulaire) [9].

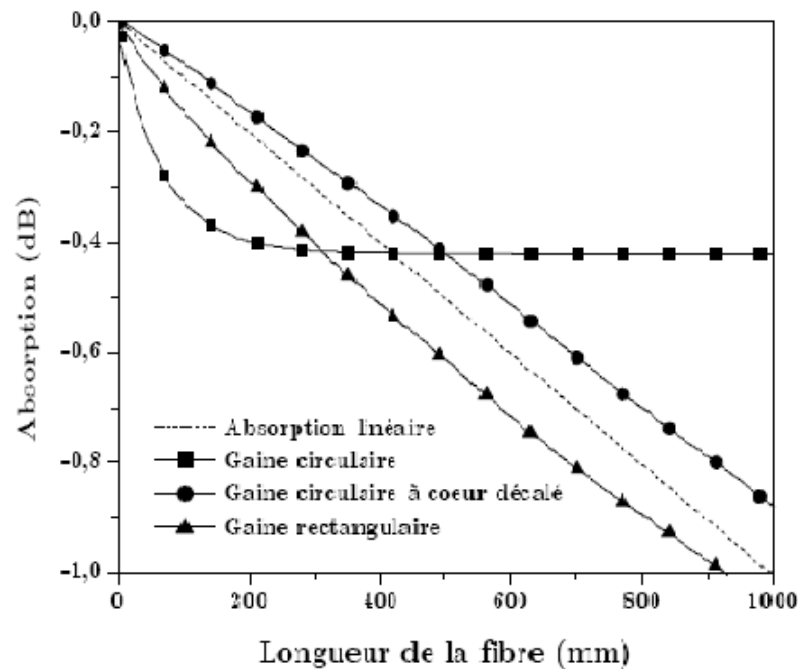


Figure 1.10.4 – L’absorption de la pompe pour différentes géométries de la première gaine.

Nous remarquons clairement que l’efficacité d’absorption est beaucoup plus importante pour la fibre à gros cœur (gaine rectangulaire) car le rapport de surface gaine/cœur est suffisant pour absorber la pompe. Par contre, l’efficacité d’absorption est plus faible pour la fibre petit cœur (gaine interne circulaire).

1.10.2 Fibre à large cœur de surface LMA(Large Mode Area)

Pour accéder à de très fortes puissances, la fibre standard est limitée du fait de son faible volume actif de confinement élevé des champs guidés. Le diamètre du cœur étant compris entre quelques μm et quelques dizaines de μm . Les fortes densités favorisent l’apparition d’effets non-linéaires qui dégradent le rendement énergétique ainsi que les caractéristiques spectrales et temporelle de ces sources.

Pour contourner les difficultés mentionnées, les fibres à large cœur disposent d’atouts importants en particulier pour repousser le seuil d’apparition des effets non-linéaires. Les densités de puissances extrêmes dans le cœur sont responsables des dégradations citées précédemment [32]. Ce problème est réglé en augmentant la surface du cœur qui doit cependant demeurer monomode. Pour ce faire, la différence d’indice cœur/gaine doit alors être très faible [33]. Il est extrêmement difficile d’obtenir de très faible différences d’indice cœur/gaine avec les techniques de fabrication de fibres conventionnelles. La différence d’indice cœur/gaine peut être maîtrisée en utilisant la technique d’assemblage étirage. Cependant, une ouverture numérique faible a été obtenue par cette technique

est de 0.06 [34] pour un diamètre du cœur de $30 \mu m$ et un facteur de qualité spatial du faisceau égale à 1.1. La différence d'indice cœur/gaine peut être maîtrisée jusqu'à des valeurs aussi faible que 10^{-4} [35]. La propagation d'un mode unique été obtenue dans un cœur de plus de $100 \mu m$ de diamètre, soit dix fois supérieur à celui de fibre standard.

1.10.3 Fibre microstructurée

L'apparition des fibres micro structurées a constitué, ces dernière années, une solution de choix pour extraire des puissances importantes dans des oscillateurs et amplificateurs à fibres. L'idée de construire une fibre micro structurée est apparue dans le début des années 90 [8]. La première réalisation d'une telle fibre date de 1996 [36]. Depuis, elle s'est imposée comme une technologie incontournable en photonique. L'originalité de ces guides d'onde provient de leurs mécanismes de confinement de la lumière qui reposent sur la périodicité de leur structure d'indice.

Ce type de fibre optique utilise le principe de la bande interdite des cristaux photoniques pour assurer le guidage de la lumière, plutôt que la réflexion totale interne. Ces fibres à très grand cœur, sont en silice avec des trous d'air d'un diamètre d espacé périodiquement par Λ voir 1.10.5. L'indice de l'air étant égale à 1 et celui de la silice voisin de 1.45. Son indice effectif est alors compris entre celui de l'air et celui de la silice, ce qui donne des conditions suffisantes pour un guidage par réflexion totale interne.

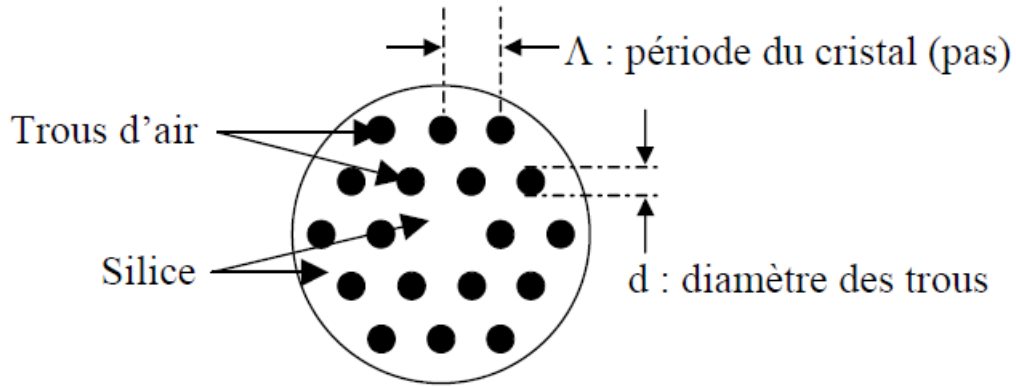


Figure 1.10.5 – Schéma descriptif d'une fibre micro structurée air/silice.

Différentes méthodes numériques sont utilisées pour obtenir le couple (d, Λ) adapté à un guidage monomode [37] [38]. Par analogie aux fibres standards, la fréquence normalisée peut être définie par :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a_{eff} \sqrt{n_{SiO_2}^2 - n_{SFM}^2} \quad (1.10.1)$$

où a_{eff} est le rayon effectif du cœur qui diffère suivant le nombre de trous manquant [39].

n_{SiO_2} : indice de réfraction de la silice ; n_{SFM} : indice effectif du mode fondamental de la gaine (Space Filling Mode). Ce mode fondamental possède l'intégrale de recouvrement la plus importante.

Les fibres micro-structurées sont donc de bonnes candidates pour la fabrication des lasers et amplificateurs de fortes puissance.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes attachés à présenter l'ensemble des notions de base intervenant dans notre travail. Nous avons montré l'intérêt de connaître la spectroscopie des ions de terres rares dopées dans des fibres optiques. Cependant, l'analyse des propriétés de ces ions est indispensable à la bonne maîtrise de l'utilisation des fibres optiques. Des mesures classiques d'absorption, d'émission, de déclin de fluorescence, ainsi que des mesures d'absorption dans les états excités permettent d'obtenir un grand nombre d'informations sur les états de la configuration et sur l'efficacité des transitions et de déterminer les schémas d'excitations et d'émissions les plus favorables à l'obtention d'un éventuel effet laser.

Nous avons présenté des éléments d'analyse théoriques du principe de propagation de la lumière le long d'un guide de type fibre optique avec notamment, une présentation des effets linéaires et non linéaire susceptible d'apparaître dans les fibres optiques. De plus, différentes géométries des fibres à structure double gaine ont été présentées. Ces dernières sont particulièrement importantes dans une utilisation pour des applications de forte puissance de pompe. Afin de comprendre le principe d'amplification optique, un système à trois niveaux à été discuté.

Lasers passivement Q-déclenchés

Dans notre travail, le laser utilisé est un laser passivement Q-déclenché par modulation passive des pertes dans la cavité. Donc, il est nécessaire de faire un petit aperçu sur les lasers passivement Q-déclenchés (Q-Switch en anglais).

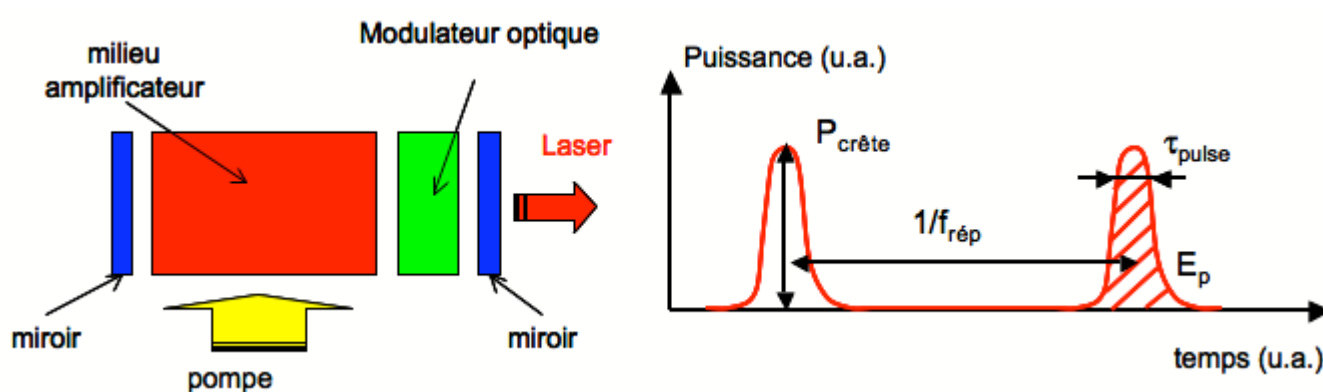


Figure 2.0.1 – Schéma de principe d'un laser impulsif par modulation des pertes.

Un laser impulsif déclenché par modulation de pertes est composé de trois éléments : un milieu amplificateur, une cavité optique et un élément permettant de moduler les pertes présentes dans la cavité. En présence d'un modulateur optique intra-cavité, il est possible de modifier le facteur de qualité de la cavité en modulant les pertes existants dans cette dernière. Ainsi le faisceau émis n'est plus continu mais il est sous forme

d'un train d'impulsions brèves. Les paramètres importants caractérisant ce train d'impulsions sont : la fréquence de répétition, la durée d'impulsion, l'énergie et la puissance crête de cette dernière en plus de la puissance moyenne émise par le laser. La figure 2.0.1 schématise un laser impulsionnel par modulation des pertes.

2.1 Différentes méthodes de déclenchement

Les principales méthodes utilisées pour le déclenchement des impulsions dans une cavité sont représentées sur la figure 2.1.1, elles sont principalement basées sur l'utilisation :

- d'un absorbant saturable,
- d'un modulateur électro-optique,
- d'un modulateur acousto-optique.

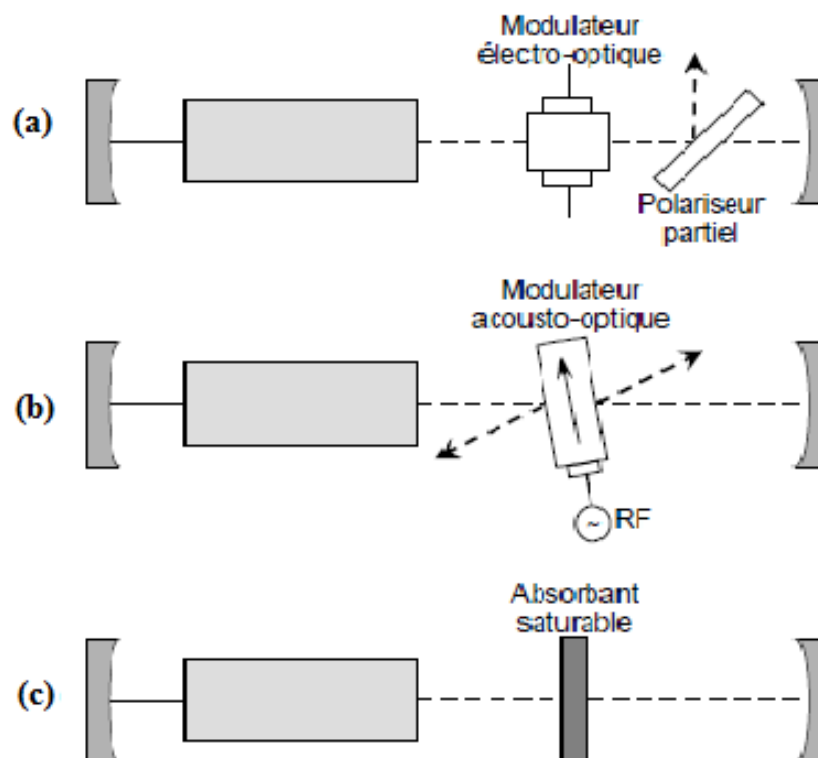


Figure 2.1.1 – Techniques de déclenchement du laser.

Dans les méthodes de déclenchement actif illustrées par la figure 2.1.1 en (a et b), la modulation des pertes peut être contrôlée par une source extérieure et le déclenche-

ment présenté dans la figure 2.1.1 en (c) est dit passif, il est basé sur la saturation de l'absorption d'un matériau soumis à une onde laser.

2.1.1 Le déclenchement actif

Le déclenchement actif est le plus utilisé sur le plan expérimental par les expérimentateurs. La modulation des pertes nécessite une source externe afin d'activer le modulateur qui peut être un matériau électro-optique ou acousto-optique, [40], [41], [42].

2.1.1.1 Le modulateur électro-optique

Un modulateur électro-optique est un dispositif à fonctionnement électrique basé sur un changement de l'indice de réfraction ou variation de la biréfringence naturelle du matériau utilisé. Cet effet électro-optique va permettre de faire modifier la polarisation d'une onde lumineuse (initialement polarisée rectilignement). Cette modulation est proportionnelle à l'amplitude du champ électrique appliqué au milieu électro-optique. Cet effet caractérise le changement des propriétés optiques d'un matériau lorsqu'il est soumis à un champ électrique [43] [44].

Ce champ électrique peut modifier à la fois les dimensions et l'orientation de l'ellipsoïde des indices du matériau [45] et il peut parvenir d'une tension électrique appliquée sur le cristal ou bien d'une onde électromagnétique. On distingue plusieurs effets électro-optiques. Le premier est l'effet Pockels, c'est à dire que l'indice de réfraction du matériau varie proportionnellement au champ électrique appliqué. Cet effet a été mis en évidence par Pockels en 1893. Il ne peut avoir lieu que dans les matériaux non centro-symétrique à l'instar du Niobate de Lithium ($LiNbO_3$). Des effets électro-optiques d'ordre supérieure peuvent également exister. En général, ils sont négligés lorsque l'effet linéaire est présent.

2.1.1.2 Le modulateur acousto-optique

L'utilisation de cet élément optique permet également de générer des impulsions courtes [42]. Lors d'un déclenchement avec un modulateur acousto-optique, une onde acoustique est produite dans le cristal. Cette onde diffracte une partie de l'énergie hors de l'axe. Ceci introduit des pertes qui interrompent momentanément le fonctionnement du laser. Les ondes acoustiques modifient localement les propriétés optiques du milieu. Elles sont généralement générées par des transducteurs piézoélectriques excités par une onde électrique.

2.1.2 Le déclenchement passif

Contrairement aux techniques de modulation active dans lesquelles les pertes sont modulées par un signal externe, la modulation passive est réalisée sans intervention extérieure.

Cette technique repose sur l'insertion d'un matériau dans la cavité possédant des propriétés d'absorption non linéaire en fonction de l'intensité lumineuse qu'il reçoit.

Lorsque ce matériau, dit absorbant saturable, est soumis à une faible intensité lumineuse, son coefficient de transmission est minimal et permet alors le blocage du signal lumineux. Ceci introduit de fortes pertes dans la cavité, pendant que la pompe du milieu amplificateur permet au gain de croître [17]. A partir d'une certaine puissance absorbée correspondant au blanchiment de l'absorbant saturable, la transmission de celui-ci augmente rapidement et atteint une valeur maximale laissant ainsi passer le signal lumineux [46]. Il en résulte une diminution brutale des pertes dans la cavité, l'énergie emmagasinée pendant le blocage du signal est subitement libérée ; ce qui se traduit par la création d'une impulsion. Un tel absorbant saturable est caractérisé par sa profondeur de modulation qui est défini comme la différence de transmission entre son état initial d'absorption et son état de saturation.

Cet absorbant saturable peut être un cristal massif [10], [47], ou une fibre optique [48], [49] dopés en ions absorbants (chrome, Vanadium,...). L'absorption d'énergie survient lors de leur exposition à un rayonnement lumineux. Le premier critère de sélection d'un absorbant saturable est que sa modulation de pertes doit s'effectuer à la longueur d'onde d'émission laser. De plus leur transmission varie en fonction de l'intensité lumineuse du signal laser à laquelle ils sont soumis. Les semi conducteurs peuvent aussi jouer le rôle d'absorbant saturable sous forme massive [50], [51], ou sous forme de puits quantiques [52], [53], ou encore sous forme de miroirs semi-conducteurs appelés SESAM pour (SEmiconductor Saturable Absorber Mirror). Les miroirs SESAMs [54] sont constitués d'un miroir de Bragg réalisé à partir d'un empilement de couches semi-conductrices et d'une couche absorbant saturable à puits quantique [17] [55].

Dans un laser à fibre fonctionnant en régime de verrouillage de mode, grâce à un absorbant saturable à multipuits quantiques *InGaAs/Inp*, dopé au fer et utilisé comme miroir dans une cavité de type Fabry-Pérot (SESAM), des impulsions sont obtenues avec des durées de vie de 300fs [13]. Leurs spectres optiques mesurés présentent des largeurs à mi-hauteur d'environ 10nm . Les bandes de valence et de conduction ont alors le même rôle que les états fondamentaux et excités, respectivement. Le déclenchement passif est simple, efficace et se fait sans recours à d'éléments optiques et électroniques.

La figure 2.1.2 représente la variation de l'absorption d'un absorbant saturable en fonction du flux de photons dans la cavité. L'absorbant saturable introduit des pertes importantes intra-cavité α_{OFF} lorsque le flux de photon est faible. Quand le milieu amplificateur est pompé, la cavité va accumuler de l'énergie jusqu'à ce que le gain égalise les pertes. Ensuite, la condition d'oscillation du laser étant satisfaite, l'effet laser commence. Ceci induit une rapide augmentation du flux de photons intra cavité saturant

alors l'absorbant et donne lieu à un état instable du laser car le gain est très supérieur aux pertes α_{ON} , le gain étant fort. L'émission stimulée importante donne naissance à une impulsion qui sature le gain. Celui-ci diminue et devient inférieur aux pertes α_{ON} , ce qui arrête l'oscillation laser et l'absorbant saturable redevient opaque. Ce phénomène se reproduit périodiquement tant que le milieu amplificateur est pompé.

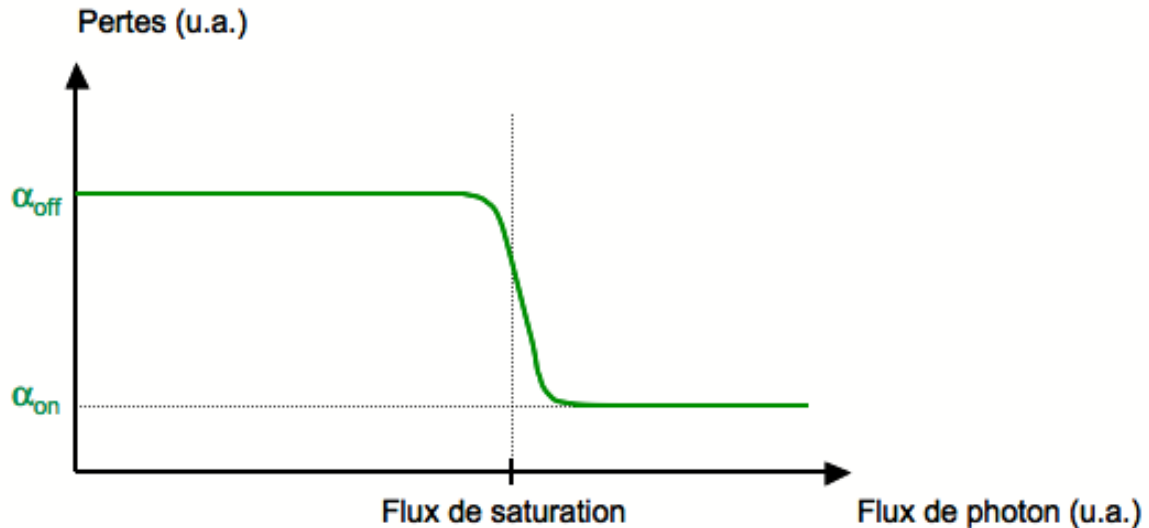


Figure 2.1.2 – Schéma représentant les pertes d'un absorbant saturable en fonction du flux de photons le traversant.

Dans ce type de laser, la fréquence de répétition dépend de la puissance de pompe et de la concentration en absorbant saturable. A pompage constant, la puissance crête croît avec la concentration en absorbant saturable car l'énergie accumulée sera plus importante, ce phénomène est limité par la saturation du gain du milieu amplificateur [56].

2.2 Principe de fonctionnement dans le cas d'un régime déclenché par absorbant saturable

Le déclenchement d'une cavité est une technique de génération d'impulsions reposant sur une modulation des pertes intra-cavité. Cette technique est principalement utilisée dans les lasers solides massifs [10], [47] pour la génération d'impulsions nanoseconde énergétiques avec une grande puissance crête. Le dispositif d'un laser passivement Q-déclenché est conçu pour que les pertes dans la cavité soient initialement élevées.

Le principe de fonctionnement d'un laser Q-déclenché est de maintenir un niveau de perte important lors du pompage afin de stocker de l'énergie dans la cavité puis diminuer ces pertes pour libérer l'énergie emmagasinée sous forme d'une impulsion lumineuse. Cette impulsion atteint son maximum lorsque l'absorbant saturable est saturé et que le gain ne compense plus les pertes. On parle du blanchiment de l'absorbant saturable.

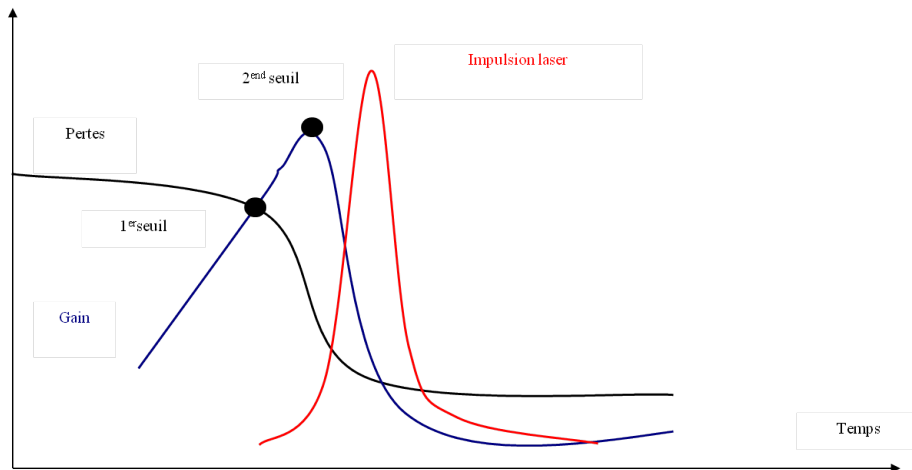


Figure 2.2.1 – Évolution temporelle des pertes de la cavité et l'inversion de population (gain) d'un laser Q-déclenché.

La figure 2.2.1 illustre les étapes de l'émission d'impulsions lumineuses à partir d'un absorbant saturable. Le laser peut émettre un train d'impulsions en suivant ce principe.

2.3 État de l'art des lasers passivement Q-déclenchés

Les impulsions optiques de l'ordre de la nanoseconde à la milliseconde sont nécessaires pour de nombreuses applications y compris le traitement des matériaux [57], mesures de distance et la télédétection [58]. Les lasers passivement Q-déclenchés peuvent fournir des impulsions énergétique d'une puissance crête élevée et des taux de répétition de quelques KHz [59]. Le laser passivement Q-déclenché a eu un intérêt important surtout en verrouillage de mode. Des impulsions de l'ordre de picoseconde et femtoseconde sont obtenues [60]. Pour un laser fonctionnant en régime Q-déclenché, la durée des impulsions est liée à l'énergie emmagasinée et à la longueur de la cavité [61]. Ce type de laser peut être basé sur différents types d'absorbants saturables. Ces derniers se présentent, principalement, sous forme de fibres, cristaux ou des miroirs absorbant saturable semi-conducteurs SESAM (SEmiconducteur Saturable Absorber Mirror). Ensuite, plusieurs études théoriques et expérimentales ont succédé à ces travaux, déjà réalisés.

En 2003, Lim et al [62] ont rapporté un laser passivement Q-déclenché qui génère des impulsions de femtoseconde ayant une énergie 2.2 nJ . L'emploi de fibres à large cœur (LMA) augmente le recouvrement entre la pompe et la partie dopée et permet de diminuer la longueur de la fibre active utilisée. Des durées d'impulsions inférieures à 40 ns ont plusieurs fois été atteintes avec de telles fibres, partiellement en espace libre pour des énergies excédant le millijoule [63], [64]. En 2007, un nouveau type de laser à fibre pulsé a été suggéré par un groupe de chercheurs [65]. Ce système de laser est un laser fibré dopé Yb et déclenché par un absorbant saturable Bi. Comme le montre la figure 2.3.1. La longueur d'onde de pompe est de 975 nm dont la puissance de pompe est de 16.5

W . Il résulte une énergie d'impulsion maximale de $100 \mu J$ et une puissance moyenne jusqu'à $7.5 W$ et un taux de répétition de $100 KHz$. Le Bismuth est placé en cavité séparée dans le but de réduire le temps de vie de l'état excité des ions de Bi. Leur durée de vie est d'environ de $1 ms$. Cette dernière est très lente pour que le déclenchement soit efficace. Avec cette architecture, des impulsions stables ont été obtenues pour une puissance crête de $65 W$ et une largeur à mi-hauteur de $1.5 \mu s$.

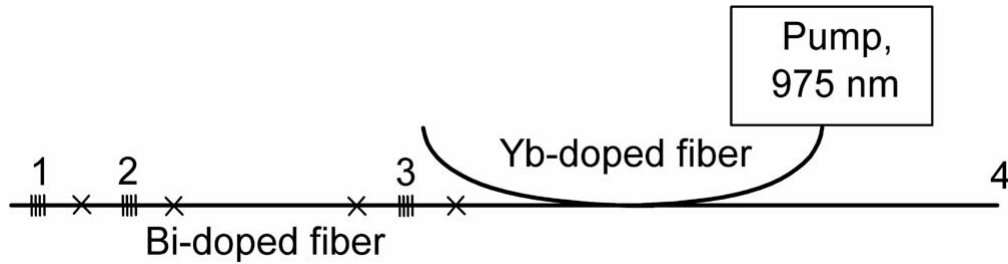


Figure 2.3.1 – Schéma d'un laser à fibre passivement Q-déclenche dont le milieu amplificateur est une fibre dopée Yb et l'absorbant saturable est une fibre dopée Bi [65].

En 2009, pour la première fois Kurkov et ses collaborateurs [66] ont proposé et réalisé un laser passivement Q-déclenché dopé Yb dont l'absorbant saturable est une fibre dopée Ho. La durée d'impulsion obtenue est de $250 ns$ et son énergie est de $70 \mu J$, sa puissance crête est de $300 W$. En 2010, un laser passivement Q-déclenche dopé Yb est démontré [67]. Ce laser produit une impulsion avec une énergie de $2.8 pJ$ d'une durée de $280 ns$. Le pompage est effectué à $976 nm$ pour avoir une impulsion à $1064 nm$. En 2012 [68], un laser passivement Q-déclenché entièrement fibré, dopé à l'Erbium $Er - Sm$ a été réalisé expérimentalement. Ce type de laser produit des impulsions très stables avec une énergie de $142 nJ$ et une durée de $450 ns$. Juste après, des impulsions de puissance $60 \mu J$ et de durée de $80 ns$ à $1030 nm$ sont obtenues [69] pour un laser entièrement fibré dont l'absorbant saturable est une fibre monomode dopée Yb^{+3} .

En 2014 [70], un laser passivement Q-déclenché dopée Er^{+3} est construit avec une cavité en anneau, l'absorbant saturable est une fibre codopée Tm-Ho, la fréquence de répétition maximale du système laser atteinte est de $42 KHz$. Ce qui est beaucoup plus grand comparativement aux fréquences obtenues en utilisant un absorbant saturable dopé Tm^{+3} . Un modèle théorique concernant ce laser est établi [71] et une comparaison avec la fibre dopée Tm est faite et décrite et discuté. Les résultats numériques montrent que la fibre codopée Tm-Ho comme absorbant saturable raccourcit la durée de vie du niveau d'énergie métastable 4F_3 et améliore le fonctionnement d'un tel système laser.

La figure 2.3.2 schématise le cas d'un laser à fibre double cavité [72] dopé Er^{+3} dont le milieu absorbant saturable est une fibre dopée Tm^{+3} . Un modèle théorique est

établi pour ce système laser. Les résultats numériques indiquent que cette double cavité raccourcit la durée de vie de l'absorbant saturable et améliore au maximum le taux de répétition des impulsions à obtenir.

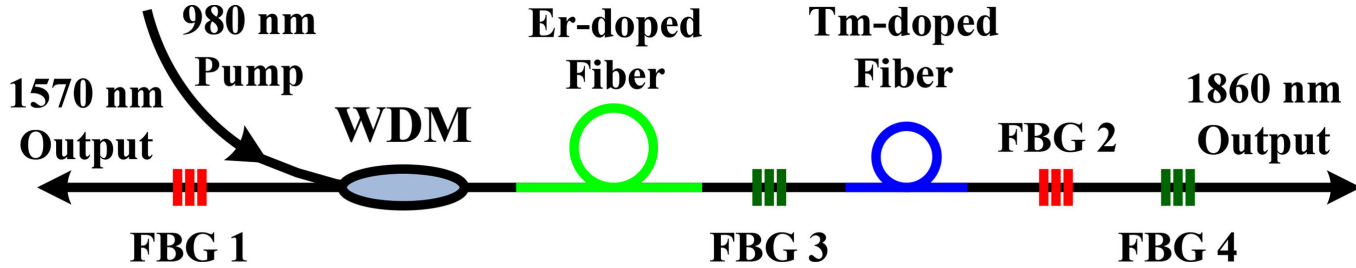


Figure 2.3.2 – Représentation d'un laser passivement Q-déclenché dopée Er et l'absorbant saturable est Tm [72].

Dans cette partie, nous considérons le cas de laser passivement Q-déclenché par un absorbant saturable, à partir d'un pompage continu. Cette solution est retenue pour générer des trains d'impulsions dont la largeur à mi-hauteur est plus souvent comprise entre quelques nanosecondes et quelques centaines de nanosecondes pour des taux de répétitions comprises entre la dizaine de hertz et quelques kilohertz. Les absorbants saturables ont une transmission dépendante de l'intensité du signal incident et des données spectroscopiques caractérisant l'absorbant saturable qui se résume en sa section efficace d'absorption σ_s et au temps de vie τ_s du niveau haut de la transition correspondant à l'absorption d'un photon à la longueur d'onde laser λ_L . La figure 2.3.3 représente les grandeurs spectroscopiques caractérisant un absorbant saturable.

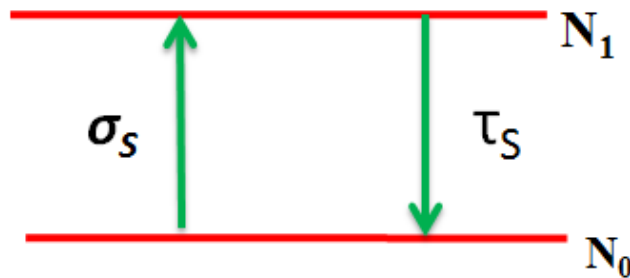


Figure 2.3.3 – Grandeurs spectroscopiques caractérisant un absorbant saturable.

Plus la section efficace est importante plus l'absorbant est facilement blanchi. Le temps de vie correspond à une fuite qui limite le blanchiment. Ces deux grandeurs jouent également un rôle au niveau du taux de répétitions. Le but de cette partie est de déterminer les paramètres permettant d'optimiser le train d'impulsion en fonction des besoins que ce soit, la largeur à mi-hauteur, la puissance crête, le taux de répétition.

2.4 Principaux paramètres des lasers passivement Q-déclenchés

Tout d'abord, rappelons les conditions indispensables pour avoir des impulsions intenses.

2.4.1 Impulsion laser

Pour obtenir de fortes énergies en sortie du laser, il faut disposer d'un matériau amplificateur capable de stocker de l'énergie possédant la plus grande fluence de saturation possible. En effet, l'intensité en sortie d'un matériau amplificateur est donnée par la relation suivante [16], [73] :

$$I_S(t) = \frac{I_0(t - \frac{z}{c})}{1 - \left[1 - \exp\left(-\sigma_e \int_0^z N(z) dz\right)\right] \exp\left[-\frac{A\sigma_a}{h\omega_a} \int_0^t I_0(t) dt\right]} \quad (2.4.1)$$

L'équation 2.4.1 permet de calculer le profil de l'intensité $I(z, t)$ à la distance z dans un milieu amplificateur, en fonction de l'intensité $I_0(t)$ en entrée du milieu amplificateur et des paramètres de ce milieu qui sont : σ_e et $N(z)$. Le facteur $A = 2$ pour un milieu laser à 3 niveaux et $A = 1$ pour un milieu à 4 niveaux.

Si le milieu est pompé de manière uniforme en z , l'inversion de population s'écrit $N(z) = N_0$. En se plaçant en sortie du milieu (*abscisse* $z = L$), l'évolution de l'intensité d'une impulsion en sortie après un passage dans un milieu amplificateur est donnée par [16] :

$$I_L(t) = I_0(t) \left[1 - \left(1 - g_0^{-1}\right) \exp\left(-\frac{J_0(t)}{J_{Sat}}\right)^{-1}\right] \quad (2.4.2)$$

avec $g_0 = \exp(N_0\sigma_e L)$ est le gain en petits signaux, ΔN : la densité d'inversion de population, $\sigma_e(\omega)$: la section efficace d'émission, $J_0(t) = \int_0^t I_0(t) dt$: est la fluence instantanée. Elle correspond au nombre de photons contenus dans l'impulsion jusqu'au temps t , $J_{Sat}(\omega)$: la fluence de saturation ou densité d'énergie de saturation est $J_{Sat}(\omega) = \frac{h\nu}{\sigma_e}$ dans le cas d'un système à quatre niveaux.

Dans le cas d'un régime non saturé $\forall t$, $(J_0(t).g_0 \ll J_{Sat})$, le $I_S(t, \omega)$ peut se simplifier comme suit :

$$I_L(t) = g_0 I_0(t) \quad (2.4.3)$$

Le gain petit signal représente donc le gain en énergie de l'impulsion pour un passage dans le milieu à gain. Dans le régime faible signal, le profil temporel ne subit aucune déformation, seulement une amplification [74]

Dans le cas d'un régime fort signal, la fluence de l'impulsion est comparable à la fluence de saturation J_{Sat} . Dans ce cas, le régime ressenti par l'impulsion est variable dans le temps [74], il s'écrit :

$$G(t) = \left[1 - (1 - g_0^{-1}) \exp\left(-\frac{J_0(t)}{J_{Sat}}\right) \right]^{-1} \quad (2.4.4)$$

Cette saturation de gain déforme le profil temporel de l'impulsion.

Pour un amplificateur à multipassage, la relation 2.4.2 peut être appliquée. Le calcul du gain petit signal après chaque passage est donc nécessaire dans le milieu amplificateur.

Nous supposons $g_0(P)$ et $I_L^{(P)}(t)$ connus. Ils représentent le gain petit signal et le profil d'intensité, respectivement, pour un passage P . L'intensité $I_L^{(P+1)}(t)$ pour un passage $(P+1)$ peut être calculée en utilisant la relation 2.4.2. Le gain résiduel après le passage P s'écrit :

$$g_0^{p+1} = \exp \left[\frac{J_{Sat} \ln(g_0^{(P)}) - (J_L^{(P+1)}(\infty) - J_L^{(P)}(\infty))}{J_{Sat}} \right] \quad (2.4.5)$$

$J_{Sat} \ln(g_0^{(P)})$: correspond à la densité d'énergie stockée dans le milieu à gain avant le passage (P) .

$J_L^{(P+1)}(\infty) - J_L^{(P)}(\infty)$: correspond à la densité d'énergie extraite du milieu amplificateur au passage (P) .

La formule 2.4.2 est parfois utilisée dans une forme reliant la fluence en sortie à la fluence en entrée du milieu [75], selon la relation suivante :

$$J_L(t = \infty) = J_{Sat} \ln \left[1 + g_0 \left(\exp\left(\frac{J_0(t = \infty)}{J_{Sat}}\right) - 1 \right) \right] \quad (2.4.6)$$

La formule (2.4.6), peut être utilisée pour déduire rapidement la fluence après chaque passage en fonction de celle en entrée du gain et de J_{Sat} .

Le gain petit signal g_0 peut s'écrire en introduisant la fluence de saturation de l'amplification par :

$$g_0 = \exp\left(\frac{h\omega N_0 L}{J_{Sat}(\omega)}\right) = \exp\left(\frac{J_{Sto}(\omega)}{J_{sat}(\omega)}\right) \quad (2.4.7)$$

$J_{Sto}(\omega)$ est la densité d'énergie stockée dans le milieu correspond au nombre d'ions excités pouvant fournir une énergie ($h\omega$) au faisceau injecté ; $J_{Sto} = \eta J_{abs}^P \left(\frac{\lambda_P}{\lambda_S}\right)$ où J_{abs}^P : est la fluence du laser de pompe absorbée par le cristal au passage P , η : le rendement de couplage dans le matériau, λ_P et λ_S sont les longueurs d'onde du laser pompe et celle de faisceau amplifié, respectivement.

2.4.2 Énergie de saturation

L'énergie de saturation de l'absorbant saturable est considérée comme étant petite par rapport à l'énergie de saturation du milieu à gain [17]. L'énergie de saturation E_{sat} se révèle cruciale pour l'analyse du comportement d'un amplificateur, que celui-ci fonctionne en régime continu ou en régime impulsionnel. Cette grandeur est donnée par la relation [76] :

$$E_{Sat} = \frac{h\nu_s A_{coeur}}{(\sigma_{es} + \sigma_{as})\Gamma_S} \quad (2.4.8)$$

Pour le pompage, l'énergie de saturation représente l'énergie qui réduit la valeur de l'absorption d'un facteur de 2 par rapport à la valeur non saturée obtenue à plus faible puissance [17]. L'énergie emmagasinée par le milieu est définie :

$$E_{emmg} = h\nu_S A_{coeur} \int_0^L n_2(z) dz \quad (2.4.9)$$

Il est possible d'extraire de l'énergie dans un milieu si $G \succ 0$. L'énergie de transparence E_{trans} qui annule le gain est alors définie par :

$$E_{trans} = \sigma_{as} \Gamma_s L N_T E_{sat} \quad (2.4.10)$$

L : La longueur de la fibre dopée en (m).

N_T : La densité totale d'ions dopant en (m^{-3}).

Par définition toujours, l'énergie que l'on peut extraire d'une fibre est alors égale à

$$E_{extract} = E_{emmag} - E_{trans} \quad (2.4.11)$$

Le gain est, par conséquent, une grandeur de base dans les systèmes lasers. Il est notamment très important pour la réalisation d'oscillateurs lasers fonctionnant en régime déclenché. En effet, plus le gain du milieu amplificateur est élevé, plus la durée des impulsions obtenues est courte.

2.4.3 Largeur d'impulsion

La largeur d'une impulsion laser passivement Q-déclenché est directement proportionnelle au temps d'un aller-retour dans la cavité. Elle est exprimée par la relation :

$$t_0 = \frac{\tau_r}{\pi^2} = \frac{\left(\frac{2(n_{SiO_2} A L h \nu_P)}{c \Gamma \sigma_e P_{abs}} \right)}{\pi} \quad (2.4.12)$$

Cette durée est inversement proportionnelle à la racine carrée de la puissance de pompe [7] à condition que le temps de vie du niveau excité soit très supérieur au temps de vie des photons dans la cavité :

$$t_0 \alpha \frac{1}{(P_P)^{1/2}} \quad (2.4.13)$$

Dans ces conditions, la réduction de la durée des impulsions passe par une augmentation de la puissance pompe. La durée des impulsions peut également s'écrire [76] :

$$t_0 \alpha \left(\frac{AL}{1 - \exp \left\{ -N_0 \sigma_a \Gamma A_{fibre} / A_{gaine} \right\}} \right) \quad (2.4.14)$$

N_0 : la densité de dopants,

σ_a : la section efficace d'absorption à la longueur d'onde de pompe,

A_{gaine} : la surface de la gaine dans le cas d'un pompage par gaine.

Finalement, les deux relations (2.4.9) et (2.4.10) montrent qu'en régime déclenché l'obtention d'impulsions courtes passe par le choix d'une fibre possédant un diamètre de cœur large avec une forte densité de dopants et une grande section efficace d'absorption.

Une fois que la fibre est choisie, la durée des impulsions peut être réduite en construisant une cavité courte et en utilisant une forte puissance de pompe.

Selon la référence [17], la durée des impulsions émises par microlaser est proportionnelle à la longueur de la cavité et à l'inverse de la profondeur de la modulation. elle est donnée par la relation suivante :

$$t_P = \frac{3.52 T_R}{\Delta R} \quad (2.4.15)$$

T_R : le temps d'un aller-retour dans la cavité,

ΔR : représente la profondeur de la modulation de l'absorbant saturable.

2.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit le principe de fonctionnement des lasers passivement Q-déclenchés, suivi d'un état de l'art résumant les différents travaux réalisés. Nous avons constatés qu'un important intérêt est accordé pour ce type de laser pour ce qu'ils ont apporté au lasers de puissance. Des puissances crêtes très élevés sont obtenues pour des lasers passivement Q-déclenché entièrement fibrés. Dans ce qui suit un laser passivement Q-déclenché est étudié.

Réalisation d'un laser passivement Q-déclenché

Le but de cette partie est de présenter l'étude d'un laser à fibre dopée Erbium passivement déclenché par absorbant saturable semi-conducteur à multipuits quantiques . Notre travail ici est de cerner les paramètres du laser jouant un rôle pertinent dans la mise en forme des impulsions déclenchées par absorbant saturable.

Beaucoup d'études expérimentales et théoriques ont été entreprise depuis le premier laser à absorbant saturable délivrant des impulsions lumineuses [54]. Les fibres dopées utilisées comme absorbants saturable [77], permettent d'obtenir un régime déclenché. Les travaux théoriques sur le régime déclenché sont basés sur la résolution des équations cinétiques que ce soit numérique [78], ou analytique [59].

La dynamique des deux régimes en fonction de la puissance pompe est étudiée au sein de notre équipe [79]. La largeur à mi-hauteur et la puissance crête des impulsions lasers varient en fonction de la puissance pompe dans le cas de régime de faible amplitude. Par contre, elles ne varient pas en fonction de la puissance pompe dans le cas des impulsions lasers de forte amplitude, ce qui est expliqué par l'optimisation du laser. Notons qu'on peut obtenir un régime de forte amplitude en augmentant la longueur du milieu AS. En effet, augmenter la concentration d'ions AS ou sa longueur revient à augmenter le nombre d'ions AS. Par contre, le laser ne fonctionne pas si on augmente les pertes dans la cavité laser en raison de l'augmentation du seuil de pompage, ce qui induit une diminution de la puissance crête des impulsions.

3.1 Influence de la concentration des ions absorbant saturable sur l'optimisation du laser ainsi que sur la largeur à mi-hauteur des impulsions

Mr Djellout Hocine dans ses travaux de thèse de doctorat [56] a étudié l'influence de la concentration des ions amplificateurs Nd^{+3} et les ions Cr^{+4} comme absorbant saturable sur la puissance crête des impulsions lasers, ainsi que l'influence de la concentration des ions absorbants saturables sur la largeur à mi-hauteur des impulsions lasers. La figure (2.6.1.a) illustre la variation de la puissance crête des impulsions lasers en fonction de la concentration en ions Cr^{+4} qui est définie par une concentration en ions actifs Nd^{+3} . Sur la figure (2.6.1.b) est représenté la variation de la largeur à mi-hauteur des impulsions en fonction de la concentration en ions absorbant saturable Cr^{+4} , obtenue pour une concentration de $1.4 \cdot 10^{25} \text{ ions/m}^3$ pour une puissance pompe de 45 W.

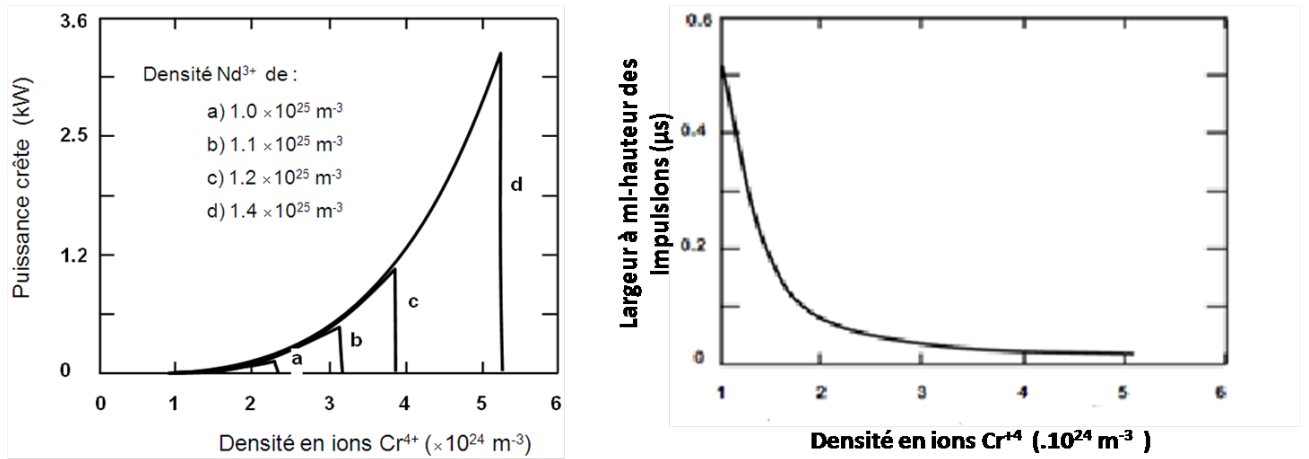


Figure 3.1.1 – a) Variation de la puissance crête des impulsions en fonction de la concentration en ions absorbants saturables Cr^{+4} pour différentes valeurs de concentration d'ions amplificateurs Nd^{+3} , obtenues avec une puissance pompe de 45 W. b) Variation de la largeur à mi-hauteur des impulsions en fonction de la concentration en ions absorbants saturables Cr^{+4} , obtenue pour une concentration d'ions amplificateurs Nd^{+3} de $1.4 \cdot 10^{25} \text{ ions/m}^3$ pour une puissance pompe de 45 W [56].

Selon la figure 3.1.1, pour toute densité d'ions actifs Nd^{+3} , il correspond une concentration critique en ions absorbants saturables. Au-delà de cette valeur critique, le laser cesse de fonctionner. Ceci s'explique par insuffisance des ions amplificateurs pouvant blanchir l'absorbant saturable. En plus, à partir de la figure (2.6.1.a) l'augmentation de la concentration en ions amplificateurs engendre l'augmentation de la valeur critique saturant le milieu absorbant saturable.

Sur la figure (2.6.1.b), on remarque que la concentration en ions absorbants saturables est inversement proportionnel à la largeur à mi-hauteur des impulsions. Tant que la concentration de l'ion Cr^{+4} augmente, la largeur à mi-hauteur diminue.

La figure 3.1.2 représente la variation de la largeur à mi-hauteur des impulsions ainsi leur fréquences de répétition en fonction de la puissance pompe pour en (a) un régime de faible amplitude et en (b) un régime de forte amplitude [56].

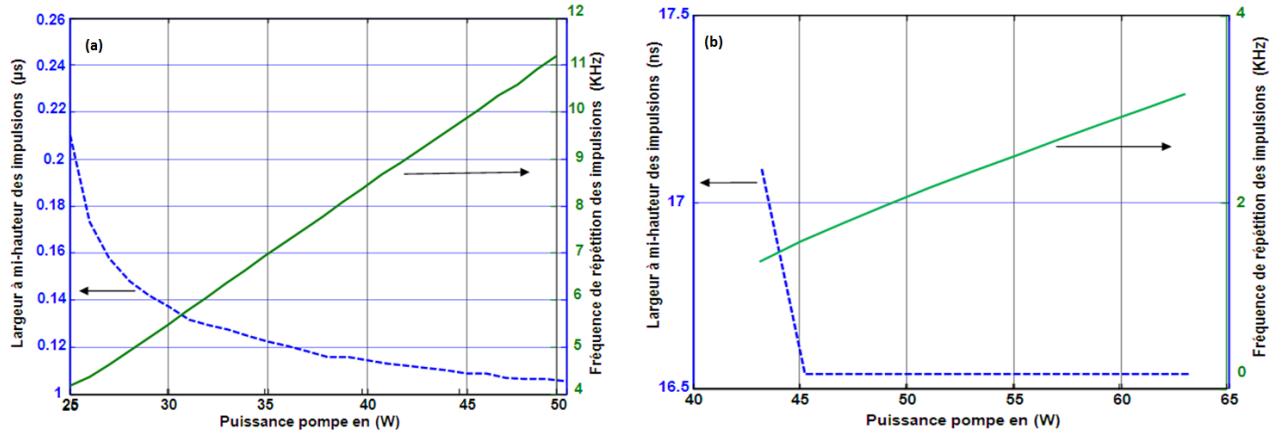


Figure 3.1.2 – a) Variation de la largeur à mi-hauteur des impulsions et de leurs fréquences de répétition en fonction de la puissance pompe, pour le régime de faible amplitude, b) Variation de la largeur à mi-hauteur des impulsions et de leurs fréquences de répétitions en fonction de la puissance pompe, pour le régime de forte amplitude [56].

Les figures (2.7.1.a et b) sont obtenues respectivement pour des concentrations de $1.8 \cdot 10^{24} \text{ ions/m}^3$ et $5.2 \cdot 10^{24} \text{ ions/m}^3$ en ions absorbants saturables Cr^{+4} .

Nous observons sur la figure (2.7.1.a) représentant un régime de faible amplitude, que la largeur à mi-hauteur des impulsions, diminue fortement en fonction de la puissance pompe. Par contre, la fréquence de répétition augmente linéairement en fonction de la puissance pompe.

En régime de forte amplitude illustré, par la figure (2.7.1.b), la largeur à mi-hauteur des impulsions diminue brutalement puis demeure constante, tandis que les fréquences de répétition augmentent linéairement en fonction de la puissance pompe.

3.2 Réalisation d'un laser à fibre dopée Erbium passivement Q-déclenché

L'objectif principal de cette section est de présenter la partie expérimentale réalisée à l'Université de Rouen au sein du département optique et lasers du laboratoire CORIA UMR 661 sous la direction de *Mr Hideur Ammar* et *Mr Wangh Ongjie*. Cette partie consiste en une réalisation d'un laser passivement Q-déclenché par un absorbant saturable et de vérifier son optimisation à très haute puissance de pompe. Ce travail

fait suite aux simulations de *M^r Djellout Houcine* [15] pour lequel on voulait vérifier expérimentalement l'optimisation d'un laser passivement Q-déclenché entièrement fibré dont le milieu amplificateur est une fibre dopée Néodyme et le milieu absorbant saturable est une fibre dopée Cr^{+3} , puisqu'il a obtenu des impulsions lasers de durées très courtes et de puissance crête très importante en choisissant astucieusement les propriétés spectroscopiques de l'absorbant saturable et le milieu amplificateur.

Dans le travail, réalisé à *Rouen*, le choix du milieu amplificateur est porté sur une fibre optique fortement dopée aux ions Néodyme et le milieu absorbant saturable est un semi-conducteur à multipuits quantiques. Les caractéristiques de ces deux milieux sont données ci-après.

3.3 Paramètre spectroscopique de l'ion Erbium

La coïncidence entre la bande de gain de l'Erbium d'environ $1.5 \mu m$ et le minimum de perte des fibres monomodes en silice a permis aux amplificateurs Erbium de jouer un rôle pertinent dans le développement des réseaux de télécommunications. Les amplificateurs à fibres dopées Erbium offrent un gain élevé (30 à 40 dB) et ils sont indépendants de la polarisation.

Malgré la complexité de la structure électronique de l'ion Erbium trivalent, le fonctionnement de cet ion dans notre travail peut être simplement expliqué en utilisant que les trois premiers multiplets de sa structure électronique comme montre la figure 3.3.1.

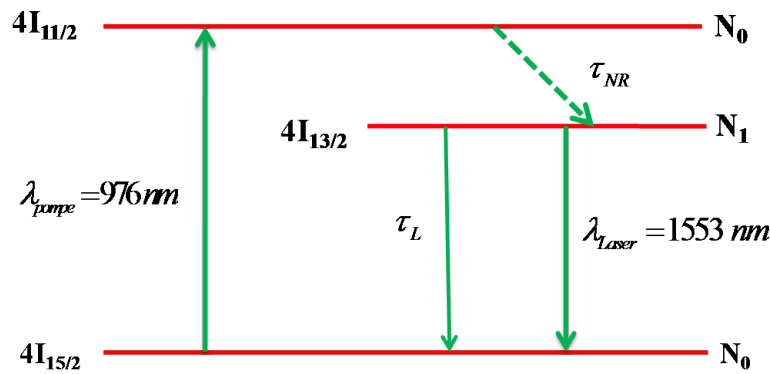


Figure 3.3.1 – Absorption et émission stimulée d'un ion Erbium.

$I_{15/2}^4$, le fondamental. $I_{13/2}^4$, le premier niveau excité et métastable. $I_{11/2}^4$, le second niveau excité instable.

Pour qu'un système atomique ou ionique puisse effectuer une amplification, il faut apporter de l'énergie au système. C'est là le rôle de la diode pompe à $760 nm$, la figure

3.3.1, présente schématiquement le rôle des ions Erbium dans notre système. Les changements d'états électroniques de notre système sont représentés pour un électron passant d'un niveau fondamental aux niveaux excités :

L'ion Erbium qui n'est soumis à aucune excitation extérieure est dit dans son état fondamental, celui de plus faible énergie ($^4I_{15/2}$). Lorsque la diode à 980 nm pompe le système, 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 concentration des lanthanides [80], la durée de vie radiative des états $^4I_{11/2}$ et $^4I_{13/2}$ est particulièrement longue. Cependant, du fait de la grande énergie des photons par rapport à leur écart énergétique une fois dans l'état $^4I_{11/2}$, l'ion Erbium se désexcite rapidement vers l'état $^4I_{13/2}$ de façon non radiative, le temps de relaxation étant très court ($\tau = 1\mu s$). 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 transition radiative. C'est ainsi que l'ion Erbium transfère une partie de l'énergie de la pompe vers le signal.

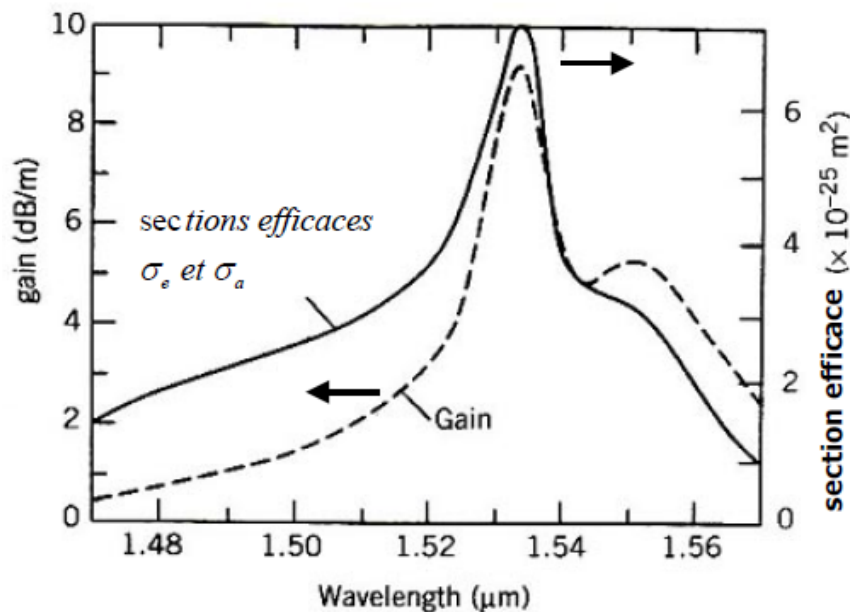


Figure 3.3.2 – Sections efficaces d'émission et d'absorption et spectre de gain d'une fibre optique en silice dopée Erbium [55] .

Une autre grandeur caractéristique très importante est la courbe des sections efficaces d'absorption et d'émission de l'ion Erbium dopé dans une fibre optique, notées σ_a et σ_e , respectivement, exprimées en m^2 . La figure 3.3.2 représente ces sections efficaces d'absorption et d'émission.

3.4 Absorbants saturables semi-conducteurs à multi-puits quantiques

Nous allons expliquer dans ce paragraphe comment un absorbant saturable (AS) à multi-puits quantiques (MQW)[Multi Quantum Wells] peut être utilisé en tant que (AS) en micro-cavité. Pour mieux comprendre le choix de la structure à MQW, il est indispensable de connaître quelques propriétés des semi conducteurs, c'est ce que nous proposons d'explicitier par la suite, nous verrons l'origine du phénomène responsable de la forme particulière de la courbe d'absorption des MQW, puis on expliquera quelles modifications on peut leur apporter afin qu'elles répondent aux critères (constante de temps, contraste) importants pour une utilisation en tant que régénérateur tout optique passif.

Les avancées technologiques en matière de croissance des matériaux semi-conducteurs et la possibilité de réaliser des bandes d'énergies interdites ont permis la mise au point d'absorbant saturable à base de semi-conducteurs, dont les caractéristiques sont contrôlables de manière assez précise, soit pendant la phase de croissance, soit par choix des matériaux de la structure de l'empilement.

Ces paramètres sont principalement la longueur d'onde d'absorption, la fluence de saturation et le temps de récupération. Appliqué au domaine des lasers impulsionnels, ces absorbants saturables ont conduit à la réalisation expérimentale de verrouillage de mode stable [81].

3.4.1 Structure de bandes des semi-conducteurs

Les semi-conducteurs sont des matériaux présentant une structure cristalline formée d'atomes ayant, en moyenne quatre électrons de valence. Du fait de la proximité de ces atomes dans la structure et de leurs interactions, les états d'énergies permis des électrons de valence sont modifiés et sont si proches les uns des autres qu'ils forment des ensembles quasi-continus assimilés à des bandes d'énergies permises. On appelle bande de valence l'ensemble des niveaux de plus basse énergie et bande de conduction, celui des énergies supérieur [44], [82].

En effet, à l'équilibre thermodynamique, la bande de valence d'un semi-conducteur est remplie d'électrons formant des liaisons de covalence entre atomes, d'où le nom de cette bande. Si une tension est appliquée au semi-conducteur, il sort de son équilibre thermodynamique. La bande de conduction se peuple donc d'électrons laissant ainsi des trous dans la bande de valence. Les électrons de la bande de conduction et les trous de la bande de valence sont des porteurs de charges, respectivement négatives et positives. Ce sont des porteurs libres puisqu'ils sont indépendants des liaisons de covalences. La

figure (3.4.1) présente le schéma de bande d'un semi-conducteur ainsi que la répartition des porteurs de charges.

On peut voir sur cette figure que les bandes sont séparées par une bande d'énergie dite interdite ou gap en anglais. Les énergies des deux bandes sont notées E_C et E_V et l'énergie de bande interdite est $E_g = E_C - E_V$

Grâce à leur structure de bande, les semi-conducteurs peuvent être le lieu d'interaction (matière-rayonnement) [83] nommées : absorption, émission spontanée et émission stimulée. Pour qu'il y ait possibilité d'amplification, il faut que la densité de porteur libre dans le semi-conducteur soit importante pour favoriser l'émission stimulée. Dans notre cas, le procédé utilisé pour perturber l'état d'équilibre est le gain provenant du milieu amplificateur. Celui-ci consiste en le déplacement d'électrons vers la bande de conduction via l'absorption à la longueur d'onde d'émission stimulée produite par la fibre fortement dopée en ions Erbium. Plus l'absorption est forte plus le bas de la bande de conduction se peuple en électrons et le haut de la bande de valence en trous. Dans les semi-conducteurs, les populations sont gouvernées par la statistique de Fermi-Dirac. A la température du zéro absolu, tous les niveaux électroniques sont remplis jusqu'à une certaine valeur E_F , appelée énergie de Fermi, les niveaux supérieurs ($E > E_F$) étant vides. Pour avoir des transitions, il faut que :

$$E_{FC} - E_{FV} > h\nu > E_g \quad (3.4.1)$$

La condition 3.4.1 est une condition nécessaire et suffisante pour que l'émission stimulée se produise au sein d'un semi-conducteur .

Si l'énergie de photons incident est supérieure à l'écart entre les niveaux de Fermi, il y a absorption. Si elle est inférieure à l'écart de bande interdite, le milieu est transparent

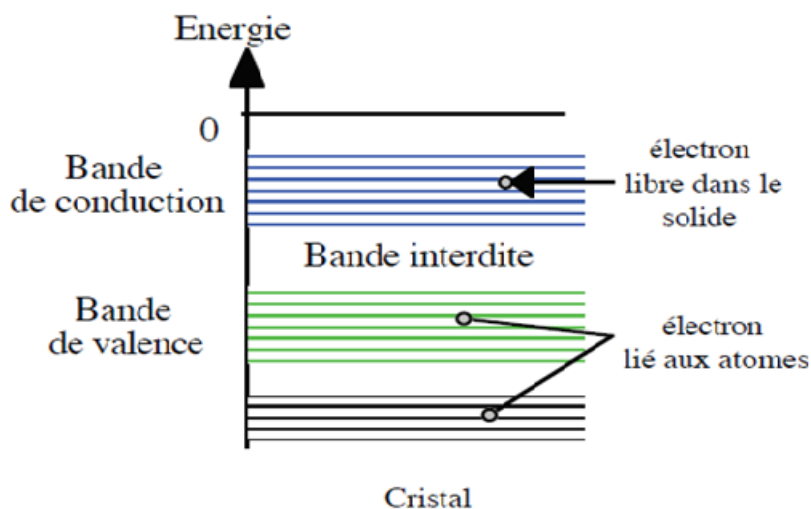


Figure 3.4.1 – Répartition des états d'énergies et des porteurs de charges dans un semi-conducteur.

et les photons le traverse sans modification. Dans le cas où cette énergie est égale à l'écart des niveaux de Fermi, il y a équiprobabilité d'émission et d'absorption.

Les matériaux *InGaAs/InP* sont les plus souvent utilisés. Sa bande interdite correspond parfaitement aux longueurs d'onde des signaux de télécommunication. De plus, il est à gap direct, c'est-à-dire avec un alignement des bandes de conduction et de valence pour offrir un meilleur rendement.

3.4.2 Absorption de la saturation InGaAs/InP

Les absorbants saturables utilisés dans notre travail sont des empilements de puits quantiques *InGaAs/InP*. Composés et réalisés à partir des éléments de la troisième et de la cinquième colonne du tableau de classification périodique de Mendeleiev. Les semi-conducteurs III-V ont une bande d'énergie interdite directe, c'est-à-dire qu'ils peuvent émettre ou absorber de la lumière sans l'aide des vibrations du réseau cristallin. Ils ont aussi une forte mobilité des porteurs, ce qui impose le temps de réponse du composant [84] et peuvent être dopés facilement. De plus, ils possèdent une forte non-linéarité ou la possibilité de contrôler la longueur d'onde de fonctionnement, l'absorption résiduelle, le temps de relaxation,...

3.4.3 Loi de saturation d'absorption

L'intensité seuil de saturation est un paramètre primordial du point de vue application, puisqu'il définit l'intensité incidente nécessaire pour induire le phénomène de saturation d'absorption. Chemla et al, [85], ont proposé un modèle simple de saturation excitonique. Lorsqu'on a une intensité incidente croissante, résonnante avec l'absorption excitonique sur un échantillon à puits quantiques, on génère un nombre croissant de paires électrons-trous liées. Qualitativement, la saturation de l'absorption excitonique correspond à une diminution de nombre d'états disponibles du fait du principe de Pauli.

La loi de saturation de l'absorption dans le cas stationnaire, peut s'écrire sous la forme :

$$\alpha(I) = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{I}{I_s}} \quad (3.4.2)$$

avec α : le coefficient d'absorption, I : l'intensité lumineuse, α_0 l'absorption de petits signaux, I_s l'intensité de saturation. Cette équation est caractéristique des absorbants saturables.

Un absorbant saturable, placé dans une cavité laser, permet d'accentuer le rapport entre les pertes et le gain du système grâce à l'absorption saturée.

3.4.4 Réduction de temps de relaxation

Le temps de relaxation est un paramètre essentiel qui conditionne le régime dans lequel va opérer le laser. Le temps de relaxation inter bande dans les semi-conducteurs est de l'ordre de nanoseconde. Dans le but de réduire le temps de réponse des multipuits quantiques plusieurs méthodes sont utilisées.

Pour améliorer les caractéristiques des multipuits quantiques un dopage en fer se fait. Plus la concentration de fer augmente plus le temps de déclin de la saturation de l'absorption diminue. On passe de 0.7 ns pour un absorbant saturable non dopé à 0.45 ps pour une concentration de 6.10^{18} cm^{-3} [84]. Ce qui met en évidence l'efficacité du dopage fer à réduire le temps de réponse des absorbants saturables en capturant rapidement les électrons et les trous. La figure (3.4.2) [86] montre la décroissance du temps de déclin des absorbants saturables à multipuits quantiques en fonction de la concentration en atomes de fer incorporés lors de la croissance.

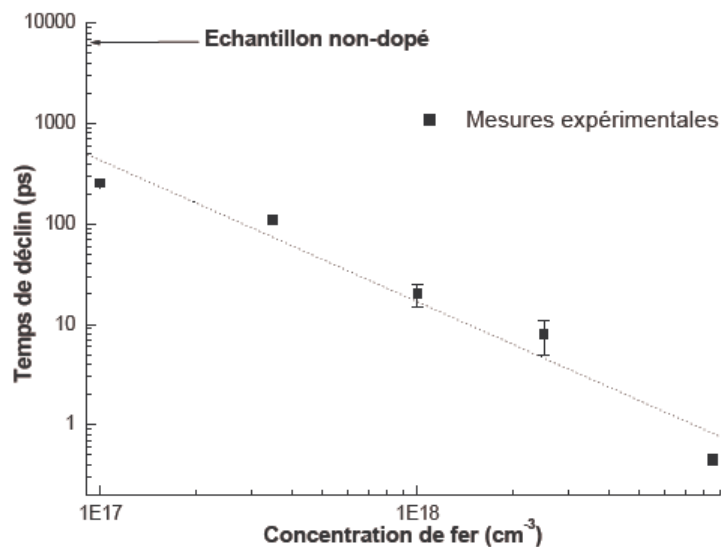


Figure 3.4.2 – Evolution du temps de déclin des absorbants saturables en fonction de la concentration en fer dans un multipuit quantique [86].

Le temps de déclin semble diminué linéairement en fonction de la concentration en atome de fer. Le dopage de fer induit un processus rapide pour capter les porteurs.

3.5 Absorbants saturables utilisés

Les absorbants saturables utilisés sont des SESAMs. L'utilisation de ces derniers comme modulateurs passifs dans une cavité laser apporte de nombreux avantages :

- la longueur effective de pénétration de la lumière dans la structure SESAM n'est que de quelques micromètres, ce qui permet de construire une cavité suffisamment courte pour favoriser l'émission d'impulsions très brèves,

— les SESAMs peuvent être conçus afin de permettre une émission laser sur une plage de longueur d'onde allant de $1\ \mu m$ à $1.5\ \mu m$ suivant le milieu à gain utilisé. De ce fait, leur utilisation a permis de réaliser des lasers avec des amplificateurs dans diverses matrices dopées différemment par exemple : $Yb : YAG$ [87], $Er : Yb$ [55] qui émettent, respectivement, à $1030\ nm$ et $1550\ nm$.

Un autre avantage est leur très court temps de recouvrement de l'absorption de l'ordre de quelques dizaine de picoseconde, très inférieure à celui des cristaux absorbant saturable [quasiment $1\ \mu s$] [88]. Cette caractéristique leur permet d'accéder à de hautes fréquences de répétition et à des durées d'impulsions inférieures à $100\ ps$ [89].

La fréquence de répétition des impulsions est donnée en fonction du gain petit signal g_0 et de la profondeur ΔR et de la durée de vie de l'état excité de la transition laser par la relation :

$$f_{rep} = \frac{g_0}{2\Delta R\tau_L} \quad (3.5.1)$$

Cette relation montre que la fréquence de répétition des impulsions augmente lorsque la profondeur de modulation du SESAM diminue. Les caractéristiques des SESAMs (profondeur de modulation, le temps de relaxation) peuvent être ajustées de manière à optimiser le fonctionnement d'un laser passivement Q-déclenché en terme de durée d'impulsion ou de fréquences de répétition.

Dans ce qui suit, nous allons exposer les résultats des travaux que nous avons réalisés à *CORIA*. Un régime impulsionnel a été obtenu pour un laser passivement Q-déclenché dont le démarrage et la stabilité ont été assurés par un miroir absorbant saturable à semi-conducteur (SESAM). Puis dans le but d'augmenter l'énergie de ces impulsions, nous avons étudié différentes configurations expérimentales qui sont détaillées ci-dessous. La première concerne un laser à base d'une fibre commerciale fortement dopée Erbium pompée dans le cœur et la deuxième source exploite une fibre double gaine à cœur dopé Erbium.

3.6 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental typique utilisé dans nos expériences est illustré en 3.6.1, il consiste en une cavité Fabry-Pérot dont le milieu amplificateur est une fibre optique monomode fortement dopée Erbium provenant de la société Liekki. La fibre présente un diamètre de mode du cœur de $6.5\ \mu m$ à $1550\ nm$ et une absorption de $80\ dB/m$ à $1553\ nm$. La fibre de $65\ cm$ de long est pompée à travers trois multiplexeurs $980/1550\ nm$. La cavité est formée d'un miroir de forte réflectivité ou les 4% de réflexion de Fresnel d'un côté et d'un miroir absorbant saturable à semi-conducteur de l'autre côté. Le couplage de sortie est assuré par un coupleur fibré qui prélève soit 10% ou 90% de la puissance intra-cavité. Des lentilles L_1 et L_2 sont utilisées pour injecter le faisceau laser dans la fibre. Par ailleurs, une lentille L_3 est utilisée pour focaliser le faisceau lumineux sur

l'absorbant saturable qui est monté sur une platine de translation permettant de faire varier sa position selon trois axes.

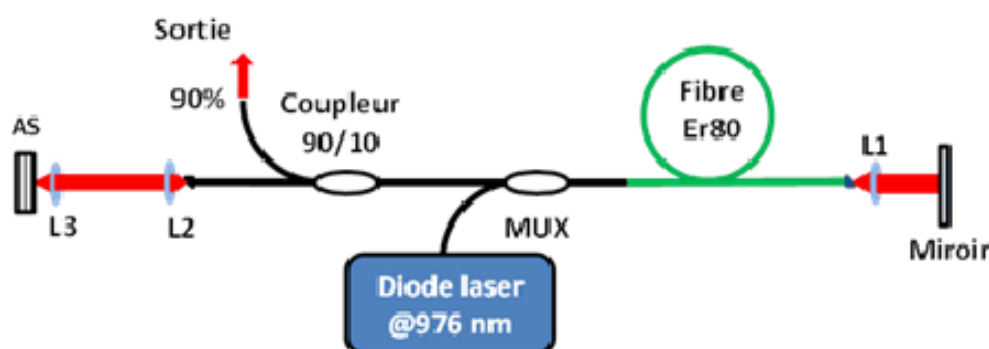


Figure 3.6.1 – Schéma synoptique du laser à fibre passivement déclenché par absorbant saturable.

Plusieurs SESAMs ont été utilisés pour étudier leurs impacts sur les caractéristiques du régime impulsionnel déclenché par absorbant saturable. Les paramètres des différents SESAMs sont donnés dans le tableau 3.1 :

Paramètres	R_0	R_{ns}	ΔR_{ns}	ΔR	F_{sat}	F_2	τ_R
Unités	%	%	%	%	$\mu J/cm^2$	$\mu J/cm^2$	ps
A6	2	56	44	53	4	1700	15
A5	2.8	60	40	57.2	0.45	1000	15
MB7	13	51	49	38	3.8	3900	2.3
530II	45	81	19	36	20	-	2
485	63	85	15	22	30	-	2

Table 3.1 – Caractéristiques des SESAMs utilisés.

3.7 Résultats

Nous allons à présent donner les performances obtenues avec les différents absorbants saturables utilisés.

La figure 3.7.1 montre les résultats obtenus dans le cas d'une cavité comportant un miroir et un absorbant saturable et un couplage de sortie de 10% pour deux SESAMs présentant des caractéristiques différentes. Dans les deux cas de configurations, des impulsions de plusieurs microsecondes de durée à des taux de répétition de plusieurs

dizaines de KHz sont obtenues. Par ailleurs, nous avons obtenu une augmentation du taux de répétition et une diminution de la durée des impulsions lorsqu'on augmente le taux de pompage. Il est à noter que les prédictions théoriques montrent que lorsque le laser est optimisé, la durée des impulsions devrait se stabiliser à une valeur fixe indépendante du pompage. Il semblerait donc que ce laser n'est pas optimisé pour les deux SESAMs 530II et A6.

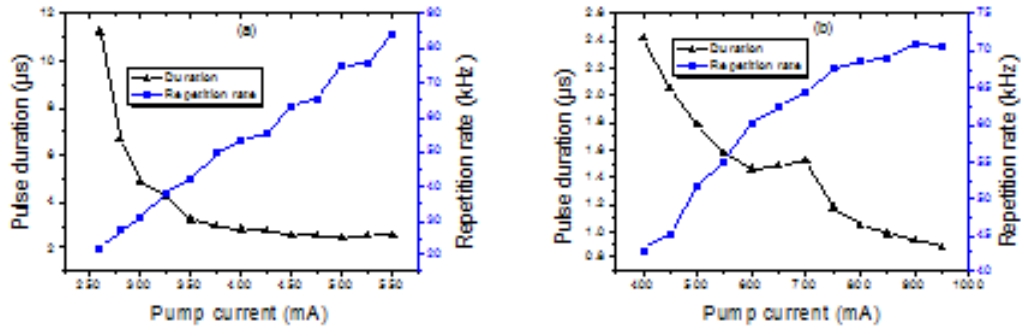


Figure 3.7.1 – Evolution de la durée et de taux de répétition des impulsions en fonction du pompage obtenue en utilisant les SESAMs 530II (a) et MB7 (b).

Les études théoriques montrent également que les pertes de la cavité peuvent agir fortement sur les paramètres des impulsions produites par la source.

Dans la seconde expérience, nous avons supprimé le miroir et clivé l'extrémité de la fibre à un angle de 0° . La cavité est maintenant composée des 4% de réflexion de Fresnel d'un côté et du SESAM de l'autre. Notons que la largeur de 65 cm de fibre a été choisie de façon à maintenir inférieure à 10% le niveau de la puissance pompe résiduelle mesurée en sortie de la fibre. La figure (3.7.2) montre les variations de la largeur à mi-hauteur des impulsions produites et leurs fréquence de répétition en fonction de la puissance pompe. Nous obtenons un fonctionnement similaire à la configuration à faible pertes précédente. En effet, la durée des impulsions décroît avec le pompage alors que la fréquence augmente.

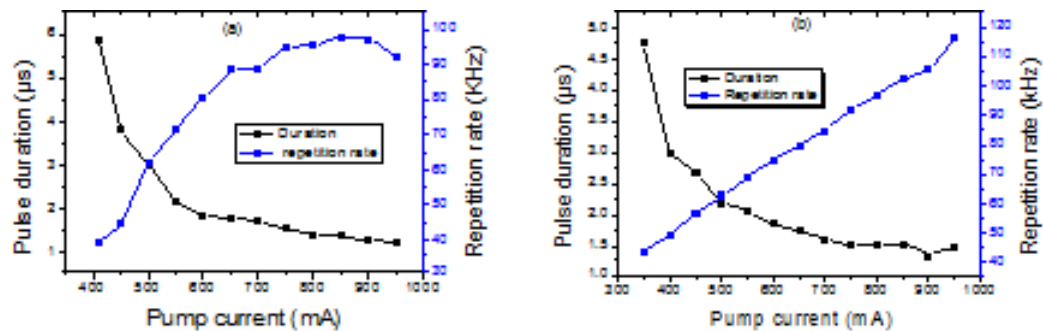


Figure 3.7.2 – Evolution de la durée et la fréquence de répétition en fonction du pompage pour SESAMs 530II et MB7(b).

Comme indiqué précédemment, la puissance maximale délivrée par la diode mono-mode est de 300 *mW* pour un courant de pompe de 1 *A*. Pour vérifier si la durée des impulsions continue a baissé à fort pompage, nous avons remplacé la diode de pompe par un laser à fibre dopée Ytterbium opérant à 976 *nm*. Ce laser fabriqué par la société ALS peut délivrer jusqu'à 4.2 *W* de puissance pour un courant de pompe de 6.5 *A*. L'évolution des paramètres des impulsions produites avec les deux SESAMs étudiés est présentée sur la figure 3.7.3

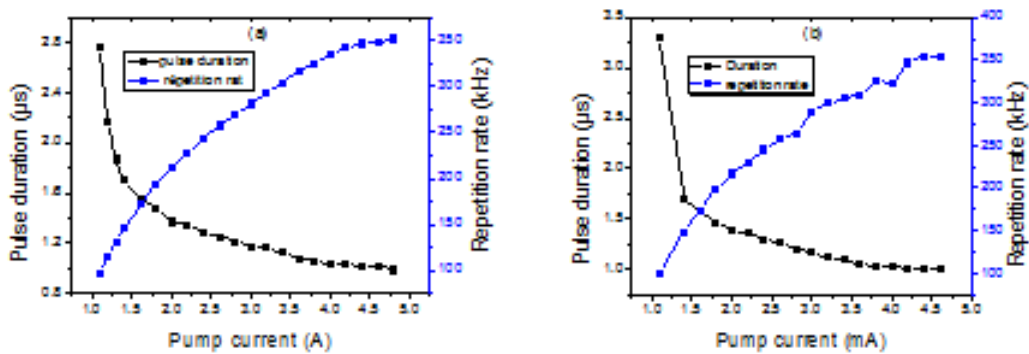


Figure 3.7.3 – Variation de la largeur à mi-hauteur et la fréquence de répétition en fonction de la pompe obtenue en utilisant les SESAMs A5(a) et A6 (b).

Nous constatons que l'augmentation de la puissance de pompe a peu d'influence sur la durée des impulsions produites qui reste supérieure à 1 μs .

Nous avons également étudié une configuration laser utilisant un réseau de Bragg fibré pour limiter la bande spectrale d'émission du laser à moins de 1 *nm* autour de 1550 *nm*. Les résultats obtenus avec les SESAMs (MB7 et A6) sont présentés sur la figure (3.7.4). Nous constatons que la durée minimale des impulsions générées est inférieure à 250 *ns* indiquant que le filtrage spectral apporté par le réseau de Bragg est favorable au raccourcissement temporel des impulsions.

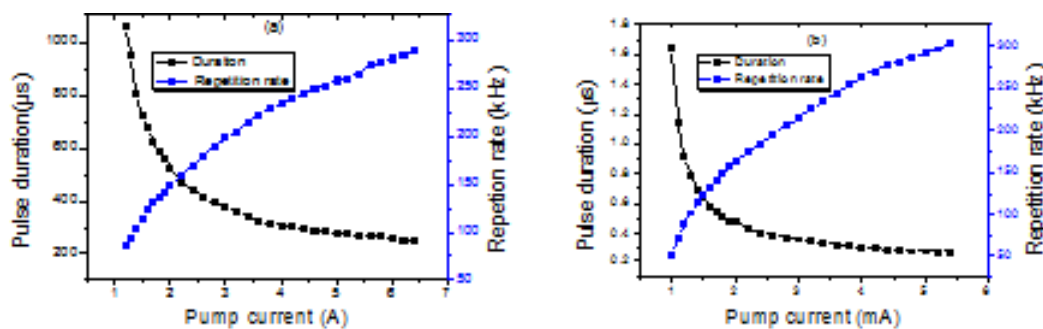


Figure 3.7.4 – Evolution de la largeur à mi-hauteur et la fréquence de répétition en fonction de la pompe dans le cas des deux SESAMs MB7(a) et A6 (b).

En utilisant les SESAMs commerciaux 530II et 485, nous observons à partir de la figure (3.7.5) que la courbe d'évolution de la durée des impulsions présente un extrémum pour un pompage de 2.5 A est de l'ordre de 500 ns environ. L'apparition de cet extrémum peut être due à une sursaturation de l'absorbant saturable. Il aurait fallu modifier les conditions de focalisations pour vérifier ce phénomène.

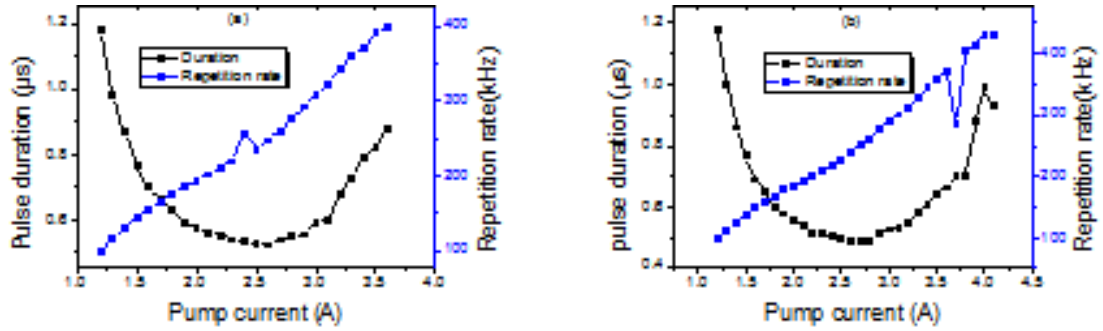


Figure 3.7.5 – Variation de la largeur à mi-hauteur et la fréquence de répétition en fonction du pompage dans le cas du SESAM 530II (a) et du SESAM 485 (b).

3.8 Interprétation des résultats

Nous sommes arrivés à obtenir un laser passivement Q-déclenché stable dont la durée de l'impulsion est de l'ordre de centaine de microseconde et une fréquence de répétition de centaine de KHz. Nous constatons que ces résultats sont proches des résultats obtenus en [15], mais l'optimisation du laser visée n'est pas atteinte. Cela s'explique par l'inversion de population qui n'est pas assez grande, elle n'atteint pas sa valeur maximale permettant l'optimisation de ce laser. C'est-à-dire que la concentration en ions actifs dans le milieu amplificateur ne permet pas aux ions actifs dans le milieu absorbant saturable, de se rapprocher de la valeur critique vérifiant son optimisation. Cela se traduit par une émission d'impulsion longue et moins énergétique. Dans notre cas l'inversion de population est augmentée jusqu'à une valeur maximale, correspondant à l'équilibre entre trois phénomènes : l'émission spontanée, l'absorption et la population thermique des niveaux. L'inversion de population de saturation est notée ΔN_{sat} et vérifié :

$$\Delta N(t) = \Delta N_{sat}(1 - \exp(-t/t_0)) \quad (3.8.1)$$

t_0 : est une constante de temps dépendante de l'absorption du milieu à gain et des caractéristiques de la pompe.

En revanche, dès que le seuil d'oscillation laser est franchi, l'intensité intra-cavité s'amplifie rapidement. Par conséquent, le taux d'émission stimulée augmente tellement que le pompage optique ne suffit plus à maintenir un nombre constant d'ions excités sur

le niveau supérieur de la transition laser. La population de ce dernier va donc chuter, entraînant une baisse de l'inversion de population. Ce déséquilibre est tel que cette dernière n'est bientôt plus suffisante pour continuer à amplifier le flux de photons. C'est pourquoi l'intensité décroît brusquement et permet ainsi au pompage optique de reprendre le dessus. Vu le faible gain du milieu amplificateur, le résultat est donc une succession de pics d'intensité qui représente un train d'impulsion stable.

Le problème expérimental le plus délicat est sans doute celui du seuil de dommage, étant donné que la fibre utilisée présente un gain relativement fort pour saturer l'absorbant saturable. En effet l'énergie stockée dans le milieu à gain ne sera efficacement extraite que si la fluence d'un signal est proche de la fluence de saturation du milieu absorbant saturable qui est donnée par :

$$F_{sat} = \frac{hc}{2\lambda\sigma_{AS}} \quad (3.8.2)$$

σ_{AS} ; la section efficace d'absorption du milieu absorbant saturable

Dans ce cas, il suffit alors de diminuer la taille du faisceau pour augmenter la fluence de l'absorbant saturable. Si la fluence dépasse ce seuil, des pics vont apparaître. Ces dernières se produisent soit lorsque l'on augmente brutalement la fluence intra-cavité (en diminuant brutalement les pertes dans la cavité), soit lorsqu'on agit sur un réglage des miroir et déplacement de SESAM qui produit une oscillation de relaxation dans le laser : c'est ce pic brutal de fluence qui détériore la surface du cristal en la brûlant localement. Le résultat est une surface localement opaque engendrant des pertes pour le faisceau de la cavité, ce qui se traduit immédiatement par une perte de l'effet laser. Il est alors nécessaire de déplacer le cristal transversalement ou verticalement pour réussir à obtenir de nouveau l'effet laser. Ce qui veut dire que les intensités intra-cavité mises en jeu doivent être suffisamment élevées pour permettre d'extraire l'énergie stockée dans la cavité. En pratique, ce problème est difficilement maîtrisable, pour s'en affranchir, il faut diminuer la fluence intra-cavité en augmentant la pompe. Un compromis est donc nécessaire pour trouver une puissance pompe qui garantisse à la fois une fluence extraite en dessous du seuil de dommage et un gain suffisant pour blanchir l'absorbant saturable.

Donc nous suggérons qu'il soit possible de définir une intensité de pompage minimale I_{Pmin} qui permette d'atteindre la transparence de l'AS à la longueur d'onde laser, compte tenu de la diminution de l'intensité de pompage au cours de sa propagation dans le milieu laser dû à l'absorption du milieu amplificateur. Il existe une distance de propagation L_{max} dans la fibre à partir de laquelle I_P devient inférieure à I_{Pmin} et au delà de cette distance, l'intensité de pompage est insuffisante pour assurer la transparence de l'AS à la longueur d'onde laser.

C'est le facteur temps qui nous a empêché de perfectionner les résultats obtenus expérimentalement. En ce qui concerne les simulations, on a un manque de données

caractérisant la fibre Erbium utilisée dont une grandeur très importante qui est la courbe des sections efficaces d'absorption et d'émission de la fibre optique, notées σ_a et σ_e exprimées en m^2 . Ces données sont caractéristiques du mode de fabrication des fibres, et donc protégées par les fabricants. La mesure de ces sections efficaces nécessite la mise en place d'un banc de métrologie sophistiqué. Cette métrologie est d'autant plus complexe en raison de faible dimension du matériau considéré.

3.9 Conclusion

Les absorbants saturables utilisés, Nous ont permis d'obtenir un régime passivement Q-déclenché stabilisé. Notre laser est dans un régime stable produisant un train d'impulsions réguliers. Mais ces absorbants saturables utilisés possèdent des limitations dans leur utilisation. En effet, cette limitation est apparue quand la puissance crête devient trop importante. Cependant, il existe une borne inférieure de saturation au-dessous de laquelle des instabilités de Q-Switch font leurs apparitions. Il suffirait de se limiter à une certaine puissance de pompe incidente pour éviter d'atteindre ce seuil de dommage. Ceci ne nous a pas permis une caractérisation complète de notre laser. Ce qui s'explique par le non blanchissement de l'absorbant saturable c'est-à-dire que l'intensité de l'impulsion n'est pas suffisamment élevée pour maximiser la profondeur de modulation des SESAMs et ainsi minimiser la durée des impulsions. Dans ce type de laser, la fréquence de répétition dépend de la puissance de pompe et de la concentration en absorbant saturable car l'énergie accumulée sera plus importante. Ce phénomène est limité par la saturation en gain du milieu amplificateur.

Pour obtenir des impulsions les plus courtes possibles dans un laser passivement déclenché on utilise les SESAMs comme milieu absorbant saturable, il faut réduire au maximum la longueur de la cavité laser et utiliser un SESAM à grande profondeur de modulation. D'autre part, comme la fréquence de répétition est inversement proportionnelle à ΔR , celle-ci est d'autant plus élevée que ΔR est petite. Un compromis sur le choix de ΔR sera fait dans le but d'obtenir des impulsions courtes à des fréquences de répétition suffisamment élevées.

Ces expérimentations nous ont ouvert de nouvelles perspectives pour valider un modèle théorique qui a donné lieu à des simulations numériques réalistes pour un laser passivement Q-déclenché dont le milieu amplificateur est une fibre dopée aux ions de terre rare et le milieu absorbant saturable est également une fibre optique dopée ou un semi-conducteur.

Paramètres influents l'optimisation d'un laser passivement Q-déclenché

L'objectif principal de cette partie est de montrer l'influence de certains paramètres tel que la concentration du milieu absorbant saturable, celle du milieu amplificateur, ainsi que le rapport des sections efficaces sur l'optimisation d'un laser passivement Q-déclenché. Dans notre travail, le milieu amplificateur est une fibre optique dopée aux ions Néodyme afin de disposer d'un gain élevé. Le milieu absorbant saturable est également une fibre optique dopée aux ions de Chrome C_r^{+4} . Dans ce qui suit, nous expliquons nos motivations qui nous ont permis de choisir l'ion Néodyme comme élément actif dans la fibre optique à base de silice comme milieu amplificateur et l'ion chrome comme ion actif dans le milieu absorbants saturable.

4.1 Choix de l'ion Néodyme comme particule active dans le milieu amplificateur

La maturité et la capacité à produire de fortes puissances des systèmes lasers basés sur l'ion Néodyme en font de lui l'activateur très important pour les lasers solides utilisant des matrices cristallines YAG (Yttrium Aluminium Grenat) [90], des lasers à fibre [91], [92] à cause de la transition autour de 1060 nm [15]. Les ions peuvent être pompés optiquement sur plusieurs transitions différentes. Dn plus, le Nd^{+3} présente une grande section efficace d'émission et constitue un système à quatre niveaux qui est par-

ticulièrement favorable à l'effet laser. Ceci permet la réalisation des sources déclenchées de forte puissance crête délivrant des impulsions dont la largeur à mi-hauteur est de quelques dizaines de nanosecondes à la longueur d'onde de 1064 nm [10]. Dans notre travail le choix est porté sur l'ion Néodyme comme milieu amplificateur. Nous exposons ci-après un brève aperçu sur ses plus importantes propriétés.

4.1.1 Spectroscopie de l'ion Nd^{+3}

Le Néodyme est un élément de la série des lanthanides, à couche électronique $4f$ incomplète, de nombre atomique $Z = 60$. La configuration électronique de l'atome Nd et celle de l'ion Nd^{+3} sont respectivement données par : $\text{Nd} : 4f^4 5s^2 5p^6 6s^2$, $\text{Nd}^{+3} : 4f^3 5s^2 5p^6$. La figure 4.1.1 montre l'existence de plusieurs niveaux et sous niveaux d'énergie de l'ion Nd^{+3} .

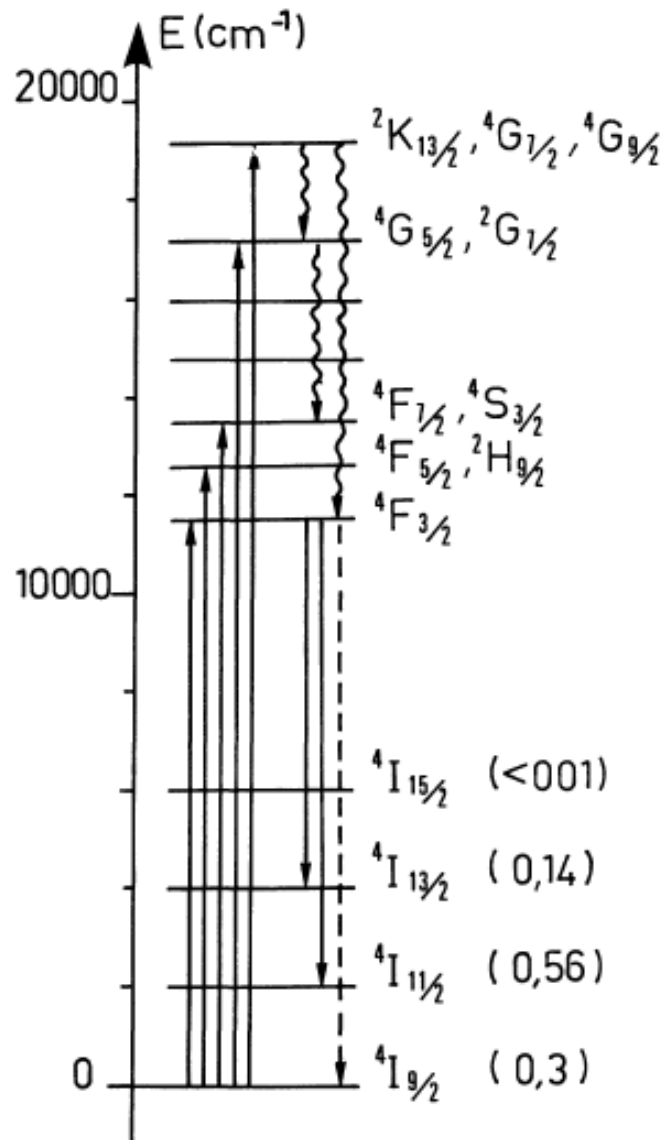


Figure 4.1.1 – Schéma des principaux niveaux d'énergie de l'ion Nd^{+3} .

Du fait de l'existence de plusieurs sous niveaux, figure 4.1.1, l'émission peut avoir lieu sur de nombreuses longueurs d'ondes voisines dans les bandes $1.7 - 1.2 \mu m$, $1.3 - 1.4 \mu m$, $0.94 \mu m$, $1.05 - 1.12 \mu m$. Il existe trois transitions lasers en fluorescence à partir de l'état $^4F_{3/2}$. Elles sont représentées sur la figure (4.1.1). Le pompage peut avoir lieu sur cinq bandes d'environ $300 \text{ \AA}$ de large, située vers 0.52 , 0.58 , 0.75 , 0.81 , $0.87 \mu m$. Sur les 41 niveaux de la configuration $4f^3$ du Néodyme trivalent, il n'en existe pratiquement qu'un seul qui soit fluorescent [80], c'est le niveau $^4F_{3/2}$ (fig 4.1.1). De plus, l'une des trois transitions de fluorescences possibles (selon le niveau terminal), à partir de $^4F_{3/2}$ est beaucoup plus intense que les deux autres. On dit que la transition $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ présente un rapport de branchement élevé d'émission laser des matériaux dopés au Néodyme autour de la transition la plus intense à $1.06 \mu m$ [93].

Les valeurs entre parenthèses sont les rapports de branchement pour YAG : Nd correspondant aux quatre niveaux terminaux possibles pour la fluorescence.

Nous avons schématisé sur la figure (4.1.2) les quatre niveaux intervenant dans l'effet laser à 1084 nm lorsqu'on utilise la transition de pompe à 796 nm .

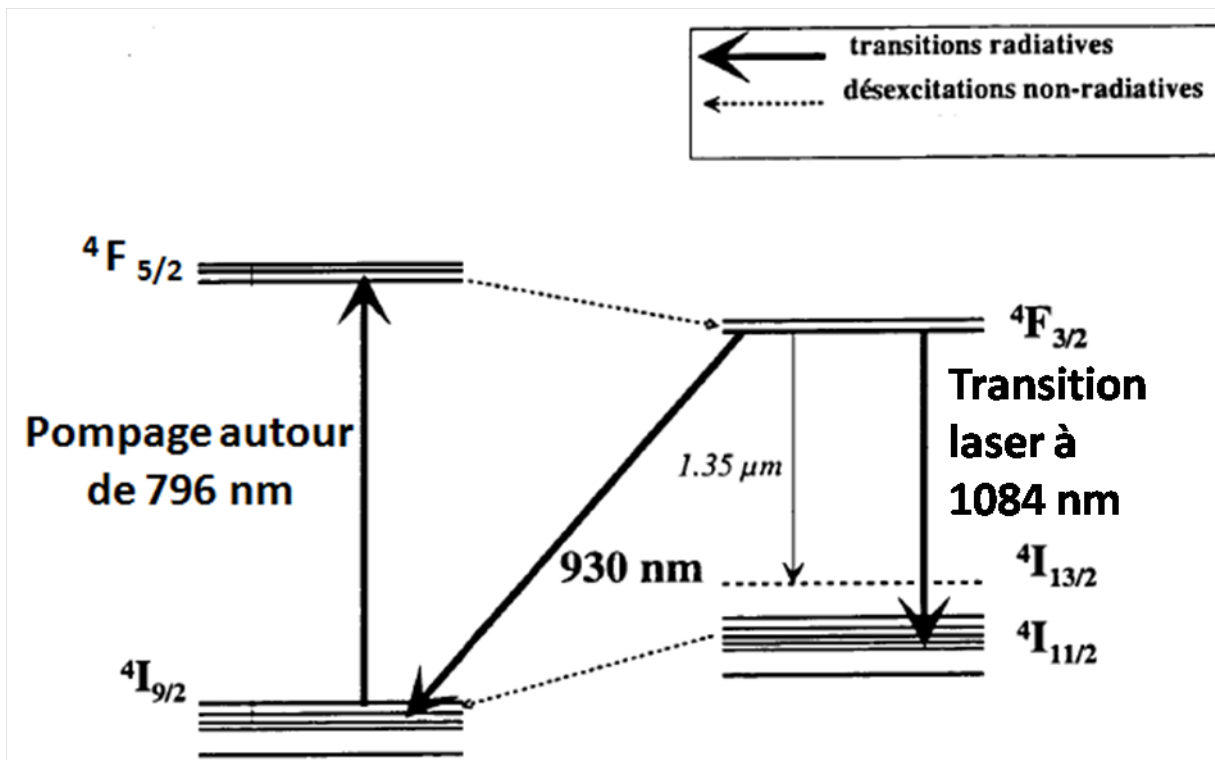


Figure 4.1.2 – Niveaux d'énergie de l'ion Nd^{+3} dans la silice.

Les lasers au Néodyme fonctionnent selon le principe dit à quatre niveaux (4.1.2). Ceci est très favorable à l'inversion de population de cet ion inséré dans une fibre optique. La fibre optique dopée Néodyme constitue le milieu amplificateur de notre système laser. Le niveau $^4F_{3/2}$ a une durée de vie de 100 à $500 \mu s$, valeur élevée pour un niveau d'ion des

lanthanides. La durée de vie du niveau $^4I_{11/2}$ est très brève, elle est de (10ns). Rappelons que, par rapport aux lasers à trois niveaux (type rubis), les lasers à quatre niveaux présentent un rendement et une puissance beaucoup plus élevés ainsi qu'un seuil de pompage inférieur. Ils peuvent en outre aussi bien fonctionner en régime continu que pulsé. La longueur d'onde de l'émission principale de Nd^{+3} est toujours voisine de 1.06 μm .

Émission autour de 1060 nm

L'émission autour de 1060 nm provient de la transition $^4F_{3/2}$ vers $^4I_{11/2}$, fig (4.1.2). Le niveau $I_{9/2}^4$ est le niveau fondamental, seul niveau peuplé au repos. Par absorption des photons de pompe vers 796 nm, les ions peuvent peupler le niveau $^4F_{5/2}$ dont la durée de vie est très faible (1 ns). Les ions se désexcitent quasiment instantanément, de façon non radiative, vers le niveau métastable $^4F_{3/2}$ qui a une durée de vie de l'ordre de 500 μs , induisant ainsi un bon stockage de l'énergie de pompe et par conséquent un gain important. En se désexcitant vers le niveau $^4I_{11/2}$, les ions produisent une émission autour de 1084 nm. La longueur d'onde d'émission dépend évidemment de la matrice d'accueil de l'ion dopant (d'environ 1090 nm pour les fibres germanosilicates [94], 1060 nm pour les fibres aluminosilicates [95]. Le niveau $^4I_{11/2}$ a une durée de vie extrêmement brève, elle est de 1 ns, égale à celle du niveau $^4F_{5/2}$. Une deuxième désexcitation non radiative a eu lieu immédiatement vers le niveau fondamental. On ne considère généralement que seules deux des quatre niveaux sont peuplés : le niveau fondamental $^4I_{9/2}$ et le niveau émetteur $^4F_{3/2}$. L'effet laser a eu lieu entre les niveaux énergétiques $F_{3/2}^4$ et $I_{11/2}^4$. C'est les niveaux pris en compte dans la modélisation.

4.2 Matériaux lasers dopés au Néodyme

Les verres forment une classe importante de matrice hôte pour quelques ions de terres rares, en particulier le Néodyme. Dans le cas des verres de Phosphore, de Germanium, d'Aluminium, de Fluor, les centres émetteurs sont des ions de terres rares. Une fois incorporé dans la matrice, l'atome lanthanide s'oxyde à l'état de valence +3. Les ions de terres rares, dans leurs état trivalent, ont perdu deux électrons de leur couche 6s et un électron de leur couche 4f. Ils deviennent tous optiquement actifs puisque leur couche 4f est partiellement remplie. Cet environnement électronique influe donc sur les sections efficaces d'absorption et d'émission.

Les éléments (Ge, Al, F et P) peuvent être intégrés dans la silice afin de jouer un rôle favorable pour la désexcitation non radiative. Il s'agit des éléments dont la forme oxydée possède une énergie de phonon plus faible que celle de la silice. Ces éléments doivent être ajoutés aux verres de silice lors de la fabrication des préformes.

Le tableau 4.1 récapitule les principales propriétés de quelques modificateurs et intermédiaires.

Germanium	Il augmente l'indice du milieu (+0.056% /% poids) et donc l'ouverture numérique est augmentée. Il rend le milieu photosensible qui permet la photo-inscription de réseaux de Bragg. Il accroît la sensibilité aux irradiations.
Aluminium	Il augmente en général l'indice et donc l'ouverture numérique. Il augmente et favorise la solubilité des terres rares dans la silice. Il élargit considérablement les spectres d'émission et d'absorption en augmentant les proportions d'élargissement inhomogène.
Fluor	Il diminue considérablement l'indice du milieu (-0.31% /%poids).
Phosphore	Il augmente l'énergie maximale de vibration du réseau, il conduit donc à la diminution de la durée de vie non radiative des niveaux les plus rapprochés. Il augmente considérablement l'indice du milieu. Il agit aussi comme un adaptateur de la maille cristalline locale permettant la liaison avec la matrice. Il modifie les spectres d'émission et d'absorption [96] .

Table 4.1 – Récapitulatif des principales propriétés de quelques modificateurs et intermédiaires utilisés comme matériaux laser.

L'ion Néodyme occupe des sites bien définis dans une matrice cristalline où ces ions sont disposés d'une manière homogène et régulière. Par contre, l'environnement vitreux se caractérise par une structure désordonnée, les ions sont disposés aléatoirement.

Les principales caractéristiques des matrices vitreuses sont :

- La conductivité thermique des verres est considérablement faible par rapport à celle du cristal.
- La raie d'émission des ions dans les verres est nettement large, ce qui offre une possibilité d'amplifier des impulsions courtes.
- Les verres sont plus pratiques pour amplifier les impulsions lasers de haute énergie à cause de leurs grandes dimensions, la flexibilité dans ces paramètres physiques et la largeur de la raie de fluorescence.

A partir des spectres de fluorescence, nous pouvons déterminer les sections efficaces d'absorption et d'émission de chaque transition, de connaître la position spectrale de l'intensité maximum de fluorescence ainsi que la largeur de la bande de fluorescence . La valeur des sections efficaces d'émission stimulée à $1.06 \mu s$ varient de $1.3 \cdot 10^{-20}$ à $3 \cdot 10^{-20} cm^2$ suivant le type de fibre et la bande de fluorescence considérée [97] . Dans une matrice en silice dopée Nd^{+3} pour une largeur spectrale d'environ 250 Å . La durée de vie de la transition radiative est de $500 \mu s$. La figure 4.2.1 [98]représente le spectre de fluorescence de l'ion Néodyme dans la silice pompé à $808 nm$.

L'insensibilité de l'ion Nd^{+3} à son environnement est très peu influencé par la largeur de la raie de fluorescence. Ceci permet de l'utiliser à des concentrations jusqu' à 3% en

poids, soit de $3 \cdot 10^{20} \text{ atome/cm}^3$. La durée de vie reste constante à faible concentration de Néodyme.

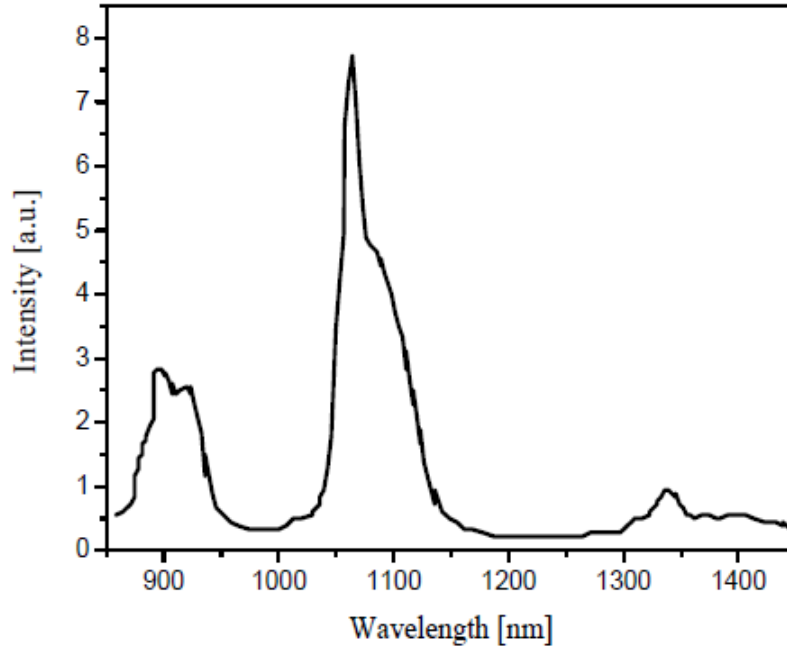


Figure 4.2.1 – Le spectre de fluorescence de l'ion Nd^{+3} dopé dans la silice pompée à 808 nm [98].

Le tableau ci-dessous illustre une comparaison quantitative des propriétés physiques et les performances des trois principaux lasers dopés en Néodyme.

Pétamètres	Dimension	Rubis	Nd : YAG	Nd : Verres
Longueur d'onde laser	μm	0.6943	1.06641	1.0623
Energie de photon	eV	1.79	1.16	1.16
Section efficace d'émission stimulée	cm^{-2}	$2.5 \cdot 10^{-20}$	$88 \cdot 10^{-20}$	$3.03 \cdot 10^{-20}$
Durée de vie spontanée	μs	3000	140	300
Densité de dopage	cm^{-3}	$1.58 \cdot 10^{19}$	$1.38 \cdot 10^{20}$	$2.83 \cdot 10^{20}$
Largeur spectrale de fluorescence	nm	0.55	0.4	26
Conductivité thermique à 300K	$Wcm^{-1}.K^{-1}$	0.42	0.14	0.012
Inversion de population pour un gain de 1%/cm	cm^{-3}	$4 \cdot 10^{-17}$	$1.1 \cdot 10^{+16}$	$3.3 \cdot 10^{+17}$
Energie stockée par un gain de 1%/cm	J/cm^{-3}	0.115	0.002	0.060
Coefficient de gain pour un J d'énergie stockée	cm^{-1}	0.087	4.73	0.16

Le tableau ci-après, reprend les valeurs de sections efficaces d'émission des fibres optiques dopées par le Néodyme, principal ion de terre rare utilisé pour la réalisation des lasers autour de $1.06 \mu m$.

Composition fibre optique	Concentration ions/cm ³	Longueur d'onde nm	τ_f (μ s)	Section efficace cm ²	Référence
Silicate		1060	359	$2.01 \cdot 10^{-20}$	[97]
Phosphate		1060	353	$4.4 \cdot 10^{-20}$	
Fluorophosphate		1060	465	10^{-20}	
MBBA/NdI	$2.50 \cdot 10^{+20}$	1056	168	$3.27 \cdot 10^{-20}$	[99]
MBBA/NdII	$6.26 \cdot 10^{+20}$	1057	141	$1.83 \cdot 10^{-20}$	[99]
Tellurite		1075		$4.7 \cdot 10^{-20}$	
Fibre silice dopée Nd		1075		$3.08 \cdot 10^{-20}$	[97]

Table 4.2 – Comparatif de sections efficaces d'émission de fibre optique de type Silicate, dopée Néodyme. Valeurs tirées de la littérature

4.3 Le choix de l'ion Chrome comme ion actif dans le milieu absorbant saturable

L'élément chrome fait partie des métaux des transition et peut exister sous différents états d'oxydation. Il a une configuration électronique $3d^4 4s^2$ sur sa couche externe. Ainsi son degré d'oxydation peut aller de 0 à $+VI$. Tous les degrés d'oxydations sont présents dans les verres [100], allant de $+II$ à $+VI$. Néanmoins, les degrés III et IV sont les plus courants dans les verres silicates. Le chrome est un élément dopant majeur dans les verres. Son utilisation est liée à ses propriétés de luminescence. Il est donc utilisé comme matériau amplificateur.

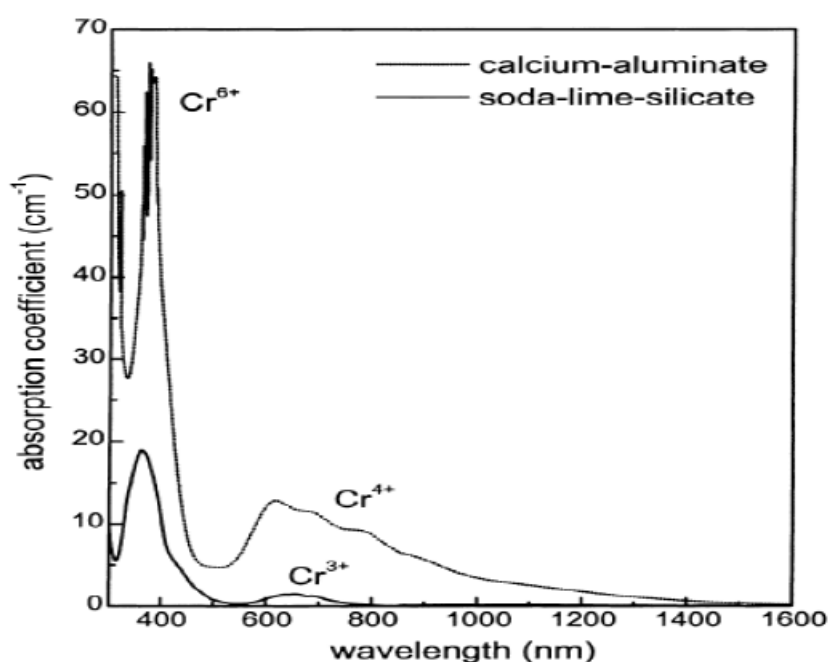


Figure 4.3.1 – Spectre d'absorption des verres d'oxydes dopés par 0.06 % Cr [100].

L'incorporation des ions Cr^{+4} dans les cristaux est actuellement un sujet de recherche actif, en raison de la possibilité de réaliser des lasers accordables sur une large bande spectrale. La solubilité des ions Cr^{+4} dans les verres de silice est très fiable. Elle est améliorée dans les préformes des fibres optiques par l'emploi de codopants Al et Ge [101].

Le spectre d'absorption du verre dopé chrome est illustré en figure 4.3.1 [18]. Il apparaît une large bande d'absorption optique pour les degrés les plus courants dans le verre. Ceci a ouvert la voie à des applications importantes dans les fibres lasers ou pour l'amplification dans les télécommunications. La variation de l'absorption en fonction de l'intensité (absorption saturée) a ainsi permis d'envisager des lasers passivement Q-déclenchés. En outre, les propriétés spectroscopiques de l'ion Nd^{+3} sont particulièrement utiles dans les développements d'absorbants saturables pour les lasers entièrement fibrés passivement Q-déclenchés parce que les ions Cr^{+4} offrent une absorption adéquate à la longueur d'onde $1.06 \mu m$ dans les lasers Nd^{+3} .

Dans les fibres à base de silice, une bande d'émission large de ($400 nm$) centrée sur $1140 nm$ a ainsi pu être obtenue en excitant à la fois le Cr^{+3} et le Cr^{+4} [102]. Le spectre de la luminescence temporelle des ions Cr^{+3} et Cr^{+4} est modifié par la nature des codopants, qu'ils soit Al ou Ge [103].

Le choix du chrome comme absorbant saturable dans notre architecture est motivé par son absorption sur une large bande et en particulier son absorption à $1084 nm$ qui est la longueur d'onde d'émission du Néodyme. La figure 4.3.2 représente la section efficace d'absorption du Cr^{+4} et d'émission du Nd^{+3} . La section efficace d'absorption du Cr^{+4} est très importante comparant à celle des ions de terres rares [104]. Elle est de l'ordre de $3.5 \cdot 10^4$ et d'une faible durée de vie de l'état métastable qui est de l'ordre de la microseconde [103]. Ce paramètre permet l'obtention des fréquences de répétition de l'ordre de quelques khz [101].

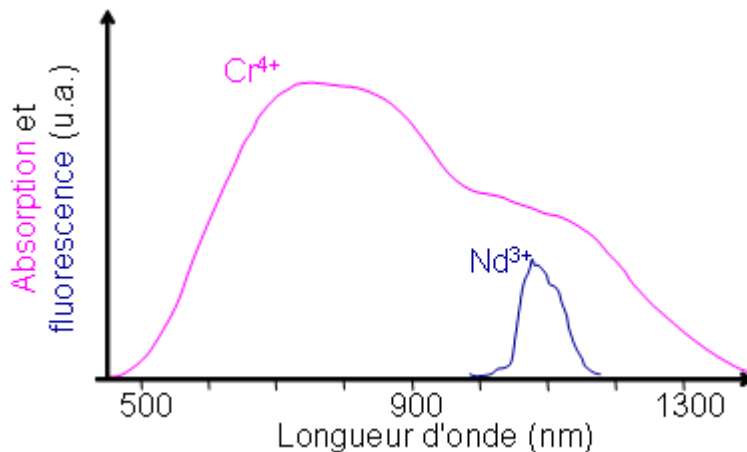


Figure 4.3.2 – Section efficace d'absorption du Cr^{+4} et d'émission du Nd^{+3} .

La figure 4.3.3 illustre les niveaux d'énergie du Nd^{+3} et du Cr^{+4} utilisés dans nos simulations. On remarque que la durée de vie de l'état métastable du Néodyme est de $500\mu s$. Ceci assure un bon stockage de l'énergie de pompe et par conséquent un gain important.

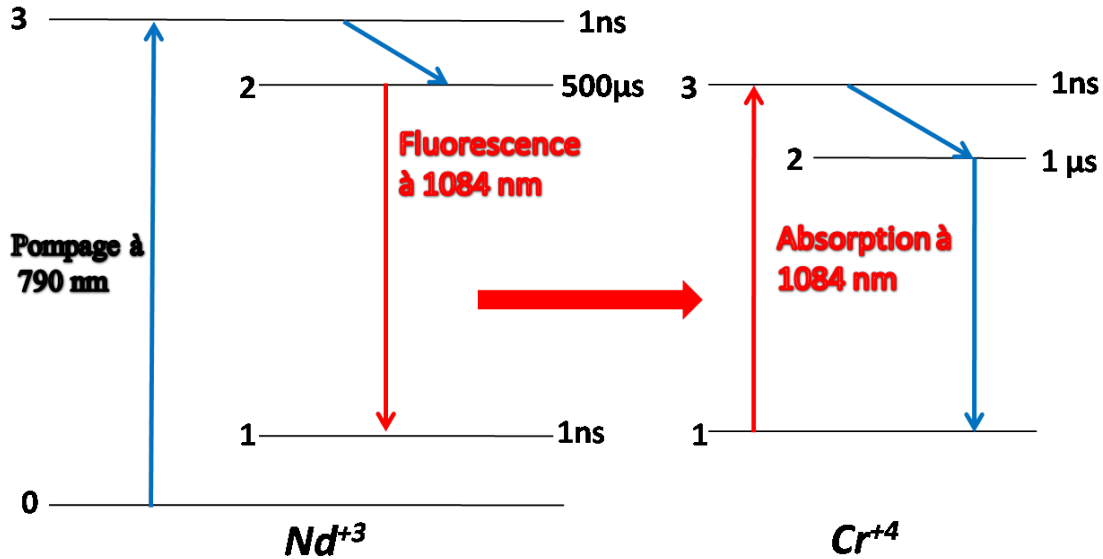


Figure 4.3.3 – Niveaux d'énergie du Nd^{+3} et Cr^{+4} .

4.4 Modèle théorique des équations cinétiques

Maintenant que nous avons choisi notre milieu à gain qui est la fibre dopée aux ions actifs Néodyme et le milieu absorbant saturable qui est une fibre dopée au Chrome, nous allons nous intéresser aux aspects théoriques des amplifications pour pouvoir simuler numériquement le fonctionnement d'un laser passivement Q-déclenché.

La plupart des modélisations rencontrées dans la littérature sont basées sur l'écriture des équations cinétiques dans le cadre de la théorie des ondes planes [79, 105, 106]. Ces modèles permettent de déterminer globalement l'influence de tel ou tel paramètre sur la dynamique du laser. De nombreuses publications ont proposé différentes voies afin d'optimiser les laser passivement Q-déclenchés. Cela on utilisant des modèles à ondes planes depuis l'un des premiers modèles [107], l'influence du temps de vie de l'absorbant [106]. D'autres ont également optimisés le laser en jouant sur certains paramètres [15] .

Le modèle des équations pour un laser passivement Q-déclenché comporte trois équations différentielles non-linéaires couplées, décrivant l'évolution temporelle des trois grandeurs principales de laser : la densité de photons à l'intérieur de la cavité, l'inversion de population du milieu amplificateur et la population du milieu absorbant saturable [108], [105], [109]. Une excellente approche de la résolution a été formulée par Burak et al [110]. Leur calcul repose sur un modèle raisonnable qui décrit tous les

échanges d'énergies à l'intérieur des deux milieux, amplificateur et absorbant saturable. Pour que ce modèle soit validé comparativement à l'expérience, il faut que le gain soit uniforme tout le long du milieu amplificateur. Dans le cas contraire, le modèle à onde progressive est plus adapté. En effet, il tient compte aussi bien de l'évolution temporelle et spatiale [111], [112] dans les grandeurs principales du laser. Les équations cinétiques permettent de prendre en compte le temps de vie du niveau métastable de l'absorbant saturable et les pertes insaturées.

Dans notre travail, nous avons choisi d'utiliser le modèle ponctuel des équations cinétiques en raison de la présence de puissance pompe assez élevée et de l'utilisation d'une longueur de fibre du milieu amplificateur assez faible, permettent ainsi l'obtention d'un gain uniforme.

Dans cette section, nous détaillons les définitions et notations utilisées en fonction des paramètres optogéométriques de la fibre, de la pompe. De plus, nous présentons les différentes hypothèses simplificatrices que nous avons effectué dans notre modèle. Ce travail de thèse est une continuité des travaux déjà réalisés au sein de notre équipe [79], [15].

4.4.1 Équation du milieu amplificateur Nd^{+3}

Plusieurs facteurs concourant à faire du Néodyme le meilleur ion activateur laser [113], pour de nombreuses applications. L'émission laser est au voisinage de $1.06 \mu m$ [2]. A cette longueur d'onde d'émission, les lasers au Néodyme fonctionnent selon le principe dit à quatre niveaux, voir figure(4.4.1), qui présente un rendement et une puissance beaucoup plus élevée ainsi qu'un seuil de pompage inférieur. Il peuvent en outre aussi bien fonctionner en régime continu qu'en pulsé [114].

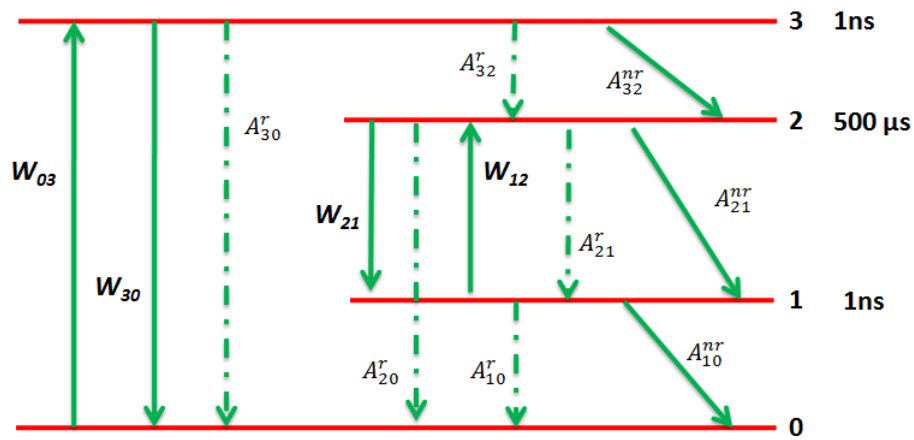


Figure 4.4.1 – Diagramme des niveaux d'énergie du Nd^{+3} .

Le pompage optique s'effectue du niveau fondamental 0 au niveau excité 3 à 790 nm. Les atomes localisés dans le niveau 3 se retrouvent instantanément sur le niveau

métastable 2 dont la durée de vie est $\approx 0.5 \text{ ms}$. L'émission stimulée a lieu entre les niveaux énergétiques 2 et 1 à la longueur d'onde de 1080 nm . Les atomes du niveau 1 reviennent instantanément vers le niveau fondamental 0.

Différents paramètres du diagramme des niveaux d'énergie du Nd^{+3}

On associe à chaque niveau d'énergie une densité de population $N_i \text{ (m}^{-3}\text{)}$,

A_{ij}^r : taux de désexcitation radiatif du niveau i vers le niveau j ,

A_{ij}^{nr} : taux de désexcitation non radiatif du niveau i vers le niveau j ,

W_{03} : taux de pompage du niveau 0 vers le niveau 3.

$$W_{03} = k F_P \frac{c}{\eta_a} \sigma_{03} \quad (4.4.1)$$

k : efficacité d'absorption de la pompe,

F_P : densité de photons des lasers à semi-conducteur à la longueur d'onde de 790 nm ,

η_a : indice effectif de la fibre dopée Nd^{+3} ,

σ_{03} : section efficace d'absorption du laser pompe à la longueur d'onde de 790 nm du niveau 0 vers le niveau 3,

$W_{30} = K F_P \frac{c}{\eta_a} \sigma_{30}$: taux d'émission stimulé par la pompe du niveau 3 vers le niveau 0, où :

σ_{30} : section efficace d'émission stimulée par le laser pompe à la longueur d'onde 790 nm du niveau 3 vers le niveau 0,

$W_{21} = F_a \frac{c}{\eta_a} \sigma_{21} \Gamma_a$: taux d'émission stimulée par le signal laser du niveau 2 vers le niveau 1 à la longueur d'onde de 1084 nm ,

F_a : densité de photons du signal laser à 1084 nm ,

Γ_a : facteur de recouvrement du signal laser dans le profil de dopage du Nd^{+3} [115],

σ_{21} : section efficace d'émission stimulée par le signal laser du niveau 2 vers le niveau 1,

$W_{12} = F_a \frac{c}{\eta_a} \sigma_{12} \Gamma_a$: taux d'absorption du signal laser du niveau 1 vers le niveau 2 à 1084 nm où :

σ_{12} : section efficace d'absorption du signal laser du niveau 1 vers le niveau 2.

Pour des raisons de simplicité dans les calculs, nous avons jugé utile de remplacer les différents taux de désexcitation radiatifs et non radiatifs par les durées de vie des niveaux d'énergies qui sont données :

$$A_{32}^r + A_{32}^{nr} = \frac{1}{\tau_{32}}, \quad A_{21}^r + A_{21}^{nr} = \frac{1}{\tau_{21}}, \quad A_{20} = \frac{1}{\tau_{20}}, \quad A_{10}^r + A_{10}^{nr} = \frac{1}{\tau_{10}}, \quad A_{30}^r = \frac{1}{\tau_{30}}.$$

Les équations de densité de population des différents niveaux d'énergie de Nd^{+3} s'écrivent :

$$\frac{dn_0}{dt} = -n_0 W_{03} + n_0 \frac{1}{\tau_{10}} + n_3 \left(\frac{1}{\tau_{30}} + W_{30} \right) + n_2 \frac{1}{\tau_{20}} \quad (4.4.2)$$

$$\frac{dn_1}{dt} = -n_1 \left(\frac{1}{\tau_{10}} + W_{12} \right) + n_2 \left(W_{21} + \frac{1}{\tau_{21}} \right) \quad (4.4.3)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = n_1 W_{12} - n_2 \left(W_{21} + \frac{1}{\tau_{21}} + \frac{1}{\tau_{20}} \right) + n_3 \frac{1}{\tau_{32}} \quad (4.4.4)$$

$$\frac{dn_3}{dt} = n_0 W_{03} - n_3 \left(W_{30} + \frac{1}{\tau_{30}} + \frac{1}{\tau_{32}} \right) \quad (4.4.5)$$

Faisons à présent quelques simplification pour isoler l'inversion de population ou le gain dans le milieu actif Nd^{+3}

$$\Delta N = n_2 - n_1 \quad (4.4.6)$$

La durée de désexcitation du niveau 3 vers le niveau 2 est de l'ordre de la nanoseconde, inférieure à la durée de désexcitation du niveau N_2 vers le niveau N_1 , qui est de l'ordre de $500 \mu s$. Ceci veut dire que les atomes qui sont excités par la pompe du niveau fondamental N_0 vers le niveau excité N_3 se trouvent immédiatement sur le niveau N_2 . Ce qui implique que la population du niveau N_3 est quasi-nulle, ce qui nous permet d'écrire :

$$\frac{dn_3}{dt} = 0 \quad (4.4.7)$$

A partir de (4.4.7) et (4.4.5) et on néglige $\frac{1}{\tau_{30}}$ et W_{30} devant $\frac{1}{\tau_{32}}$ on a :

$$n_0 W_{03} = n_3 \left(\frac{1}{\tau_{32}} \right) \quad (4.4.8)$$

N_3 est négligé devant N_0 dans l'équation (4.4.8), une condition sur la puissance pompe laser est déterminée :

$$P_P \ll \frac{hc}{\lambda_P} \frac{\pi a_g^2}{k \sigma_{03} \tau_{32}} \approx 28, 2.10^5 Watt$$

λ_P : longueur d'onde du laser pompe,

a_g : rayon approximatif de la gaine interne de la fibre optique dopée Nd^{+3} .

La durée de désexcitation de Nd^{+3} du niveau 1 vers le niveau 0 est de l'ordre de $1 ns$. Cette valeur est très inférieure à la durée de vie du niveau fondamental n_0 . Alors, les ions de Nd^{+3} qui se trouvent sur le niveau N_1 par désexcitation radiative ou non radiative ou par émission stimulée du niveau N_2 se trouvent immédiatement sur le niveau fondamental N_0 ce qui nous permet de supposer que le nombre d'atomes présents sur le niveau N_2 est quasiment nul :

$$\frac{dn_1}{dt} = 0 \quad (4.4.9)$$

L'équation (4.4.9) est toujours valable pour des variations temporelles lentes par rapport à la durée de vie du niveau 1 (τ_{10}) qui sont prises en considération.

En négligeant W_{12} devant $\frac{1}{\tau_{10}}$ (dû à la désexcitation rapide des ions Nd^{+3} du niveau N_1 vers le niveau N_0),

$\frac{1}{\tau_{21}}$ est négligé devant W_{12} (la durée de vie du niveau N_2 est de $500 \mu s$ et l'effet laser est dominant à travers le taux d'émission stimulée W_{21}).

A partir des équations (4.4.9) et (4.4.3) on aura :

$$n_1 \frac{1}{\tau_{10}} = n_2 W_{21} \quad (4.4.10)$$

n_1 est négligé devant n_2 dans l'équation 4.4.10. Nous aboutissons à une condition régissant la puissance du signal laser et qui s'exprime par :

$$P_a \lll \frac{hc}{\lambda_a} \frac{\pi a^2}{\sigma_{21} \Gamma_a \tau_{10}} \approx 4.10^5 Watts$$

λ_a : longueur d'onde de signal laser qui est égale à $1084 nm$,

a : rayon de cœur de la fibre.

La puissance du signal laser susceptible d'être obtenue de ce laser à fibre étant par évidence très inférieure à cette puissance, donc N_1 est négligé devant N_2 . C'est entre ces deux niveaux que l'effet laser sera produit :

$$n_a = n_2 - n_1 \quad (4.4.11)$$

On négligeant n_1 dans l'équation (4.4.11) et en dérivant par rapport au temps, on déduit que :

$$\frac{dn_a}{dt} = \frac{dn_2}{dt} \quad (4.4.12)$$

n_1 et n_3 sont négligés, la densité totale d'ion Nd^{+3} est alors égale à :

$$N = n_0 + n_2 \quad (4.4.13)$$

L'équation du milieu actif est alors déterminée en négligeant n_1 et en injectant les équations (4.4.8) , (4.4.12) et (4.4.13) dans (4.4.4), nous aurons :

$$\frac{dn_a}{dt} = kF_P \frac{c}{\eta_g} \sigma_{03} (N - n_a) - \frac{1}{\tau_{21}} n_a - \left(\frac{c}{\eta_a} \sigma_{21} \Gamma_a \right) F_a n_a \quad (4.4.14)$$

Le premier terme du deuxième membre de l'équation (4.4.14) représente l'absorption de la pompe pour assurer l'inversion de population entre les niveaux 2 et 1, le deuxième décrit l'émission spontanée du niveau 2 vers 1 et le dernier terme traduit le taux d'émission stimulée du niveau 2 vers 1.

4.4.2 Équation du milieu absorbant saturable

Un absorbant saturable est utilisé dans une cavité laser pour moduler les pertes intracavité. Plusieurs études ont fait l'objet, l'ion chrome dans la matrice YAG [10] est un absorbant idéal pour ses avantages le caractérisant cités déjà. L'ion chrome est modélisé par un système à quatre niveaux, mais négligeant dans notre cas l'absorption de l'état excité du niveau 2. La modélisation peut alors se schématiser par un système de trois niveaux, voir fig 4.4.2.

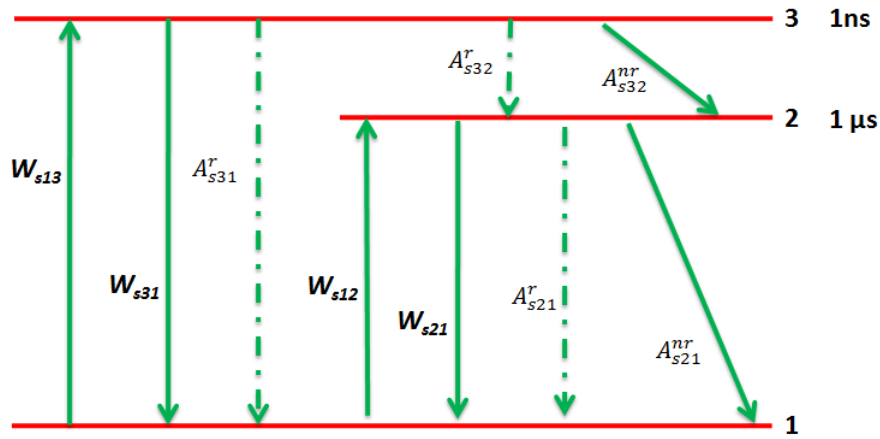


Figure 4.4.2 – Diagramme des niveaux d'énergie du Cr^{+4} .

Différents paramètres du diagramme des niveaux d'énergies du Cr^{+4}

On associe à chaque niveau d'énergie une densité de population N_i exprimée en *particules actifs*/ m^{-3} ,

A_{Sij}^r : taux de désexcitation radiatif du niveau i vers le niveau j ,

A_{Sij}^{nr} : taux de désexcitation non radiatif du niveau i vers le niveau j ,

$W_{S13} = F_a \frac{c}{\eta_a} \sigma_{S13} \Gamma_{Sa}$: taux d'absorption du signal laser du niveau 1 vers le niveau 3 à la longueur d'onde de 1084 nm,

η_S : Indice effectif de la fibre dopée Cr^{+4} ,

σ_{S13} : section efficace d'absorption du signal laser à la longueur d'onde de 1084 nm du niveau 1 vers le niveau 3,

Γ_{Sa} : facteur de recouvrement du signal laser avec le profil de dopage du Cr^{+4} ,

W_{S31} : taux d'émission stimulée du niveau 3 vers le niveau 1 par le signal laser à la longueur d'onde de 1084 nm,

W_{S12} : taux d'absorption du niveau 1 vers le niveau 2,

W_{S21} : taux d'émission stimulée du niveau 2 vers 1.

On remplacera les différents taux de désexcitations radiatifs et non radiatif par les durées de vie des niveaux d'énergies dans le but d'alléger le calcul.

$$A_{S21}^r + A_{S21}^{nr} = \frac{1}{\tau_{S21}}, \quad A_{S32}^r + A_{S32}^{nr} = \frac{1}{\tau_{S32}}, \quad A_{S31}^r = \frac{1}{\tau_{S31}}$$

En négligeant l'absorption et l'émission stimulée entre les niveaux 1 et 2, les équations des densité de populations des différents niveaux d'énergies du Cr^{+4} s'écrivent :

$$\frac{dn_{S1}}{dt} = -n_{S1}W_{S13} + n_{S2}\frac{1}{\tau_{S21}} + n_{S3}W_{S31} \quad (4.4.15)$$

$$\frac{dn_{S2}}{dt} = -n_{S2}\frac{1}{\tau_{S21}} + n_{S3}\frac{1}{\tau_{S32}} \quad (4.4.16)$$

$$\frac{dn_{S3}}{dt} = n_{S1}W_{S13} - n_{S3}\left(\frac{1}{\tau_{S32}} + W_{S31}\right) \quad (4.4.17)$$

Analyse et approximation

A température ambiante, la durée de désexcitation du niveau 3 vers le niveau 2 est inférieure à la nanoseconde, cette dernière à son tour est très inférieure à la durée de désexcitation du niveau 2 vers le niveau 1, elle est de l'ordre de la microseconde. Cependant, les ions de Cr^{+3} excités par le signal laser se trouvant sur le niveau 3 sont immédiatement sur le niveau 2, ce qui rend la population du niveau 3 quasiment nul. On peut alors écrire :

$$\frac{dn_{S3}}{dt} = 0 \quad (4.4.18)$$

L'équation (4.4.18) n'est valable que pour des variations temporelles lentes par rapport à la durée de vie du niveau 3 (τ_{S32}).

A partir des équations (2.6.18) et (2.6.17), on peut déduire :

$$n_{S1}W_{S13} = n_{S3}\left(\frac{1}{\tau_{S32}} + W_{S31}\right) \quad (4.4.19)$$

En négligeant n_{S3} devant n_{S1} dans l'équation (4.4.19), une condition sur la puissance du signal laser est déterminée

$$P_a \ll \frac{hc}{\lambda_a} \frac{\pi a^2}{\sigma_{S13} \Gamma_{Sa} \tau_{S32}} \approx 6,6 \cdot 10^4 \text{ Watts}$$

n_{S3} est négligée devant n_{S1} parce que les puissances délivrées par ce laser sont inférieures à P_a , les équations (4.4.15) et (4.4.16) deviennent

$$\frac{dn_{S1}}{dt} = -n_{S1}W_{S13} + n_{S2}\frac{1}{\tau_{S21}} \quad (4.4.20)$$

$$\frac{dn_{S2}}{dt} = -n_{S2}\frac{1}{\tau_{S21}} + n_{S1}W_{S13} \quad (4.4.21)$$

La densité totale des ions Cr^{+3} est donnée par :

$$N_S = n_{S1} + n_{S2} \quad (4.4.22)$$

En posant $n_{S1} = n_S$ et en utilisant l'une des équations (4.4.20) ou (4.4.21), on trouve l'équation du milieu absorbant saturable comme suit :

$$\frac{dn_S}{dt} = -n_S F_a \frac{c}{\eta_S} \sigma_{S13} \Gamma_{Sa} + \frac{N_S - n_S}{\tau_{S21}} \quad (4.4.23)$$

Le premier terme à droite de l'équation (2.6.23) représente l'absorption des ions Cr^{+4} à la longueur d'onde du signal laser (1084 nm) et l'autre terme décrit l'émission spontanée du niveau 2 vers le niveau 1.

4.4.3 Équation de la densité de photons intra-cavité

La variation temporelle de la densité de photons dans la cavité est déterminée par $\frac{dF_a}{dt}$. Pour obtenir cette équation, un modèle ponctuel est adapté ce qui veut dire que la variation spatiale est négligée devant la variation temporelle et il faut supposer que le gain du milieu amplificateur tout au long de la fibre et les pertes du milieu absorbant saturable sont uniformes. Ces conditions physiques sont imposées par la faible longueur d'onde de notre cavité.

Pour déterminer la variation temporelle de la densité de photons dans la cavité, il est nécessaire de connaître le coefficient de transmission de chaque élément dans la cavité à la longueur d'onde laser 1084 nm qui sont donnés dans la thèse de H- Djellout [56].

Déterminons à présent le coefficient de transmission du signal laser pour une longueur d'onde de 1084 nm traversant le milieu amplificateur. A cette effet, si $F_a(l)$ caractérise la densité de photons localisée à une longueur l du milieu amplificateur, pour une distance de $(l + dl)$, la densité de photon est définie comme $F_a(l + dl)$ tel que $F_a(l + dl) = F_a(l) + F_a(l) (n_a \sigma_{21} \Gamma_a dl)$. Cette équation reste valable tant que le gain demeure uniforme c'est-à-dire que l'inversion de population est indépendante de l pour une variation de temps inférieure à la durée d'un aller-retour d'un photon dans la cavité. On détermine ainsi l'équation suivante :

$$\frac{dF_a}{F_a} = N_a \sigma_{21} \Gamma_a dl$$

En intégrant sur toute la longueur de la fibre dopée Nd^{+3} , on obtient :

$$F_a(l_a) = F_a(0) \exp(n_a \sigma_{21} \Gamma_a l_a)$$

A partir de cette équation, nous pouvons déduire le coefficient de transmission du milieu amplificateur donné par

$$T_a = \exp(n_a \sigma_{21} \Gamma_a l_a) \quad (4.4.24)$$

l_a : est la longueur de la fibre dopée Nd^{+3} .

L'argument de l'exponentielle dépend de N_a . Ce terme est toujours positif lors du pompage optique. Par conséquent, les photons de longueur d'onde 1084 nm seront amplifiés d'un facteur T_a en traversant la fibre dopée Nd^{+3} .

En suivant le même raisonnement pour la détermination du coefficient de transmission pour la fibre Nd^{+3} , nous pouvons déterminer le coefficient de transmission pour la fibre absorbant saturable dopée Cr^{+4} pour une longueur d'onde de 1084 nm. Il est donné par :

$$T_S = \exp(-n_S \sigma_{S13} \Gamma_{Sa} l_S) \quad (4.4.25)$$

l_S : la longueur de la fibre dopée Cr^{+4} .

A partir de l'équation (4.4.25), on comprend que les photons traversant la fibre optique dopée Cr^{+4} de longueur l_S sont absorbés d'un facteur T_S .

Une fois les coefficients de transmissions des deux milieux, amplificateur et absorbant saturable sont déterminés, on passera au calcul de la variation de la densité de photons pour une durée correspondante à un aller-retour dans la cavité laser.

Soit $F_a(t)$, la densité de photons à un instant t . A l'instant $t + t_r$, les photons dans la cavité subissent : une double amplification en traversant le milieu amplificateur, une double absorption en traversant le milieu absorbant saturable, une double perte liée à la soudure et enfin une double perte liée à la perte intrinsèque de la fibre.

t_r est la durée d'un aller-retour dans la cavité laser. Donc, ceci s'accompagne par une perte liée aux coefficients de réflexion des deux réseaux de Bragg (R_1 et R_2 qui jouent le rôle de miroirs pour la cavité laser). Ainsi, on peut déterminer la densité de photons dans la cavité à l'instant $t + t_r$ comme suit :

$$F_a(t + t_r) = F_a(t) T_{So}^2 T_C^2 \exp(2n_a \sigma_{21} \Gamma_a l_a) \exp(-2n_S \sigma_{S13} \Gamma_{Sa} l_S) R_1 R_2 + \frac{n_a}{\tau_{21}} t_r C_S T_{So}^2 T_C^2 \exp(2n_a \sigma_{21} \Gamma_a l_a) \exp(-2n_S \sigma_{S13} \Gamma_{Sa} l_S) R_1 R_2 \quad (4.4.26)$$

C_S : la proportion des photons émis spontanément et guidés dans la fibre [92],

T_{So} : le coefficient de transmission de la soudure,

T_C : le coefficient de transmission pour toute la cavité lié aux pertes intrinsèques réparties dans tout le cœur de la fibre.

Dans le second terme de l'équation (4.4.26), le terme $\exp(N_a \sigma_{21} \Gamma_a l_a)$ joue un rôle pertinent pour le déclenchement du processus laser. Ce terme signifie que les photons émis par émission spontanée dans la fibre dopée Nd^{+3} du niveau 2 vers le niveau 1 durant t_r subissent tous une amplification et une atténuation par les termes restants.

Et au final, on peut déduire l'équation de la densité de photons dans la cavité par

$$\frac{dF_a}{dt} = \left\{ \frac{F_a}{t_r} + \frac{n_a C_S}{\tau_{21}} \right\} \exp(2n_a \sigma_{21} \Gamma_a l_a - 2n_S \sigma_{S13} \Gamma_{Sa} l_S + 2\ln(T_{So} + T_C) + \ln(R_1 R_2)) - \frac{F_a}{t_r} \quad (4.4.27)$$

Le terme de perte est l'inverse du temps de vie des photons dans la cavité, il tient compte de la longueur de la cavité, durée d'un aller retour dans la cavité et éventuellement d'autres pertes

En définitive, nous admettons que l'on peut décrire de façon très générale le fonctionnement d'un laser passivement Q-déclenché par trois équations couplées entre l'évolution de l'inversion de population dans le milieu amplificateur, l'évolution de population dans le milieu absorbant saturable et l'évolution de la densité de photons dans la cavité. Elles sont regroupées respectivement comme suit :

$$\frac{dn_a}{dt} = kF_P \frac{c}{\eta_g} \sigma_{03} (N - n_a) - \frac{1}{\tau_{21}} n_a - \left(\frac{c}{\eta_a} \sigma_{21} \Gamma_a \right) F_a n_a \quad (4.4.28)$$

$$\frac{dn_S}{dt} = -n_S F_a \frac{c}{\eta_S} \sigma_{S13} \Gamma_{Sa} + \frac{N_S - n_S}{\tau_{S21}} \quad (4.4.29)$$

$$\frac{dF_a}{dt} = \left\{ \frac{F_a}{t_r} + \frac{n_a C_S}{\tau_{21}} \right\} \exp(2n_a \sigma_{21} \Gamma_a l_a - 2n_S \sigma_{S13} \Gamma_{Sa} l_S + 2\ln(T_{So} + T_C) + \ln(R_1 R_2)) - \frac{F_a}{t_r} \quad (4.4.30)$$

Une excellente approche de la résolution a été donnée par Burak et al [110]. Leur calcul repose sur un modèle raisonnable qui décrit tous les échanges d'énergie à l'intérieur des deux milieux, amplificateur et absorbant saturable. Pour résoudre les trois équations cinétiques, nous avons utilisé le résolveur ODE15S du logiciel MATLAB [116].

4.5 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons présenté de façon générale les propriétés de l'ion Néodyme introduit dans une fibre optique comme milieu amplificateur ainsi que les caractéristiques de l'ion Chrome dopé dans une fibre optique considérée comme milieu absorbant saturable. Le choix des éléments composants la cavité laser retenus repose essentiellement sur la compatibilité totale de tous ces éléments.

Pour obtenir des puissances crêtes élevées et de courte largeur à mi-hauteur des impulsions émises par un laser passivement Q-déclenché, il est nécessaire de connaître les paramètres jouant un rôle pertinent dans leur fonctionnement. Parmi les paramètres clefs influents l'optimisation de ce laser, on peut citer : la concentration en ions amplificateurs qui doit être forte, une forte puissance de pompe et une cavité laser de courte longueur.

En effet l'intensité doit être inférieure à un niveau seuil (intensité de seuil) pour éviter tout dommage dans le milieu amplificateur.

Dans le cadre de cette thèse, l'architecture utilisée est celle d'un laser passivement Q-déclenché dont le milieu amplificateur est une fibre dopée Néodyme et le milieu absorbant est une fibre dopée chrome. C'est la même utilisée dans les travaux de hocine Djellout au sein de notre équipe [15].

Dans ce qui va suivre, au chapitre 5, une étude analytique est mise en place pour mieux cerner et comprendre l'influence de certains de ces paramètres intervenant dans l'optimisation d'un régime de fonctionnement d'un tel laser.

Optimisation de la puissance de sortie d'un laser passivement Q-déclenché

Compte-tenu de la grande complexité des phénomènes se produisant lors du fonctionnement des lasers passivement Q-déclenchés, il semble difficile de décrire analytiquement le système d'équations régissant le fonctionnement d'un tel laser. Afin de s'affranchir à la résolution du système d'équations aux dérivées partielles donné dans le chapitre 4, le modèle adapté est le modèle ponctuel qui propose de faire un certain nombre d'hypothèses simplificatrices et considérer que l'intensité des signaux est uniforme le long du milieu amplificateur. Nous présentons dans ce qui suit, les notations et les simplifications qui seront adoptées afin d'alléger le calcul analytique :

$A_l = \frac{1}{\tau_l}, A_s = \frac{1}{\tau_s}$ représentent, respectivement, la densité initiale du milieu à gain et la densité initiale du milieu absorbant saturable, t_l, t_s sont les durées de vie du milieu à gain et le milieu absorbant saturable.

$\alpha_a = 2\sigma_l \Gamma_a l_a$: les pertes totale dans la cavité σ_l : la section efficace d'émission stimulée, Γ_a : facteur de recouvrement dans le milieu à gain, l_a : longueur du milieu à gain.

$\alpha_s = 2\sigma_s \Gamma_s l_s$, σ_s : la section efficace d'absorption de l'AS, Γ_s : facteur de recouvrement du milieu AS, l_s : longueur du milieu AS.

$\beta_a = \gamma \frac{c}{\eta_a} \sigma_l \Gamma_a$: $\gamma = 1$ ou 2 et $f_N = 0$, ou 1 pour un milieu à gain de quatre ou trois niveaux d'énergie, respectivement, c : est la célérité de la lumière, η_a : l'indice de réfraction du milieu à gain.

$\beta_S = \rho \frac{C}{\eta_S} \sigma_S \Gamma_S$ et $\rho = \frac{S_a}{S_S}$: le rapport de surface du milieu à gain sur celui de l'AS, η_S : indice de réfraction de l'AS.

$\beta_P = \frac{K \sigma_P P_P}{h \nu_P A_P}$: k représente l'efficacité de pompage, σ_P : la section efficace d'absorption de la pompe dans le milieu à gain, P_P : la puissance pompe, $h \nu_P$: l'énergie de photon pompe, A_P : la surface du faisceau pompe dans le milieu à gain.

$L = 2 \ln(T_{SO} T_C \alpha) + \ln(R_1 R_2)$: les pertes dans la cavité laser.

En utilisant ces nouvelles définitions, il est alors possible d'établir un nouveau système d'équations régissant le fonctionnement d'un laser passivement Q-déclenché qui est décrit comme suite :

$$\frac{dF_a}{dt} = \frac{F_a}{t_r} \{ \alpha_a n_a - \alpha_S n_S + L \} \quad (5.0.1)$$

$$\frac{dn_a}{dt} = -(\beta_a F_a + \beta_P + A_l) n_a + (\beta_P - f_N A_l) N \quad (5.0.2)$$

$$\frac{dn_S}{dt} = -\beta_S F_a \eta_S + (N_S - n_S) A_S \quad (5.0.3)$$

F_a , n_a , n_S représentent, respectivement, les valeurs instantanées de la densité de photons, de l'inversion de population et de la densité d'ions AS, N , N_S .

t_r : la durée de vie d'un aller retour dans la cavité laser.

5.1 Puissance pompe seuil d'un laser

La pompe seuil d'un laser est définie comme le point de transition entre l'émission spontanée et l'émission stimulée. Il est à noter que le seuil laser est un caractère important le démarrage d'un laser. Au-dessus du seuil laser, l'émission stimulée domine. En dessous du seuil, c'est donc l'émission spontanée qui prédomine, les photons générés par l'intermédiaire de ce processus ont des fréquences qui couvrent la totalité de la bande de gain. Dès que le seuil laser est franchi, chaque photon émis par la source de pompage contribue exclusivement à la génération de l'émission stimulée, le niveau d'émission stimulée est nettement supérieur à celui de l'émission spontanée. Expérimentalement, le seuil laser peut se déduire de la courbe reliant la puissance de sortie du laser à sa puissance de pompe.

Dans notre cas, la détermination de la puissance pompe revient à la détermination des points stationnaires des trois équations cinétiques. Ceci est obtenu en annulant la variation temporelle $\left(\frac{d}{dt}\right)$ dans les équations (5.0.1), (5.0.2), (5.0.3) et en négligeant le terme de l'émission spontanée des ions Nd^{+3} de l'équation (5.0.2) en raison de sa non influence sur la dynamique du laser [13].

Le point stationnaire $\hat{F}_a$, relatif à la densité de photons dans la cavité ainsi que le point stationnaire $\hat{n}_a$, du milieu amplificateur et le point stationnaire relatif à l'absorbant saturable $\hat{n}_S$ sont obtenus et donnés par :

$$\hat{n}_a = \frac{\beta_P N}{\beta_P + A_l + \hat{F}_a \beta_a} \quad (5.1.1)$$

$$\hat{n}_S = \frac{A_S N_S}{\hat{F}_a \beta_S + A_S} \quad (5.1.2)$$

En annulant la variation temporelle dans les équations cinétiques, nous obtenons une équation de second degré par la densité stationnaire de photons :

$$\begin{aligned} L\beta_a\beta_S\hat{F}_a^2 + \{L(\beta_a A_S + \beta_P\beta_S + A_l\beta_S) + \alpha_a N(\beta_P - f_N A_l)\beta_S - \beta_a\alpha_S A_S N_S\}\hat{F}_a \\ + A_S(L\beta_P + L A_l) + \alpha_a N(\beta_P - f_N A_l) - \alpha_S N_S(\beta_P + A_l) = 0 \end{aligned} \quad (5.1.3)$$

La valeur stationnaire de la densité de photons est une solution d'un polynôme de second degré admettant comme solution deux racines réelles dont une seule est toujours positive pour une puissance de pompe supérieur au seuil laser.

En annulant la densité stationnaire de photons $\hat{F}_a$ dans l'équation (5.1.3), la puissance pompe seuil P_{th1} du laser est obtenue, elle est donnée par :

$$B_P^{th1} = \frac{N_S \alpha_S A_l - L A_l}{\alpha_a N - \alpha_S N_S + L} \quad (5.1.4)$$

L'équation (5.1.4) permet de déduire la puissance pompe seuil P_{th1} que doit émettre la diode laser afin d'avoir une densité stationnaire de photons nulle. Pour que le laser fonctionne, une densité stationnaire de photons doit être supérieure à zéro. Par conséquent, la vraie puissance seuil permettant le fonctionnement du laser en impulsif est supérieur à P_{th1} :

$$P_{th1} = \frac{h\nu_p A_P}{k\sigma_P} \frac{\alpha_a N f_N A_l + \alpha_S A_l N_S - L A_S}{\alpha_a N - \alpha_S N_S + L} \quad (5.1.5)$$

Connaissant la valeur de la puissance pompe seuil et utilisant l'équation (5.1.5), les pertes dans la cavité sont déterminées.

La figure 5.1.1 [56], schématise l'évolution de la puissance moyenne du signal en fonction de la puissance pompe absorbée, la puissance pompe seuil est de 150 mW pour une longueur l_S de 0.25 m.

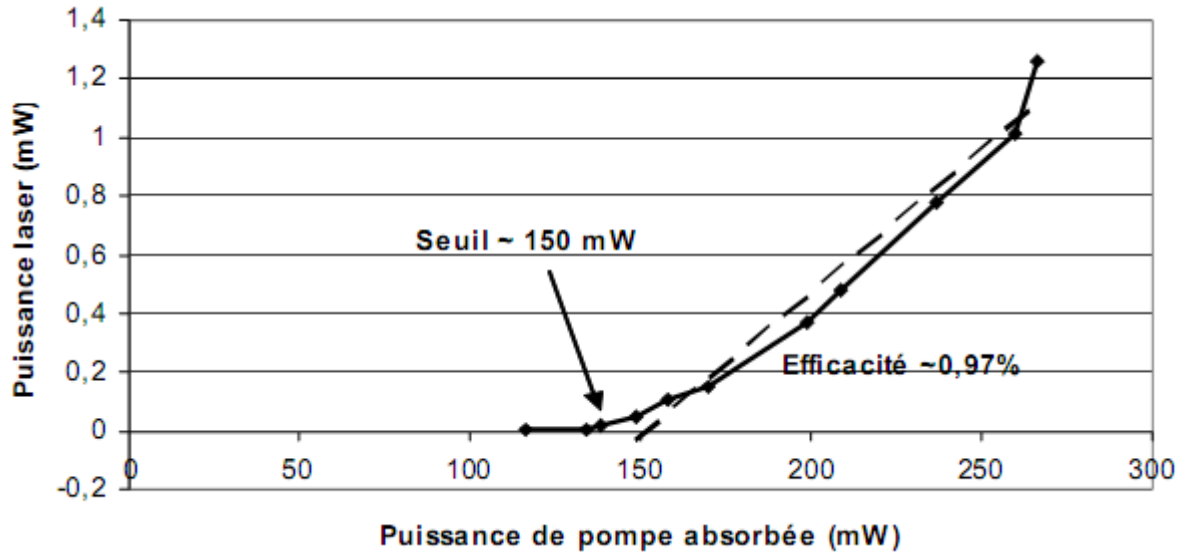


Figure 5.1.1 – Puissance moyenne du signal laser à 1084 nm en fonction de la puissance pompe [79].

5.2 Étude de la stabilité linéaire

Comme dans tout système physique, l'établissement d'un régime stationnaire s'accompagne pour les lasers d'un régime transitoire oscillant ou non [79]. De plus même si le laser fonctionne avec des alimentations stables ou un pompage bien constant, il subsiste toujours de petites perturbations externes (vibrations mécaniques, bruits thermiques, bruits électriques,...) qui excitent le système et l'écartent légèrement de son état stationnaire. La notion de stabilité d'une cavité repose sur un critère d'optique géométrique, selon lequel une cavité est stable si tout rayon lumineux initialement introduit dans la cavité reste confiné indéfiniment au cours de ses aller-retours successifs.

Sanchez et al [117] ont présenté un modèle théorique qui décrit le milieu actif et une étude de stabilité est faite pour des lasers à fibre dopée Erbium montrant l'existence d'un régime auto-impulsionnel pour une gamme limitée de taux de pompage. Afin d'étudier la stabilité linéaire analytiquement, on perturbe le système aux alentours des points stationnaires :

$$F_a = \hat{F}_a + \delta F_a \quad n_a = \hat{n}_a + \delta n_a \text{ et} \quad n_S = \hat{n}_S + \delta n_S$$

En négligeant les termes supérieurs, nos équations sont linéaires, on obtient ainsi un système d'équations dont la forme matricielle se présente sous la forme :

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} \delta F_a \\ \delta n_a \\ \delta n_S \end{bmatrix} = M \times \begin{bmatrix} \delta F_a \\ \delta n_a \\ \delta n_S \end{bmatrix} \quad (5.2.1)$$

La matrice de la cavité étant déterminé, elle est égale à :

$$M = \begin{bmatrix} 0 & \frac{\hat{F}_a \alpha_a}{t_r} & -\alpha_S \frac{\hat{F}_a}{t_r} \\ -\beta_a \hat{n}_a & -\beta_P + A_l + \beta_a \hat{F}_a & 0 \\ -\beta_S \hat{n}_S & 0 & -(A_S + \beta_S \hat{F}_a) \end{bmatrix}$$

La solution du système d'équation (5.2.1) est nécessairement une combinaison linéaire des termes $\exp(\lambda_n t)$ ou λ_n sont les valeurs propres de la matrice M . Mathématiquement, les valeurs propres sont calculées à partir de l'équation caractéristique :

$$\det(M - \lambda I) = 0 \quad (5.2.2)$$

Où I est la matrice identité

Nous allons voir que les valeurs propres λ_n de l'équation caractéristique nous renseigne sur la façon dont le laser revient à son état stationnaire à travers les perturbations induites.

Si les valeurs propres de l'équation (5.2.2) sont négatifs et réelles, alors les états stationnaires perturbés sont stables. Indiquant ainsi que le laser fonctionne en régime continu.

Si les valeurs propres de l'équation caractéristique sont complexes et leurs parties réelles sont négatives, alors les valeurs perturbées vont effectuer des oscillations avant de décroître vers leurs valeurs stationnaires, ce qui veut dire que le laser fonctionne en continu passant par régime de relaxation.

Si une des valeurs propres de l'équation caractéristique admet une partie réelle positive, alors les états stationnaires perturbés sont instables. Ce qui indique que le fonctionnement du laser est en régime impulsionnel.

A partir de l'équation (5.2.2), on obtient un polynôme du 3^{ème} degré en λ , décrit sous la forme suivante :

$$a_2 \lambda^3 + b_2 \lambda^2 + c_2 \lambda + d_2 = 0 \quad (5.2.3)$$

$$a_2 = 1$$

$$b_2 = \beta_P + A_l + \beta_a \hat{F}_a + A_S + \beta_S \hat{F}_a$$

$$c_2 = (\beta_P + A_l + \beta_a \hat{F}_a) (A_S + \beta_S \hat{F}_a) + \frac{\hat{F}_a \alpha_a \beta_a \hat{n}_a}{t_r} - \frac{\alpha_S \hat{F}_a \beta_S \hat{n}_S}{t_r}$$

$$d_2 = \frac{\hat{F}_a \alpha_a}{t_r} \beta_a \hat{n}_a (A_S + \beta_S \hat{F}_a) - \frac{\hat{F}_a \alpha_S \beta_S \hat{n}_S}{t_r} (\beta_P + A_l + \beta_a \hat{F}_a)$$

L'analyse de la stabilité linéaire va permettre de connaître les valeurs des différents paramètres permettant d'optimiser le fonctionnement d'un laser en régime impulsionnel. Le but de cette étude est d'expliquer, prévoir les zones des différents régimes existant

dans le fonctionnement d'un laser de puissance en suivant le signe des valeurs propres du système.

- Si une des valeurs propres est positive : le système est instable et le laser fonctionne en impulsionnel.
- Si toutes les valeurs propres du système sont négatives : le système est stable et le laser fonctionne en continu.

Dans cette partie l'évolution des valeurs propres sont étudiées en fonction de la concentration d'ions en absorbant saturable. Les paramètres utilisés dans les simulations et l'étude de la stabilité linéaire sont les même que ceux utilisés dans les simulations d'une architecture proposée d'un laser passivement Q-déclenché entièrement fibré $Nd^{+3} : Cr^{+4}$ [15].

L'évolution de la partie réelle des valeurs propres en fonction de la concentration en ions absorbants saturables pour une concentration à gain de $1,4 \cdot 10^{25} \text{ ions/m}^3$ et une puissance pompe de 45 W est donnée en figure 5.2.1.

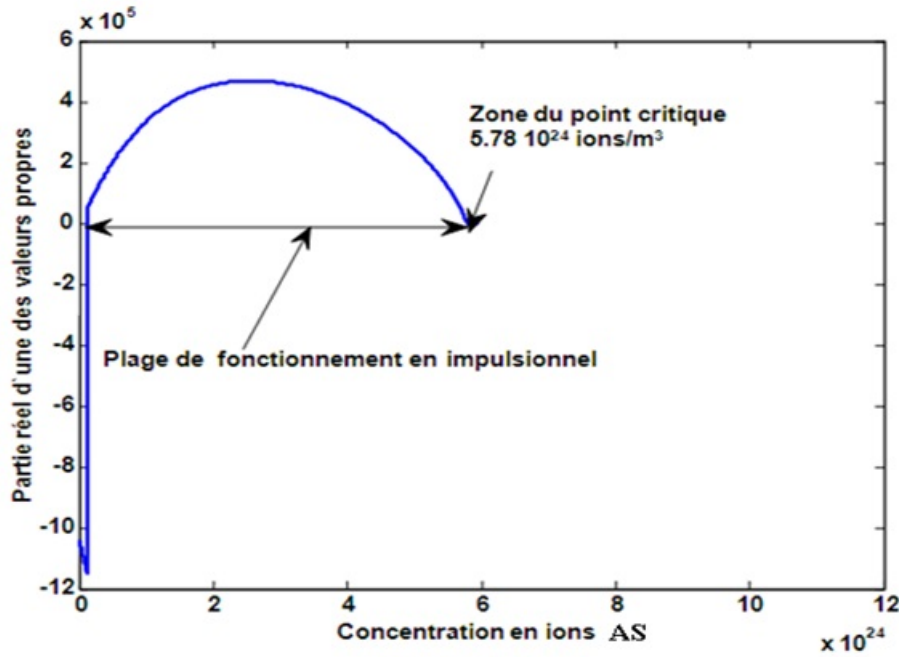


Figure 5.2.1 – Évolution de l'une des trois valeurs propres en fonction de la concentration en ions AS pour une concentration en ions à gain de $1,4 \cdot 10^{25} \text{ ions/m}^3$.

La partie réelle de la valeur propre est positive dans la plage comprise en 0 et la valeur $5.78 \cdot 10^{24} \text{ ions/m}^3$. Mais au delà de cette valeur le calcul numérique est arrêté cela est dû au fait que pour une concentration en ions AS supérieure à cette valeur la densité stationnaire de photons $\hat{F}_a$ de l'équation 5.1.3 devient négative. Le phénomène observé n'a aucune signification physique. Le point critique de notre système est la valeur de $5.78 \cdot 10^{24} \text{ ions/m}^3$.

Du moment que la valeur propre est positive à l'intérieur de la plage comprise entre 0 et le point critique, notre laser fonctionnera en impulsionnel. Au-delà de ce point critique, notre laser cessera de fonctionner.

Les figures 5.2.2, 5.4.3 regroupent les deux régimes de fonctionnement auto-impulsionnel de faible et de forte amplitude sur la plage comprise entre 0 et $5.78 \cdot 10^{24}$ ions/ m^3 .

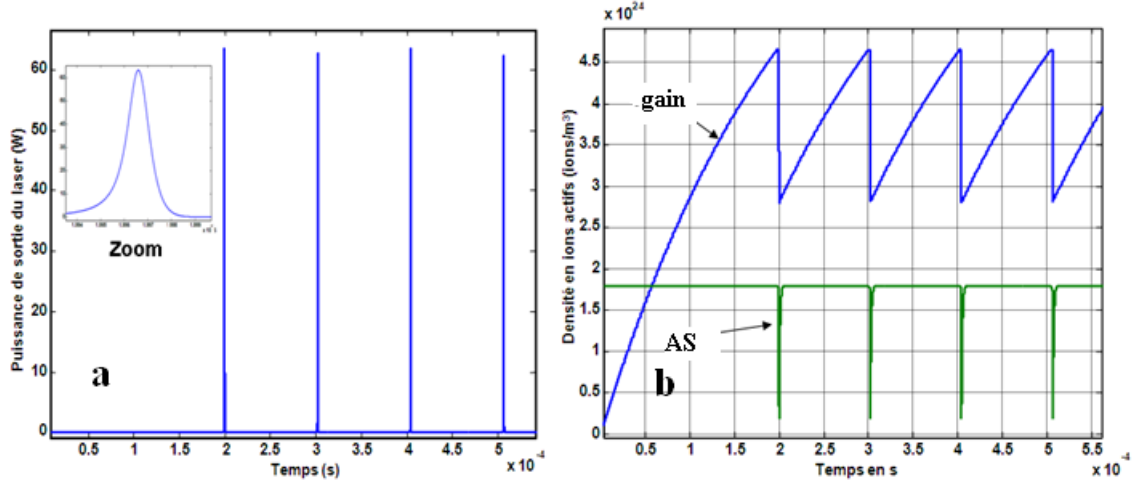


Figure 5.2.2 – Régime auto-impulsionnel obtenu loin de la zone critique avec une concentration en ions AS de $1.8 \cdot 10^{24}$ ions/ m^3 .

La figure 5.2.2 représente le régime de faible amplitude obtenu pour une concentration en ions absorbants saturables de $1.8 \cdot 10^{24}$ ions/ m^3 . Ce régime a eu lieu pour une puissance pompe de 45 W, une concentration en ions à gain de $1.4 \cdot 10^{25}$ ions/ m^3 , une longueur de 1.5 m et 0.2 m des milieux, amplificateur et absorbant saturable, respectivement. Le seul paramètre variant est la concentration en ions absorbants saturables qui est de $1.8 \cdot 10^{24}$ ions/ m^3 . Nous remarquons que cette valeur très inférieure à la valeur critique de la concentration en ions absorbants saturables.

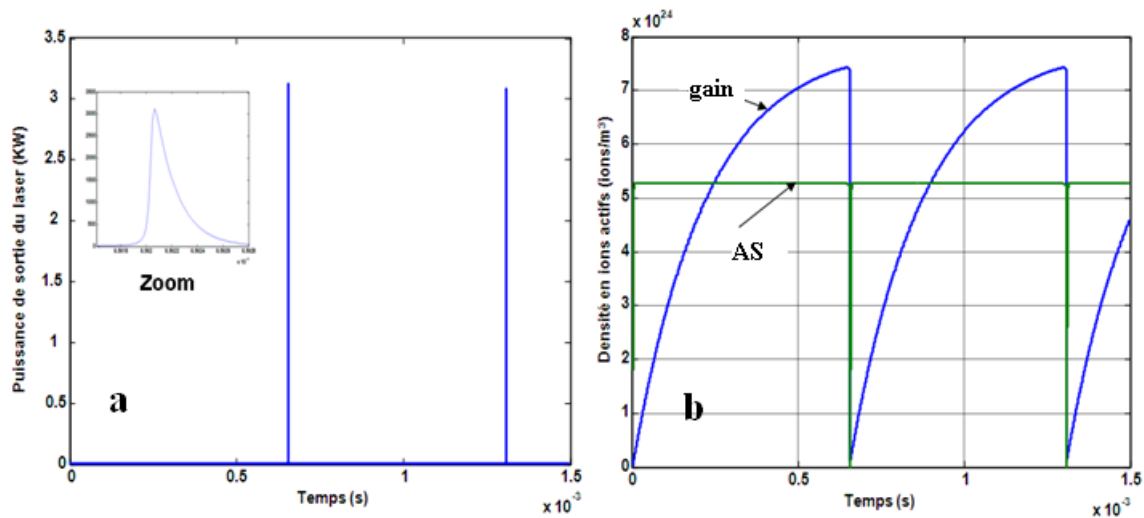


Figure 5.2.3 – Régime auto-impulsionnel obtenu pour une concentration de $5.28 \cdot 10^{24}$ ions/ m^3 proche de la valeur critique.

Par contre, la figure 5.2.3 illustre un régime auto-impulsionnel de forte amplitude obtenu pour une concentration de $5.28 \cdot 10^{24}$ ions/ m^3 des ions absorbants saturables. Cette

figure est obtenue en utilisant les mêmes paramètres utilisés pour avoir le régime de faible amplitude. La différence réside dans la concentration en ions absorbants saturables qui est dans ce cas de $5.28 \cdot 10^{24} \text{ ions/m}^3$. Nous remarquons que cette valeur est très proche de la valeur critique ($5.78 \cdot 10^{24} \text{ ions/m}^3$).

A partir de la figure 5.2.2 et la figure 5.2.3, nous pouvons déduire que le comportement auto-impulsionnel de faible amplitude apparaît aisément pour des concentrations inférieures à la concentration de la zone critique. Par contre, le régime de forte amplitude aura lieu pour des concentrations proches de la concentration du point critique. Au-delà de cette valeur dite critique, notre laser est optimisé. La dynamique des deux régimes en fonction de la puissance pompe est étudiée au sein de notre équipe par Djellout [15].

Dans nos simulation, nous avons observé deux régimes de fonctionnement. Un régime auto-impulsionnel de faible amplitude observé pour une valeur de concentration en ions absorbants saturables très inférieure à la valeur critique. La valeur de la concentration utilisée est de $1.8 \cdot 10^{24} \text{ ions/m}^3$. Un autre régime auto-impulsionnel de forte amplitude observé pour une valeur de concentration en absorbants saturables proche de la valeur critique qui est égale à $5.28 \cdot 10^{24} \text{ ions/m}^3$.

L'étude de la stabilité linéaire montre que pour une concentration donnée en ions amplificateurs, il existe une plage de concentration en ions absorbants saturables pour laquelle le laser fonctionne en impulsionnel et la puissance crête des impulsions augmente tant que la concentration en ions AS augmente jusqu'à une concentration critique pour laquelle le laser passe subitement d'un régime impulsionnel au non fonctionnement.

5.3 Impact de rapport des sections efficaces du milieu AS sur le milieu à gain sur l'optimisation d'un laser passivement Q-déclenché

Avant de donner nos résultats obtenus, nous allons faire un petit résumé sur les résultats obtenus par Luo et Chu ainsi ceux de J-Loucourt concernant l'obtention et l'optimisation d'un régime de forte amplitude pour un laser passivement Q-déclenché.

Luo et Chu [118] ont montré qu'il est possible d'optimiser le fonctionnement d'un laser passivement Q-déclenché. Dans leur étude de simulation d'un laser entièrement fibré dopée $Er : Sm$, ils ont observé deux régimes de fonctionnement. Un régime de faible amplitude et un régime de forte amplitude pour lequel le laser est optimisé. Un premier régime où les impulsions sont de courtes durées et des puissances crêtes très élevées et un second régime où les impulsions ont une durée plus importante et des puissance crêtes plus faibles. Selon Luo et Chu le régime de forte amplitude est assuré par le choix judicieux de la valeur de C_{AL} qui est le rapport de la section efficace de

l'absorbant saturable sur la section efficace du milieu amplificateur.

$$C_{AL} = \frac{\sigma_{AS}}{\sigma_L} \quad (5.3.1)$$

Une valeur de $C_{AL} \succ 21.9$ permettait l'obtention d'impulsion de durée de 10 ns et des amplitudes de 4.10^6 (u.a), mais si $C_{AL} \prec 21.9$, les impulsions obtenues ont une durée de 0.4 μs et une amplitude de 500 (u.a). Ce qui veut dire, pour avoir un régime de forte amplitude il faut une valeur de $C_{AL} \succ 21.9$ selon Luo et Chu.

Par contre, J-Loucourt et al [52] ont prédit que la prise en compte de l'émission spontanée est nécessaire pour modéliser un laser passivement Q-déclenché. L'émission spontanée joue un rôle néanmoins capital, puisqu'elle crée dans la cavité les quelques photons nécessaires à faire démarrer l'émission laser [119]. J-Loucourt et al ont vérifié l'existence d'un régime d'impulsions stable, dont leurs puissances crêtes sont relativement fortes et d'une durées faibles. Ce régime impulsionnel stable est obtenu pour une valeur de $C_{AL} = 30$. La figure 5.3.1 obtenu par Lecourt et al montre l'existence de ce régime, dont la puissance crête est de l'ordre de 500 ua pour $C_{AL} = 0.9$ et $C_{AL} = 30$.

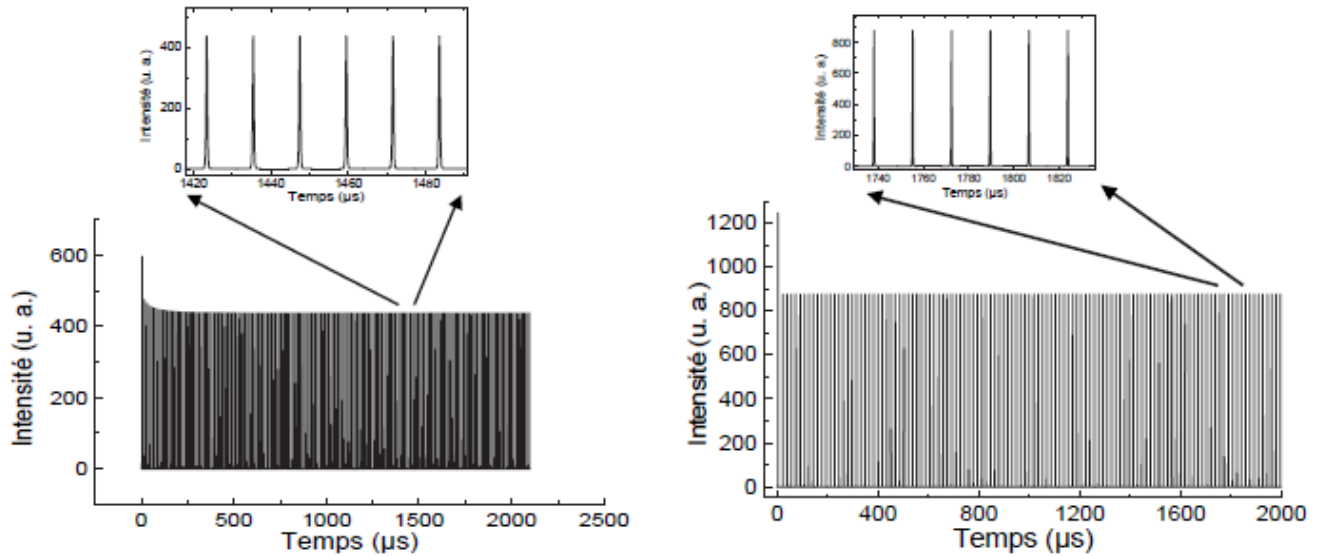


Figure 5.3.1 – Intensité calculée par Lecourt avec le système d'équation de Luo et Chu en tenant compte de l'émission spontanée pour $C_{AL} = 0.9$ et $C_{AL} = 30$.

Les résultats que nous présentons, dans ce chapitre, se distinguent des travaux déjà effectués [79], [15]. Dans ce travail, nous étudions l'impact des rapports des sections efficaces du milieu amplificateur sur celle du milieu absorbant saturable sur l'obtention d'un régime de forte amplitude dans les lasers passivement Q-déclenchés, bien sûr dans notre cas le milieu amplificateur est une fibre optique dopée Nd^{+3} et le milieu absorbant

saturable est fibre dopée Cr^{+4} qui ont, respectivement, une longueur de 1.5 m et 0.2 m. Nous avons utilisé une longueur de cavité courte pour éviter les effets non-linéaires à haute puissance [11].

5.4 Résultats obtenus

La figure 5.4.1 représente en (a) la variation de la puissance de sortie en fonction du temps et en (b) la variation de la densité en ions actifs en fonction du temps pour une puissance de pompe de 45 W et une concentration en absorbants saturables de $1.8 \cdot 10^{24}$ ions/m³ et un rapport des sections efficaces $C_{AL} = 6.03$. Le régime obtenu est un régime de faible amplitude.

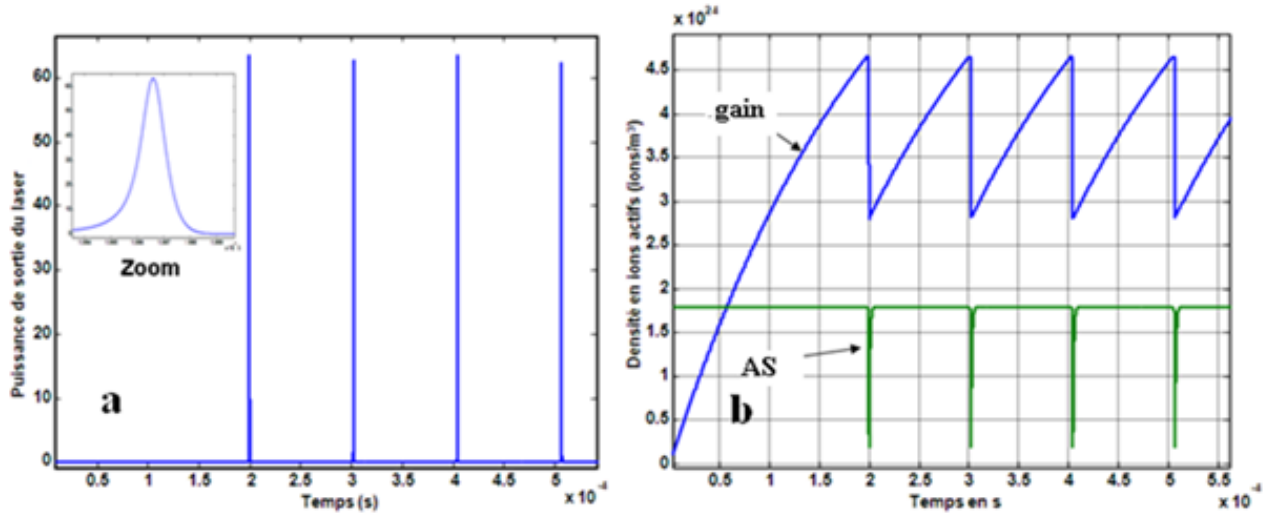


Figure 5.4.1 – Régime auto-impulsionnel de faible amplitude obtenu pour une concentration en ions AS de $1.8 \cdot 10^{24}$ ions/m³ et une concentration en ions gain de $1.4 \cdot 10^{25}$ ions.m⁻³ et un paramètre $C_{AL} = 6.03$, a) puissance du sortie en fonction du temps, b) densité en ions actifs en fonction du temps.

La figure 5.4.2 caractérise le régime auto-impulsionnel de faible amplitude. La valeur de $1.4 \cdot 10^{25}$ ions/m³ est inférieure à la valeur de la concentration du point critique qui caractérise l'optimisation d'un laser passivement Q-déclenché. La puissance crête de sortie du laser est d'environ 60 W, elle apparaît facilement puisque l'inversion de population du milieu à gain s'est produite.

Ce régime de fonctionnement de laser n'est pas optimisé car le gain oscille avec de faible amplitude, ce qui veut dire que l'énergie emmagasinée n'est pas totalement extraite du milieu à gain par l'impulsion laser.

La figure 5.4.2 illustre en (a) et (b) la variation de la puissance de sortie et la variation de la densité en ions absorbants saturables en fonction de temps, respectivement, pour

une valeur de $C_{AL} = 18.01$ et une puissance de pompe de 45 W , la seule valeur à changer est le rapport de sections efficaces.

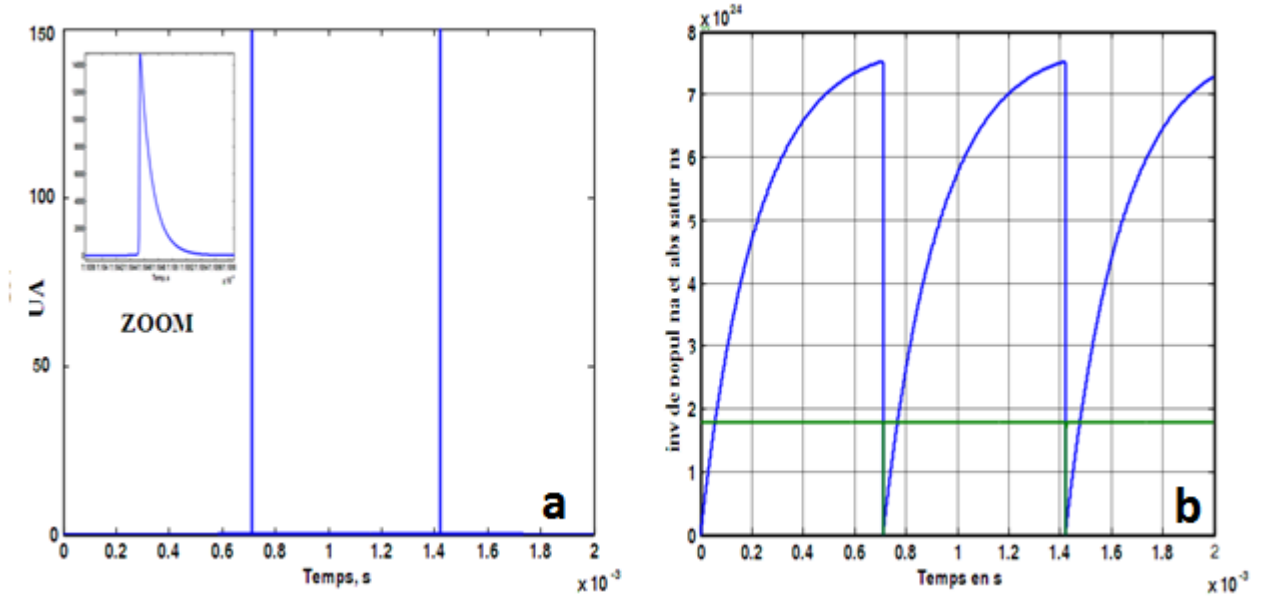


Figure 5.4.2 – Régime de forte amplitude obtenu en augmentant le rapport de $C_{AL} = \frac{\sigma_{AS}}{\sigma_L} = 18.01$ et une concentration en ions absorbants saturables de $1.8 \times 10^{24} \text{ ions/m}^3$, a) puissance de sortie en fonction du temps, b) densité en ions actifs en fonction du temps.

Le régime observé est un régime de forte amplitude. Des impulsions géantes de puissances crêtes de l'ordre 1.5 KW sont obtenues. Ce résultat est en accord avec les résultats de Luo et al, qui ont obtenu un régime de forte amplitude pour une valeur de $C_{AL} < 21.9$. Dans ce cas, toute l'énergie emmagasinée est extraite du milieu amplificateur.

On remarque que les formes des impulsions en fonction du temps dans le cas d'un régime de faible amplitude sont symétriques comparativement aux formes des impulsions en régime de forte amplitude. Dans l'asymétrie de l'impulsion du régime de forte amplitude, le temps de montée est long par rapport aux temps de descente, ce qui donne le temps à l'impulsion laser d'extraire toute l'énergie emmagasinée dans le milieu amplificateur. L'inversion de population est ramenée à son niveau précédant et une autre impulsion se prépare à se former à nouveau et ainsi de suite un train d'impulsion est formé.

Dans le but de connaître l'influence de la concentration en ions absorbant saturable sur l'obtention d'un régime de forte amplitude nous avons augmenté la concentration du milieu absorbant saturable $5.2 \times 10^{24} \text{ ions/m}^3$ et nous avons gardé les mêmes paramètres utilisés en 5.4.1 pour avoir le régime de faible amplitude. La figure 5.4.3 représente la variation de la puissance de sortie et la densité en ions actifs en fonction du temps.

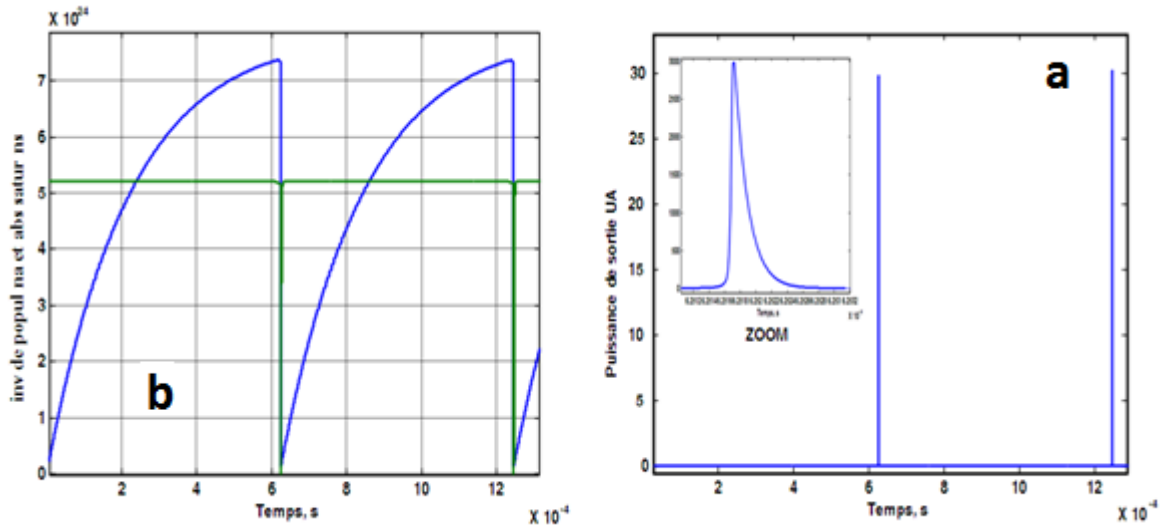


Figure 5.4.3 – Régime de forte amplitude obtenu pour une concentration d'absorbant saturable de $5.210^{24} \text{ ions/m}^3$ et un rapport de section efficace $C_{AL} = 6.03$, a) puissance de sortie du laser en fonction du temps, b) la densité en ions actifs en fonction du temps.

Nous observons un régime de forte amplitude. La puissance crête des impulsion est de l'ordre de $3.5KW$. Ce résultat confirme ce que J.B.Lecourt et al ont prédit sur la concentration en ions absorbants saturables.

Les figures 5.4.2 et 5.4.3 montrent l'existence d'un régime de forte amplitude dans les lasers passivement Q-déclenchés. La figure 5.4.3 est obtenue en utilisant les même paramètres utilisés pour obtenir la figure 5.4.1, la différence se trouve juste dans la concentration en ions absorbants saturables qui est de $5.210^{24} \text{ ions/m}^3$. Ce résultat est en accord avec les résultats de simulation de J-B. Lecourt et al [52] qui affirment que l'augmentation de la concentration en ions AS optimise le fonctionnement des lasers passivement Q-déclenchés. Même la figure 5.4.2 est obtenue avec les même paramètres que ceux utilisés en figure 5.4.1, ce qui diffère est seulement le rapport des sections efficaces $C_{AL} = 18.01$. Ce résultat est en accord avec les résultats de simulations de Luo et al [118]. Cependant le régime de forte amplitude est obtenu pour une valeur de $C_{AL} < 21.9$.

5.5 Interprétation des résultats obtenus

Nous remarquons dans les trois figures obtenues que le régime obtenu se décompose en deux parties temporelles, la première est la phase de stockage d'énergie dans le milieu amplificateur, les pertes élevées interdisent l'oscillation laser, mais pendant ce temps la pompe excite les atomes du milieu amplificateur jusqu'à l'obtention d'une inversion de population importante. La deuxième partie temporelle est la phase d'extraction d'éner-

gie : les pertes deviennent subitement faibles et l'émission spontanée puis l'émission stimulée commencent à s'amplifier jusqu'à se développer en impulsion géante intense qui sature la transition laser en un temps très court, cela chute rapidement l'inversion de population jusqu'à une valeur largement inférieure au seuil d'oscillation laser. L'intensité intra-cavité diminue alors fortement. Ainsi une impulsion Q-Switch est formée soit d'une forme symétrique, soit asymétrique.

Or, le stockage d'énergie dans le matériau ne s'interrompt pas dès le début de la phase d'extraction d'énergie. Ces deux phases ne sont pas donc indépendantes dans le temps, mais illustrent bien la dynamique de l'amplification.

Pour l'interprétation de l'allure de la courbe obtenue par notre laser, il est intéressant de noter que les pertes ont une très forte influence sur le front descendant de l'impulsion : plus les pertes sont grandes, plus la fluence intra-cavité est rapidement amorti. Autrement dit : plus le profil temporel de l'impulsion apparaît symétrique, plus les pertes seront importantes. Le front montant de l'impulsion est dû à la valeur du gain du milieu amplificateur dans la cavité. Le choix d'un couple de valeurs de la pompe et le gain à obtenir fixe d'avance la largeur de l'impulsion et correspond à une position donnée du maximum de cette impulsion.

Dans le cas de régime de forte amplitude, le laser est optimisé. Dans ce cas, les figures 5.4.2 et 5.4.3 montrent que le gain oscille avec de fortes amplitudes et donc toute l'énergie emmagasinée est extraite du milieu à gain par l'impulsion laser.

En conclusion, on ne peut pas négliger l'influence des deux paramètres sur l'obtention d'un régime de forte amplitude. Tant que la concentration en ions absorbants saturables est élevée tant que le régime de forte amplitude est obtenu, de même pour le rapport des sections efficaces de milieu absorbant saturable sur le milieu amplificateur, plus il est grand plus un régime de forte amplitude est obtenu.

5.6 Détermination de la valeur permettant l'optimisation d'un laser passivement Q-déclenché

Comme cité précédemment, la densité de photons stationnaire est nulle à une valeur de concentration en ions AS égale ou supérieure à la valeur critique. L'équation obtenue en annulant la densité de photon stationnaire nous permet de déterminer la concentration du point critique ce qui rend que la connaissance des valeurs propres n'est pas nécessaires. Dans le but de déterminer cette valeur critique une résolution de l'équation 5.1.3 est impérative. Cette équation admet deux solutions dont une est toujours négative tandis que la seconde s'annule le fait que le densité stationnaire de photons est nulle et donne

$$\{\alpha_a \beta_P N A_S - N_S (\beta_P + A_L) + A_S (L \beta_P + L A_L)\} = 0 \quad (5.6.1)$$

Après la résolution de l'équation (5.6.1), la densité N_d en ions gain est donnée par :

$$N_d = \frac{\sigma_S \Gamma_S l_S}{\sigma_l \Gamma_a l_a} \left(\frac{\beta_P + A_l}{\beta_P - f_N A_l} \right) N_{SC} - \frac{1}{\sigma_l \Gamma_a l_a} \left(\frac{\beta_P + A_l}{\beta_P - f_N A_l} \right) L \quad (5.6.2)$$

Pour une densité en ions à gain donnée N_d , l'équation (5.6.2) nous permet de connaître la concentration du point critique N_{SC} pour laquelle le laser est optimisé. On remarque que ce dernier dépend fortement du rapport de la section efficace d'absorption des ions AS sur la section efficace d'émission des ions du milieu à gain (le paramètre $C_{AL} = \frac{\sigma_S}{\sigma_l}$) et aussi du rapport de la longueur du milieu AS sur celui du milieu à gain. De plus, elle dépend aussi des pertes laser L , du taux de désexcitation des ions à gain A_l et de la section efficace d'absorption σ_P et de la puissance pompe P_P . Tous les paramètres cités dessus peuvent être déterminés expérimentalement.

La figure 5.6.1 illustre la variation de la concentration en ions à gain en fonction de la concentration critique en ions AS qui est une droite, ce qui s'explique que tant que la concentration des ions du milieu amplificateur augmente, la valeur du point critique augmente.

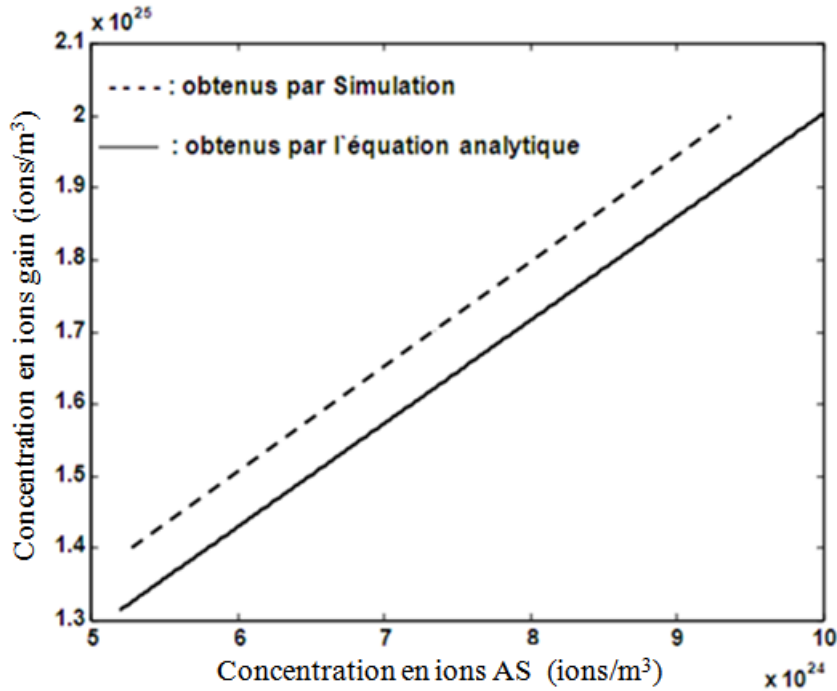


Figure 5.6.1 – Comparaison des résultats de simulations et de l'équation analytique de la variation de la concentration en ions à gain en fonction de la concentration critique en ions AS.

Nous remarquons de l'équation (5.6.2) que si nous utilisons une concentration en ions absorbants saturables inférieure à la concentration critique dans nos simulations, nous pouvons obtenir un régime de forte amplitude en augmentant le rapport des sections efficaces $C_{AL} = \frac{\sigma_S}{\sigma_l}$, c'est ce que Luo et al ont rapporté dans leur article [118]. Comme

l'optimisation d'un laser passivement Q-déclenché dépend de plusieurs paramètres cités déjà, la condition imposée par ses auteurs n'est pas applicable sur les autres types de lasers. Cependant l'augmentation de la concentration en ions AS est importante pour l'optimisation d'un tel laser. Ce qui est en accord avec Lecourt et al [52].

Afin de valider notre équation analytique, nous avons calculé la concentration critique en utilisant les paramètres de l'article de Kurkov [120] dont le milieu amplificateur est l'Erbium et la milieu absorbant saturable est le Thulium, nous avons obtenu une concentration de $2.10^{26} \text{ ions}/m^3$. Cette valeur calculée est comparable à la concentration utilisée dans ce laser. Cela veut dire que ce laser est optimisé, d'ailleurs des puissances crêtes de 3.5 KW sont obtenues. En ce qui concerne l'estimation des pertes dans la cavité, l'équation (5.1.5) est utilisée. Pour les architectures lasers proposées dans les deux articles [53], [121] nous n'avons pas pu calculer la concentration de point critique en raison de manque de données concernant les paramètres jouant un rôle important dans l'optimisation des lasers passivement Q-déclenchés. Mais, nous pouvons comme même dire que ces lasers sont optimisés puisque la largeur à mi-hauteur des impulsions et la puissance crête des impulsions obtenues ne varient pas avec la puissance pompe, ce qui est en accord avec les résultats de simulation [15].

5.7 Conclusion

L'étude que nous avons entreprise du déclenchement passif, nous a permis de préciser l'importance des différents phénomènes se produisant dans le milieu amplificateur ainsi que le milieu absorbant saturable.

Une architecture d'un laser entière fibré passivement Q-déclenché dopée Nd^{+3} par un absorbant saturable dopée Cr^{+4} est étudiée en régime impulsionnel ainsi que les paramètres influant l'optimisation d'un tel laser.

Nous avons montré dans ce travail qu'un régime de forte amplitude existe dans des lasers à fibre passivement Q-déclenchés, il dépend de plusieurs paramètres en particulier le rapport des sections efficaces d'absorption du milieu absorbant saturable sur la section efficace du milieu amplificateur, la longueur de la cavité, ainsi que la concentration en ions AS et les pertes non utiles dans la cavité laser. De plus, l'étude de stabilité linéaire nous a permis de déterminer une équation analytique permettant le calcul de la concentration critique en ions absorbant saturable pour laquelle le laser sera optimisé sans avoir recours au simulation numériques.

Conclusion générale

Nous avons tout au long du présent travail eu la volonté de comprendre et étudier la dynamique de fonctionnement d'un laser impulsionnel dont le fonctionnement d'un laser entièrement fibré passivement Q-déclenché par un absorbant saturable. Le milieu amplificateur est une fibre dopée aux ions de terres rares. Notre choix est porté sur l'ion actif Néodyme Nd^{+3} pour ce qu'il a d'avantage pour la bonne amplification du signal pompe. Le milieu absorbant saturable utilisé est une fibre optique dopée en ions Chrome. Son choix est motivé par son absorption sur une large bande, sa longueur d'onde d'absorption correspond à la longueur d'onde d'émission de l'ion Néodyme.

Dans le but de comprendre le fonctionnement d'un laser passivement Q-déclenché et d'étudier l'optimisation de sa puissance de sortie, une étude des paramètres influents le fonctionnement de ce système de laser est faite. Les paramètres particulièrement étudiés sont : la concentration du milieu absorbant saturable et le rapport des sections efficaces du milieu absorbant saturable sur le milieu amplificateur.

Nous avons, par la suite, exposé le modèle des équations cinétiques régissant le fonctionnement d'un tel laser. Un régime de faible et de forte amplitudes sont obtenus pour des valeurs prises en fonction de la valeur critique déterminée au préalable qui est de $5.78 \cdot 10^{24} \text{ ions}/m^3$.

Dans le but de valider nos résultats de simulations, un travail expérimental a été entrepris. Un laser passivement Q-déclenché est réalisé pour un absorbant saturable à base d'un semi-conducteur multipuits quantiques. Nous avons obtenu un régime impulsionnel stable dont les impulsions sont de l'ordre de quelques centaines de microsecondes. Des contraintes ont survécu, ce qui nous a pas permis de vérifier son optimisation.

La performance des lasers passivement Q-déclenché dépend à la fois des caractéristiques du milieu amplificateur (type de dopant utilisé, le coefficient d'absorption, le taux de pompage et longueur du milieu à gain) et de celle de l'absorbant saturable (profondeur et saturation de la modulation). Selon les trois équations couplées régissant le fonctionnement d'un laser passivement Q-déclenché, la durée des impulsions émises par ce laser est proportionnelle à la longueur de la cavité et à l'inversion de population des milieux à gain et absorbant saturable. En plus la puissance fournie par un tel laser dépend du débit de la puissance pompe et des pertes propres au résonnateur.

Résumé

Le travail développé et présenté dans cette thèse est consacré à l'étude des lasers entièrement fibrés passivement Q-déclenchés. Ce type de laser délivre de l'énergie lumineuse en un temps aussi bref que possible, ce qui conduit à des puissances crêtes très élevées. Un laser impulsionnel déclenché par un absorbant saturable est composé de trois éléments : un milieu amplificateur, une cavité optique et un élément intra-cavité représentant un absorbant saturable. Le travail effectué consiste à mettre en évidence l'influence de certains paramètres microscopiques sur l'obtention d'un régime de forte amplitude qui optimise le fonctionnement des lasers passivement Q-déclenché. Les résultats obtenus par les simulations numériques montrent qu'un tel régime de fonctionnement peut exister en faisant varier un ou plusieurs paramètres de ce laser. Parmi ces paramètres on peut citer : le rapport des sections efficaces d'absorption de l'absorbant saturable sur la section efficace de l'émission stimulée du milieu à gain ainsi que la concentration en ions actifs du milieu amplificateur. Le milieu amplificateur et le milieu absorbant saturable utilisés sont tous les deux des fibres optiques dopées aux ions Néodyme et Chrome respectivement. Le choix du Chrome Cr^{+4} comme absorbant saturable est motivé par son absorption à 1084 nm qui est la longueur d'onde d'émission laser de l'ion Néodyme Nd^{+3} .

Mots clés : Matériaux actifs, régime de forte amplitude, énergie d'impulsion, rapport des sections efficaces.

Abstract

This thesis is devoted to the study of passively Q-Switched fibered lasers. This type of laser delivers light energy in as short a time as possible, which leads to very high peak powers. A saturable absorber Q-switched laser is composed of three elements : an amplifying medium, an optical cavity, and an intracavity element representing a saturable absorber. The study is concerned with highlighting the influence of some microscopic parameters on the obtaining of a high amplitude regime that optimizes passively Q-switched lasers. The results of the numerical simulations show that such a regime may cause one or several parameters of these lasers to vary. These parameters include the ratio of the absorption cross sections of the saturable absorber on the cross section of stimulated emission in the gain medium and the concentration of active ions in the amplifying medium. The amplifying medium and the saturable absorption medium used in this work are both optical fibers, doped with neodymium ions and chromium respectively. The choice of chromium (Cr^{+4}) as a saturable absorber is motivated by its absorbance at 1084 nm, which is the laser emission wavelength of the neodymium ion (Nd^{+3}).

Key words : active materials, high amplitude regime, pulse energy, ratio of cross sections.

Bibliographie

- [1] T. H. Maiman, “*Stimulated optical radiation in ruby*”, 1960.
- [2] C. J. Koester and E. Snitzer, “*Amplification in a fiber laser*”, Appl. Opt., vol. 3, no. 10, pp. 1182–1186, 1964.
- [3] J. Stone and C. Burrus, “*Neodymium-Doped Silica Lasers in End-Pumped Fiber Geometry*”, Applied Physics Letters, vol. 23, no. 7, pp. 388–389, 1973.
- [4] P. M. Becker, A. A. Olsson, and J. R. Simpson, *Erbium-Doped Fiber Amplifiers : Fundamentals and Technology*, Academic press, 1999.
- [5] M. Kienel, M. Müller, S. Demmler, J. Rothhardt, A. Klenke, T. Eidam, J. Limpert, and A. Tünnermann, “*Coherent beam combination of yb :yag single-crystal rod amplifiers*”, Opt. Lett., vol. 39, no. 11, pp. 3278–3281, 2014.
- [6] W. F. Krupke, “*Induced-Emission Cross Sections in Neodymium Laser Glasses*”, IEEE Journal of Quantum Electronics,, vol. 10, no. 4, pp. 450–457, 1974.
- [7] V. Agrez and R. Petkovsek, “*Gain-Switched Yb-Doped Fiber Laser For Microprocessing*”, Appl. Opt., vol. 52, no. 13, pp. 3066–3072, 2013.
- [8] P. Kaiser and H. W. Astle, “*Low-loss single-material fibers made from pure fused silica*”, Bell System Technical Journal, vol. 53, no. 6, pp. 1021–1039, 1974.
- [9] S. Bordais, *Etude Des Amplificateurs et Lasers 1 μ m De Forte Puissance à Base De Fibre Double Gaine Dopée Ytterbium*, Thèse de doctorat, Université Rennes 1, 2002.
- [10] J. Huang, H. Liang, K. Su, and Y.-F. Chen, “*High Power Passively Q-Switched Ytterbium Fiber Laser With Cr 4+ : YAG as a Saturable Absorber*”, Optics express, vol. 15, no. 2, pp. 473–479, 2007.
- [11] G. P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*, Academic press, 2007.
- [12] H. Haug and S. W. Koch, *Quantum Theory of The Optical and Electronic Properties of Semiconductors*, vol. 5. World Scientific, 1990.

- [13] J.-B. Lecourt, G. Martel, A. Hideur, M. Gicquel-Guézo, C. Labbé, and S. Loualiche, "Régime Impulsionnel 300 fs, 100 pj, Autodémarrant Généré Par un Laser à Fibre : Er³⁺ avec Absorbant saturable InGaAs/InP dopés Fer Ultrarapide", in *Journal de Physique IV (Proceedings)*, vol. 135, pp. 323–325, EDP sciences, 2006.
- [14] J. Degnan, "Theory of The Optimally Coupled Q-switched Laser", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 25, no. 2, pp. 214–220, 1989.
- [15] H. Djellout, R. Mokdad, M. Benarab, F. A. Ouamer, M. Tamine, O. Lamrous, and P. Meyrueis, "Modeling of a Passively Q-switched Nd³⁺ : Cr⁴⁺ all-Fiber laser", *Optical Engineering*, vol. 51, no. 4, pp. 044203–1–044203–5, 2012.
- [16] L. M. Frantz and J. S. Nodvik, "Theory of Pulse Propagation in a Laser Amplifier", *Journal of Applied Physics*, vol. 34, no. 8, pp. 2346–2349, 1963.
- [17] G. Spuhler, R. Paschotta, R. Fluck, B. Braun, M. Moser, G. Zhang, E. Gini, and U. Keller, "Experimentally Confirmed Design Guidelines for Passively Q-switched Microchip Lasers Using Semiconductor Saturable Absorbers", *JOSA B*, vol. 16, no. 3, pp. 376–388, 1999.
- [18] Y. G. Choi, K. H. Kim, Y. S. Han, and J. Heo, "Oxidation State and Local Coordination of Chromium Dopant in Soda-Lime-Silicate and Calcium-Aluminate Glasses", *Chemical Physics Letters*, vol. 329, pp. 370 – 376, 2000.
- [19] J. F. Ready, D. F. Farson, and T. Feeley, *Handbook of Laser Materials Processing*, Laser Institute of America Orlando, 2001.
- [20] G. H. Dieke, H. M. Crosswhite, H. Crosswhite, *et al.*, *Spectra and Energy Levels of Rare Earth ions in Crystals*, Interscience Publishers New York, 1968.
- [21] D. E. McCumber, "Theory of Phonon-Terminated Optical Masers", *Physical review*, vol. 134, no. 2A, p. A299, 1964.
- [22] L. Petit, *Amplification Optique Dans des Verres Borophosphate de Niobium et Tellurite Dopés aux Ions de Terres Rares Présentant un Indice Optique Non Linéaire élevé.*, theses, Université Sciences et Technologies - Bordeaux I, 2002.
- [23] I. Terra, A. de Camargo, L. Nunes, R. Carvalho, and M. Li, "Evaluation of The OH-Influence on Visible and Near-Infrared Quantum Efficiencies of Tm³⁺ and Yb³⁺ Codoped Sodium Aluminophosphate Glasses", *Journal of Applied Physics*, vol. 100, no. 12, p. 123103, 2006.
- [24] H. A. Haus, "Applications of Nonlinear Fiber Optics", *Physics Today*, vol. 55, no. 6, pp. 58–59, 2002.
- [25] A. Yariv, "Introduction To Optical Electronics", 1976.
- [26] M. Joffre, "Optique Non-Linéaire", Ecole Polytechnique, 2003.

- [27] D. Mallek, *Study of The Effect Brillouin in Cavity Laser*, these of university, Université d'Angers, 2011.
- [28] R. H. Stolen, C. Lee, and R. Jain, "Development of The Stimulated Raman Spectrum in Single-Mode Silica Fibers", *JOSA B*, vol. 1, no. 4, pp. 652–657, 1984.
- [29] R. Stolen and E. Ippen, "Raman Gain in Glass Optical Waveguides", *Applied Physics Letters*, vol. 22, no. 6, pp. 276–278, 1973.
- [30] R. G. Harrison, P. M. Ripley, and W. Lu, "Observation and Characterization of Deterministic Chaos in Stimulated Brillouin Scattering With Weak Feedback", *Phys. Rev. A*, vol. 49, pp. R24–R27, 1994.
- [31] A. Liu and K. Ueda, "The Absorption Characteristics of Circular, Offset, and Rectangular Double-Clad Fibers", *Optics Communications*, vol. 132, pp. 511 – 518, 1996.
- [32] A. Bjarklev, J. Broeng, and A. S. Bjarklev, *Photonic Crystal Fibres*, Springer Science & Business Media, 2012.
- [33] J. Knight, T. Birks, R. Cregan, P. Russell, and J.-P. de Sandro, "Large Mode Area Photonic Crystal Fibre", *Electronics Letters*, vol. 34, pp. 1347–1348(1), 1998.
- [34] A. Tunnermann, T. Schreiber, F. Roser, A. Liem, S. Hofer, H. Zellmer, S. Nolte, and J. Limpert, "The Renaissance and Bright Future of Fibre Lasers", *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, vol. 38, no. 9, p. 681, 2005.
- [35] A. Ortigosa-Blanch, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, J. Arriaga, B. J. Mangan, T. A. Birks, and P. S. J. Russell, "Highly Birefringent Photonic Crystal Fibers", *Opt. Lett.*, vol. 25, no. 18, pp. 1325–1327, 2000.
- [36] J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. J. Russell, and D. M. Atkin, "All-Silica Single-Mode Optical Fiber With Photonic Crystal Cladding", *Opt. Lett.*, vol. 21, no. 19, pp. 1547–1549, 1996.
- [37] G. Renversez, B. Kuhlmeier, and R. McPhedran, "Dispersion Management With Microstructured Optical Fibers :ultra-Flattened Chromatic Dispersion With Low Losses", *Opt. Lett.*, vol. 28, no. 12, pp. 989–991, 2003.
- [38] L. Brilland, F. Smektala, G. Renversez, T. Chartier, J. Troles, T. Nguyen, N. Traynor, and A. Monteville, "Fabrication of Complex Structures of Holey Fibers in Chalcogenide Glass", *Opt. Express*, vol. 14, no. 3, pp. 1280–1285, 2006.
- [39] G. Renversez, F. Bordas, and B. T. Kuhlmeier, "Second Mode Transition in Microstructured Optical Fibers : Determination of The Critical Geometrical Parameter and Study of The Matrix Refractive Index and Effects of Cladding size", *Opt. Lett.*, vol. 30, no. 11, pp. 1264–1266, 2005.

- [40] Q. Li, Y. Zheng, Z. Wang, and T. Zuo, “A Novel High-Peak Power Double {AO} Q-switches Pulse Nd :YAG Laser For Drilling”, *Optics & Laser Technology*, vol. 37, no. 5, pp. 357 – 362, 2005.
- [41] Y. Yong-Ji, C. Xin-Yu, W. Chao, W. Chun-Ting, L. Rui, and J. Guang-Yong, “A 200 KHz Q-switched Adhesive-Free Bond Composite Nd :YVO₄ Laser Using a Double-Crystal RTP Electro-Optic Modulator”, *Chinese Physics Letters*, vol. 29, no. 2, p. 024206, 2012.
- [42] Z. Ren-Lai, J. You-Lun, W. Wei, Z. Guo-Li, and W. Yue-Zhu, “Acousto-Optic Q-switched Operation Ho :YAP Laser Pumped by a Tm-Doped Fiber Laser”, *Chinese Physics Letters*, vol. 28, no. 7, p. 074210, 2011.
- [43] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics : Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*, CUP Archive, 2000.
- [44] C. Kittel, M. Poumellec, R. Mégy, and C. Dupas, *Physique De L’etat Solide*, Dunod, 1993.
- [45] A. Yariv, “Coupled-Mode Theory For Guided-Wave Optics”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 9, no. 9, pp. 919–933, 1973.
- [46] A. S. Kurkov, “Q-switched All-Fiber Lasers With Saturable Absorbers”, *Laser Physics Letters*, vol. 8, no. 5, p. 335, 2011.
- [47] V. Philippov, A. Kir’yanov, and S. Unger, “Advanced Configuration of Erbium Fiber Passively Q-switched Laser With Co²⁺:ZnSe Crystal as Saturable absorber”, *Photonics Technology Letters, IEEE*, vol. 16, no. 1, pp. 57–59, 2004.
- [48] A. S. Kurkov, E. M. Sholokhov, A. V. Marakulin, and L. A. Minashina, “Dynamic Behavior of Laser Based on The Heavily Holmium Doped Fiber”, *Laser Physics Letters*, vol. 7, no. 8, p. 587, 2010.
- [49] P. Adel, M. Auerbach, C. Fallnich, S. Unger, H. Muller, and J. Kirchhof, “Passive Q-switching by Tm³⁺+Co-Doping of a Yb³⁺-Fiber Laser”, *Opt. Express*, vol. 11, no. 21, pp. 2730–2735, 2003.
- [50] U. Keller, D. A. B. Miller, G. D. Boyd, T. H. Chiu, J. F. Ferguson, and M. T. Asom, “Solid-State Low-Loss Intracavity Saturable Absorber For Nd :YLF Lasers : an Antiresonant Semiconductor Fabry–Perot Saturable Absorber”, *Opt. Lett.*, vol. 17, no. 7, pp. 505–507, 1992.
- [51] R. Lan, L. Pan, I. Utkin, Q. Ren, H. Zhang, Z. Wang, and R. Fedosejevs, “Passively Q-switched Yb³⁺:NaY(WO₄)₂ laser with GaAs Saturable Absorber”, *Opt. Express*, vol. 18, no. 5, pp. 4000–4005, 2010.

- [52] J.-B. Lecourt, G. Martel, M. Guézo, C. Labbé, and S. Loualiche, “*Erbium-doped Fiber Laser Passively Q-switched by an InGaAs/InP Multiple Quantum well Saturable absorber*”, Optics Communications, vol. 263, no. 1, pp. 71 – 83, 2006.
- [53] J. Y. Huang, W. C. Huang, W. Z. Zhuang, K. W. Su, Y. F. Chen, and K. F. Huang, “*High-pulse-energy, passively Q-switched Yb-doped fiber laser with AlGaInAs quantum wells as a saturable absorber*”, Opt. Lett., vol. 34, no. 15, pp. 2360–2362, 2009.
- [54] R. Fluck, R. Häring, R. Paschotta, E. Gini, H. Melchior, and U. Keller, “*Eyesafe Pulsed Microchip Laser Using Semiconductor Saturable Absorber mirrors*”, Applied physics letters, vol. 72, no. 25, pp. 3273–3275, 1998.
- [55] R. Häring, R. Paschotta, R. Fluck, E. Gini, H. Melchior, and U. Keller, “*Passively Q-switched Microchip Laser at 1.5 μm* ”, J. Opt. Soc. Am. B, vol. 18, no. 12, pp. 1805–1812, 2001.
- [56] H. Djellout, *Modélisation et Simulation D’un Laser Entièrement fibré passivement Q-déclenché : Nd+3 :Cr+4.*, Thèse de doctorat, Université Mouloud Mammeri de Tizi-ouzou (Algerie), 2013.
- [57] B. Stuart, M. Feit, A. Rubenchik, B. Shore, and M. Perry, “*Laser-Induced Damage In Dielectrics With Nanosecond to Subpicosecond Pulses*”, Physical Review Letters, vol. 74, no. 12, p. 2248, 1995.
- [58] A. J. McGrath, J. Munch, G. Smith, and P. Veitch, “*Injection-Seeded, Single-Frequency, Q-switched Erbium :Glass Laser For Remote Sensing*”, Appl. Opt., vol. 37, no. 24, pp. 5706–5709, 1998.
- [59] X. Zhang, S. Zhao, Q. Wang, Q. Zhang, L. Sun, and S. Zhang, “*Optimization of Cr4+-Doped saturable-Absorber Q-switched Lasers*”, IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 33, no. 12, pp. 2286–2294, 1997.
- [60] D. Richardson, R. Laming, D. Payne, V. Matsas, and M. Phillips, “*Selfstarting, Passively Modelocked Erbium Fibre Ring Laser Based on The Amplifying Sagnac Switch*”, Electronics Letters, vol. 27, pp. 542–544(2), 1991.
- [61] A. B. Vannes, *Laser De Puissance et Traitements Des Matériaux*, PPUR presses polytechniques, 1991.
- [62] H. Lim, F. O. Ilday, and F. W. Wise, “*Generation Of 2-nJ Pulses From a Femto-second Ytterbium Fiber Laser*”, Opt. Lett., vol. 28, no. 8, pp. 660–662, 2003.
- [63] A. Piper, A. Malinowski, K. Furusawa, and D. Richardson, “*High-Power, High-Brightness, mJ Q-switched Ytterbium-Doped Fibre Laser*”, Electronics Letters, vol. 40, no. 15, pp. 928–929, 2004.
- [64] O. Schmidt, J. Rothhardt, F. Roser, S. Linke, T. Schreiber, K. Rademaker, J. Limpert, S. Ermeneux, P. Yvernault, F. Salin, and A. Tünnermann, “*Millijoule Pulse*

- Energy Q-switched Short-Length Fiber Laser*", Opt. Lett., vol. 32, no. 11, pp. 1551–1553, 2007.
- [65] V. V. Dvoyrin, V. M. Mashinsky, and E. M. Dianov, "*Yb-Bi Pulsed Fiber Lasers*", Opt. Lett., vol. 32, no. 5, pp. 451–453, 2007.
- [66] A. Kurkov, E. Sholokhov, and O. Medvedkov, "*All Fiber Yb-Ho Pulsed Laser*", Laser Physics Letters, vol. 6, no. 2, pp. 135–138, 2009.
- [67] T.-Y. Tsai, Y.-C. Fang, H.-M. Huang, H.-X. Tsao, and S.-T. Lin, "*Saturable Absorber and Gain-Switched All-Yb³⁺ All-Fiber Laser At 976 And 1064 nm*", Opt. Express, vol. 18, no. 23, pp. 23523–23528, 2010.
- [68] C. E. Preda, G. Ravet, and P. Mégret, "*Experimental Demonstration Of a Passive All-Fiber Q-switched Erbium- And Samarium-Doped Laser*", Opt. Lett., vol. 37, no. 4, pp. 629–631, 2012.
- [69] S. Moore, D. Soh, S. Bisson, B. Patterson, and W. Hsu, "Cladding Pumped Q-Switched Fiber Laser Using a Tapered Fiber Saturable Absorber", in *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, pp. 1–2, June 2013.
- [70] M. Tao, X. Ye, Z. Wang, P. Yang, and G. Feng, "*Tm-Ho Co-Doped Fiber-Based High Repetition Rate Passive Q-switching Of an Er-Doped Fiber Laser*", Laser Physics Letters, vol. 11, no. 1, p. 015103, 2014.
- [71] M. Tao, X. Ye, Z. Wang, Y. Yan, G. Feng, P. Yang, and G. Feng, "*Modeling of Tm-Ho Codoped Fiber Saturable Absorber Based Passive Q-switching Of An Er-Doped Fiber Laser*", Laser Physics, vol. 24, no. 8, p. 085110, 2014.
- [72] M. Tao, X. Ye, F. Wang, H. Zhao, Z. Wang, P. Yang, and G. Feng, "*Modeling And Analysis Of A Pulsed Er-Tm Fiber Laser System*", IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 21, no. 1, pp. 37–43, 2015.
- [73] R. Bellman, G. Birnbaum, and W. G. Wagner, "*Transmission of Monochromatic Radiation in a Two-Level Material*", Journal of Applied Physics, vol. 34, no. 4, pp. 780–782, 1963.
- [74] A. Içsevçi and W. E. Lamb, "*Propagation of Light Pulses in a Laser Amplifier*", Phys. Rev., vol. 185, pp. 517–545, 1969.
- [75] W. H. Lowdermilk and J. E. Murray, "*The Multipass Amplifier : Theory and Numerical Analysis*", Journal of Applied Physics, vol. 51, no. 5, pp. 2436–2444, 1980.
- [76] C. Larsen, O. Bang, K. E. Mattsson, P. M. Skovgaard, and K. P. Hansen, *Gain-Switched all-Fiber Lasers and Quasi-Continuous Wave Supercontinuum Generation*, Thèse de doctorat, NKT Photonics A/S/NKT Photonics A/S, 2013.

- [77] B. Dussardier, V. Felice, G. Monnom, Y. Guyot, and G. Boulon, “Cr⁴⁺-Doped Silica-Based Optical Fibers Fluorescence From 0.8 μm to 1.7 μm ”, in *Advanced Solid-State Lasers*, p. MB18, Optical Society of America, 2002.
- [78] G. Martel, M. Bennoud, B. Ortac, T. Chartier, J.-M. Nunzi, G. Boudebs, and F. Sanchez, “Dynamics of a Vectorial Neodymium-Doped Fibre Laser Passively Q Switched by a Polymer-Based Saturable Absorber”, *Journal of Modern Optics*, vol. 51, no. 1, pp. 85–95, 2004.
- [79] M. Benarab, R. Mokdad, H. Djellout, A. Benfdila, O. Lamrous, and P. Meyrueis, “Investigation of The Laser Pumping Power Impact on The Operating Regimes of a Laser Passively Q-Switched by a Saturated Absorber”, *Optical Engineering*, vol. 50, no. 9, pp. 094201–094201–6, 2011.
- [80] B. G. Wybourne and L. Smentek, *Optical Spectroscopy of Lanthanides : Magnetic and Hyperfine Interactions*, CRC Press, 2007.
- [81] T. Jouhti, J. Konttinen, S. Karirinne, O. Okhotnikov, and M. Pessa, “1.55 μm Monolithic GaInAs Semiconductor Saturable Absorber”, *IEE Proceedings - Optoelectronics*, vol. 150, pp. 77–79(2), 2003.
- [82] A. Godefroy, A. Le Corre, S. Salaiin, S. Loualiche, and J. Simon, “1.-%-pm Polarization-Insensitive Optical Amplifier with Strain-Balanced Superlattice Active Layer”, *IEEE photonics technology letters*, vol. 7, no. 5, p. 473, 1995.
- [83] R. Ludwig, R. Schnabel, N. Schunk, and H. Weber, “Multi-Section Semiconductor Laser Structures for Optical Traveling Wave Amplifiers”, *Technical Digest on Optical Amplifiers and Their Applications*, vol. 13, pp. 86–89, 1990.
- [84] M. Guézo, S. Loualiche, J. Even, A. Le Corre, H. Folliot, C. Labbé, O. Dehaese, and G. Dousselin, “Ultrashort, Nonlinear, Optical Time Response of Fe-Doped In-GaAs/InP Multiple Quantum Wells in 1.55- μm Range”, *Applied Physics Letters*, vol. 82, no. 11, pp. 1670–1672, 2003.
- [85] D. Chemla, D. Miller, P. Smith, A. Gossard, and W. Wiegmann, “Room Temperature Excitonic Nonlinear Absorption and Refraction in GaAs/AlGaAs Multiple Quantum Well Structures”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 20, no. 3, pp. 265–275, 1984.
- [86] M. Gicquel-Guézo, *Ultrafast Saturable Absorber Based on Multiple Quantum Wells for all-Optical Signal Regeneration*, theses, INSA de Rennes, 2004.
- [87] G. Spuhler, R. Paschotta, M. Kullberg, M. Graf, M. Moser, E. Mix, G. Huber, C. Harder, and U. Keller, “A Passively Q-Switched Yb :YAG Microchip Laser”, *Applied Physics B*, vol. 72, no. 3, pp. 285–287, 2001.
- [88] A. Sennaroglu, *Solid-State Lasers and Applications*, vol. 119. CRC press, 2006.

- [89] D. Nodop, J. Limpert, R. Hohmuth, W. Richter, M. Guina, and A. Tunnermann, “*High-Pulse-Energy Passively Q-Switched Quasi-Monolithic Microchip Lasers Operating in The Sub-100-ps Pulse Regime*”, Optics letters, vol. 32, no. 15, pp. 2115–2117, 2007.
- [90] J. Dong, P. Deng, Y. Lu, Y. Zhang, Y. Liu, J. Xu, and W. Chen, “*Laser-Diode-Pumped Cr+4,Nd+3 :YAG With Self-Q-Switched Laser Output of 1.4 W*”, Opt. Lett., vol. 25, no. 15, pp. 1101–1103, 2000.
- [91] C. Bartolacci, M. Laroche, T. Robin, B. Cadier, S. Girard, and H. Gilles, “*Effects of Ions Clustering In Nd3+/Al3+-Codoped Double-Clad Fiber Laser Operating Near 930 nm*”, Applied Physics B, vol. 98, no. 2-3, pp. 317–322, 2010.
- [92] B. Dussardier, *Fibres Optiques Dopees aux Terres Rares : Fabrication, Caracterisation et Amplification Selective*, Thèse de doctorat, 1992.
- [93] B. G. Wybourne, *Spectroscopic properties of rare earths*, Interscience Publishers New York, 1965.
- [94] R. Mears, L. Reekie, S. Poole, and D. Payne, “*Neodymium-Doped Silica Single-Mode Fibre Lasers*”, Electronics Letters, vol. 21, pp. 738–740(2), August 1985.
- [95] H. Zellmer, S. Unger, P. Albers, V. Reichel, U. Willamowski, A. Tünnermann, H.-R. Müller, J. Kirchhof, and H. Welling, “*High-Power CW Neodymium-Doped Fiber Laser Operating at 9.2 W With High Beam Quality*”, Opt. Lett., vol. 20, no. 6, pp. 578–580, 1995.
- [96] M. A. Mel’kumov, I. Bufetov, K. S. Kravtsov, A. V. Shubin, and E. M. Dianov, “*Lasing Parameters of Ytterbium-Doped Fibres Doped With P2O5 and Al2O3*”, Quantum Electronics, vol. 34, no. 9, pp. 843–848, 2004.
- [97] A. Saïssy, Z. Cai, and G. Maze, “*Etude De La Fluorescence D’une Fibre en Verre Fluoré dopé Nd3+*”, Revue de Physique Appliquée, vol. 24, no. 8, pp. 821–826, 1989.
- [98] J. Furthner and A. Penzkofer, “*Emission spectra and cross-section spectra of neodymium laser glasses*”, Optical and Quantum Electronics, vol. 24, no. 5, pp. 591–601.
- [99] J. H. Choi, F. G. Shi, A. A. Margaryan, and A. Margaryan, “*Spectral Properties of Nd3+ Ion in New Fluorophosphates Glasses : Judd-Ofelt Intensity Parameters*”, 2003.
- [100] C. Angell, “*Glass Science and Technology Problems and Prospects for 2004 Spectroscopy Simulation and Scattering, and The Medium Range Order Problem in Glass*”, Journal of Non-Crystalline Solids, vol. 73, no. 1, pp. 1 – 17, 1985.
- [101] V. Felice, B. Dussardier, J. K. Jones, G. Monnom, and D. B. Ostrowsky, “*Chromium-Doped Silica Optical Fibres : Influence of The Core Composition on*

- The Cr Oxidation States and Crystal Field*", Optical Materials, vol. 16, no. 1, pp. 269–277, 2001.
- [102] J.-C. Chen, Y.-S. Lin, C.-N. Tsai, K.-Y. Huang, C.-C. Lai, W.-Z. Su, R.-C. Shr, F.-J. Kao, T.-Y. Chang, and S.-L. Huang, "400-nm-bandwidth emission from a cr-doped glass fiber", Photonics Technology Letters, IEEE, vol. 19, pp. 595–597, April 2007.
- [103] e. a. B. Dussardier, "Cr+4 Doped Silica Based Optical Fibers Fluorescence From", Trends Opt. Photonics Ser, vol. 68, pp. 104–108, 2002.
- [104] J. J. G. M. V. Felice, B. Dussardier and D. Ostrowsky, *Cr-doped silica optical fiber : absorption and fluorescence properties*, vol. 11. Eur. Phys. J. Appl. Phys., August 2000.
- [105] J. Degnan, "Optimization of Passively Q-switched Lasers", IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 31, no. 11, pp. 1890–1901, 1995.
- [106] L. E. Erickson and A. Szabo, "Effects of Saturable Absorber Lifetime on the Performance of Giant-Pulse Lasers", Journal of Applied Physics, vol. 37, no. 13, pp. 4953–4961, 1966.
- [107] A. Szabo and R. A. Stein, "Theory of Laser Giant Pulsing by a Saturable Absorber", Journal of Applied Physics, vol. 36, no. 5, pp. 1562–1566, 1965.
- [108] D. J. Richardson, J. Nilsson, and W. A. Clarkson, "High Power Fiber Lasers : Current Status and Future Perspectives]", J. Opt. Soc. Am. B, vol. 27, no. 11, pp. B63–B92, 2010.
- [109] F. Stutzki, F. Jansen, A. Liem, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, "26 mJ, 130 Å W Q-switched Fiber-Laser System With Near-Diffraction-Limited Beam Quality", Opt. Lett., vol. 37, no. 6, pp. 1073–1075, 2012.
- [110] I. Burak, P. L. Houston, D. G. Sutton, J. Steinfield, *et al.*, "Mechanism of Passive Switching in Co₂ Lasers", IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 7, no. 2, pp. 73–82, 1971.
- [111] D. H. Stone, "Effects of Axial Nonuniformity in Modeling Q-Switched Lasers", IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 28, no. 10, pp. 1970–1973, 1992.
- [112] L. Pan, I. Utkin, and R. Fedosejevs, "Experiment and Numerical Modeling of High-Power Passively Q-Switched Ytterbium-Doped Double-Clad Fiber Lasers", IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 46, no. 1, pp. 68–75, 2010.
- [113] R. Bhandari and T. Taira, "Megawatt Level UV Output From [110] Cr+4 :YAG Passively Q-switched Microchip Laser", Opt. Express, vol. 19, no. 23, pp. 22510–22514, 2011.

- [114] L. Provino, J. Dudley, H. Maillotte, N. Grossard, R. Windeler, and B. Eggleton, “*Compact Broadband Continuum Source Based on Microchip Laser Pumped Microstructured Fibre*”, *Electronics Letters*, vol. 37, pp. 558–560(2), 2001.
- [115] D. Marcuse, *Principles of Optical Fiber Measurements*, Elsevier, 2012.
- [116] A. Casamayou, N. Cohen, G. Connan, T. Dumont, L. Fousse, F. Maltey, M. Meulien, M. Mezzarobba, C. Pernet, N. M. Thiéry, *et al.*, *Calcul Mathématique avec Sage*, CreateSpace, 2013.
- [117] F. m. c. Sanchez, P. Le Boudec, P.-L. François, and G. Stephan, “*Effects of Ion Pairs on The Dynamics of Erbium-Doped Fiber Lasers*”, *Phys. Rev. A*, vol. 48, pp. 2220–2229, 1993.
- [118] L. Luo and P. Chu, “*Passive Q-switched Erbium-Doped Fibre Laser With Saturable Absorber*”, *Optics Communications*, vol. 161, no. 4-6, pp. 257 – 263, 1999.
- [119] J. Dupré,, F. Meyer, , and C. Meyer,, “*Influence Des Phénomènes De Relaxation Sur la Forme Des Impulsions Fournies Par un Laser Co2 Déclenché Par un Absorbant Saturable*”, *Rev. Phys. Appl.*, vol. 10, no. 5, pp. 285–293, 1975.
- [120] A. Kurkov, Y. Sadovnikova, A. Marakulin, and E. Sholokhov, “*All Fiber Er-Tm Q-switched Laser*”, *Laser Physics Letters*, vol. 7, no. 11, pp. 795–797, 2010.
- [121] E. M. Sholokhov, A. V. Marakulin, A. S. Kurkov, and V. B. Tsvetkov, “*All-Fiber Q-Switched Holmium Laser*”, *Laser Physics Letters*, vol. 8, no. 5, p. 382, 2011.