

MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE



UNIVERSITÉ MOULOU D MAMMERI DE TIZI-OUZOU

FACULTE DES SCIENCES

DEPARTEMENT DE PHYSIQUE



Laboratoire de Physique et Chimie Quantique

## MÉMOIRE DE MASTER

FILIÈRE : Physique

SPÉCIALITÉ : Nanophysique

Présenté par :

**MOUSSAOUI Nassima**

Thème :

**Modélisation et simulation d'un laser à fibre à double cavité passivement Q-déclenché et à commutation de gain dopée Er-Tm à l'aide du modèle ponctuel**

Devant le jury d'examen composé de :

M. LAMROUS	Omar	Professeur	U.M.M.T.O.	Président
M. DJELLOUT	Hocine	M.C.A	U.M.M.T.O.	Encadreur
M. BOUKELLAL	Ali	Professeur	U.M.M.T.O.	Examineur

Soutenu publiquement le : 02/10/2021

# Remerciements

*Ce travail a été effectué au sein du Laboratoire de Physique et Chimie Quantique (LPCQ) de l'université Mouloud Mammeri de Tizi Ouzou.*

*Je remercie en premier lieu Dieu tout puissant pour m'avoir accordé la puissance, le courage, et la force dans les moments difficiles d'éditer ce travail.*

*Je tiens à exprimer toute ma gratitude au professeur Hamid BOUZAR, Directeur du Laboratoire de Physique et Chimie Quantique (LPCQ) pour son accueil chaleureux, et pour avoir mis à notre disposition les moyens et les conditions nécessaires pour la réussite de ce stage.*

*Je souhaite tout particulièrement exprimer ma plus profonde reconnaissance à mon encadreur monsieur DJELLOUT Hocine pour m'avoir encadré, guidé et conseillé sur ce travail de mémoire, mais également pour son aide précieuse, sa sympathie, sa gentillesse et sa disponibilité de répondre à toutes mes questions. Merci de m'avoir soutenue et encouragée pour réaliser ce travail.*

*J'adresse mes sincères remerciements à tous les membres du jury, d'avoir accepté de donner de leur temps pour évaluer ce modeste travail.*

*Je voudrais remercier chaleureusement la doctorante Lyliia DJEMAI AI pour son soutien inconditionnel depuis toujours. Merci de m'avoir présente à chaque instant, surtout les plus dures, je n'oublierais jamais ce que tu as fait pour moi.*

*Je tiens à remercier ma famille qui a été toujours à mes côtés pour me soutenir et me donner tous les chances pour réussir. Mes pensées vont principalement pour mes parents les plus chères à mes yeux pour leur soutien qui a été également un point important sans lequel je n'aurai certainement pas pu réussir dans mes études, mais aussi vers mes frères pour leur aide sans faille et leurs encouragements permanents.*

*Je n'oublie pas mes camarades et amis, avec lesquels j'ai partagé les meilleurs moments durant mon cursus, mais aussi les moments les plus difficiles, qui resteront gravés dans le livre des souvenirs.*

# Résumé

Les lasers pulsés à fibre optique passivement Q-déclenchés sont d'un grand intérêt dans divers domaines, ils sont simples à fabriquer et pratiques. Récemment, certains auteurs ont fabriqué des lasers dont l'absorbant saturable est placé dans une cavité séparée afin de réduire la durée de vie du niveau métastable de ce dernier par émission stimulée, cela permet d'élargir le choix des terres rares pouvant servir d'absorbants saturables et par conséquent élargir aussi la gamme en longueur d'onde des lasers passivement Q-déclenchés. En perspective visée dans ce sujet de master, nous étudierons un laser à fibre à double cavité passivement Q-déclenché et à commutation de gain dopée Er-Tm émettant à deux longueurs d'ondes 1570 nm et 1860 nm avec le modèle ponctuel afin de comparer les résultats obtenus avec les résultats du modèle à onde progressive.

**Mots-clés** : Laser à fibre, Absorbant saturable, Q-declenchement passif.

# Abstract

Passively Q-switched fiber lasers are of great interest in various fields, they are simple to manufacture and efficient. Recently, some authors have made lasers whose saturable absorber is placed in a separate cavity to reduce the lifetime of the metastable level of the latter by stimulated emission, this makes it possible to increase the range of rare earths which can be used as saturable absorber, and therefore also widen the wavelength range of passively Q-switched lasers. In perspective targeted in this master's subject, we will study a Q-switched dual cavity laser doped Er : Tm emitting at two wavelengths 1570 nm and 1860 nm with the point model in order to compare the results obtained with the results of the traveling wave model.

**Key words** : Fiber laser, Saturable absorber, Passive Q-trigger.

# Table des matières

Table des matières . . . . .	i
Table des figures . . . . .	iv
<b><i>Introduction générale</i></b>	<b>1</b>
<b>1 Généralités sur les lasers</b>	<b>2</b>
1.1 Introduction . . . . .	2
1.2 Laser – Historique . . . . .	2
1.3 Principe de fonctionnement d’un laser en régime continu . . . . .	3
1.4 Interaction rayonnement-matière . . . . .	3
1.4.1 L’émission stimulée (induite) . . . . .	3
1.4.2 L’émission spontanée . . . . .	4
1.4.3 Absorption . . . . .	4
1.5 Rappel sur les terres rares . . . . .	5
1.5.1 Durée de vie d’un niveau d’énergie . . . . .	6
1.6 Fibre optique . . . . .	6
1.6.1 Propagation de la lumière dans la fibre optique . . . . .	6
1.6.2 Effets de propagation linéaire . . . . .	7
a. L’atténuation : . . . . .	8
b. La dispersion : . . . . .	8
1.6.3 Fréquence normalisée . . . . .	8
1.7 Principe de fonctionnement d’un laser en régime impulsionnel (Q-déclenché)	8
1.7.1 Méthodes de déclenchement . . . . .	9
1.7.1.1 Q-déclenchement actif . . . . .	9
1.7.1.2 Q-déclenchement passif . . . . .	9
a. Absorbant saturable (SA) : . . . . .	9
1.8 Principe de fonctionnement d’un laser passivement Q-déclenché par un absor-	
bant saturable . . . . .	10
1.9 Conclusion . . . . .	11
<b>2 Modélisation et simulation à l’aide du modèle ponctuel d’un laser à fibre à</b>	
<b>double cavité passivement Q- déclenché et à commutation du gain dopée</b>	
<b>Er-Tm</b>	<b>12</b>
2.1 introduction . . . . .	12
2.2 Laser entièrement fibré passivement Q-déclenché . . . . .	12
2.3 Principe de fonctionnement d’un laser impulsionnel passivement Q-déclenché	
à double cavités . . . . .	13
2.4 Modélisation à l’aide du modèle ponctuel d’un laser à fibre passivement Q-	
déclenché à double cavité dopée Er –Tm . . . . .	14
2.4.1 Modèle théorique . . . . .	14
2.4.1.1 Différents composants du système laser . . . . .	14

2.4.1.2	Intérêt de la double cavité . . . . .	15
2.5	Niveaux d'énergie de l'erbium et du thulium . . . . .	15
2.6	Les équations de population et les paramètres de simulation . . . . .	16
2.7	Modèle à onde progressive et résultats de simulation . . . . .	19
2.8	Résultats de simulation et discussion . . . . .	21
2.8.1	Détermination de la puissance pompe seuil . . . . .	23
2.9	Conclusion . . . . .	25
	<b><i>Conclusion générale</i></b>	<b>26</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>27</b>

# Table des figures

1.1	Premier laser à rubis [1] . . . . .	2
1.2	a) Les trois éléments essentiels au fonctionnement d'un laser , b) Le phénomène de transition stimulée [2] [3] . . . . .	3
1.3	Émission stimulée de deux photons d'une fréquence $\nu$ telle que $\nu = (E2 - E1)/h$ [4] . . . . .	4
1.4	Émission spontanée d'un photon d'une fréquence $\nu$ telle que $\nu = (E2 - E1)/h$ [4] . . . . .	4
1.5	Absorption d'un photon d'une fréquence $\nu$ telle que $\nu = (E2 - E1)/h$ [4] . . . . .	4
1.6	Tableau périodique des éléments. La famille des terres rares est constituée des lanthanides (éléments 57 à 71), du scandium et de l'yttrium [5]. . . . .	5
1.7	Distribution radiales de probabilité des orbitales 4f, 5s, 5p [7]. . . . .	5
1.8	Fibre optique [9]. . . . .	6
1.9	Principe du guidage par réflexion totale interne [11]. . . . .	7
1.10	schéma générale d'un laser Q-déclenché [12] . . . . .	9
1.11	Transmission de l'absorbant saturable en fonction de l'intensité incidente [14].	10
1.12	Principe de la génération des impulsions géantes d'un laser passivement Q-déclenché [16]. . . . .	10
2.1	Schéma d'un laser à fibre passivement Q-déclenché par absorbant saturable [20]. . . . .	13
2.2	Schéma de principe de fonctionnement d'un laser Q-Switch à double cavité [21].	13
2.3	Architecture du laser à double cavités passivement Q-déclenché et à commutation du gain dopé Er-Tm [18]. . . . .	14
2.4	Transitions énergétiques associées au système laser Er-Tm [18]. . . . .	15
2.5	Diagramme de niveau d'énergie de l'erbium dans un système à trois niveaux [23]. . . . .	16
2.6	Diagramme de niveau d'énergie de thulium dans un système à trois niveaux [24]. . . . .	16
2.7	les paramètres laser utilisée dans la simulation [18]. . . . .	17
2.8	a) : Processus typiques de transition de la population des ions Er et Tm, b) : Processus détaillés de transition (Zoom) [18]. . . . .	18
2.9	a) : Train d'impulsion des deux signaux de sortie à 1570 nm et à 1860 nm en fonction de temps, (b) : Zoom sur l'impulsion de chaque signal [18]. . . . .	18
2.10	Taux de répétition et puissance crête à différentes puissances de pompe [18].	19
2.11	: a) : Puissance du signal à 1570 nm en fonction de temps, b) : Puissance du signal à 1860 nm en fonction de temps [17]. . . . .	19
2.12	Puissance crête pour le signal à 1570 nm et à 1860 nm en fonction de la puissance pompe [17]. . . . .	20
2.13	Fréquence de répétition des signaux à 1570 nm et à 1860 nm en fonction de temps [17]. . . . .	20

2.14	Largeur à mi hauteur des signaux à 1570 nm et à 1860 nm en fonction de temps [17]. . . . .	21
2.15	Densité de populations des ions erbium en fonction de temps. . . . .	22
2.16	Densité de population des ions Tm en fonction de temps. . . . .	22
2.17	Train d'impulsion de signal de sortie laser à 1570nm. . . . .	23
2.18	Train d'impulsion de signal de sortie laser à 1860 nm. . . . .	23
2.19	Puissance crête pour de signal laser à 1570nm et à 1860nm en fonction de la puissance de la pompe. . . . .	24
2.20	Fréquence de répétition des impulsions à 1570 nm et 1860 nm en fonction de la puissance pompe. . . . .	24
2.21	Largeur des impulsions à 1570 nm et 1860 nm en fonction de la puissance pompe. . . . .	25

# Introduction générale

Depuis son apparition au cours des années soixante, le laser est devenu une technologie indispensable dans notre vie quotidienne, son application est omniprésente dans divers domaines comme la médecine, les télécommunications et l'industrie. Le laser est une source lumineuse cohérente et monochromatique, aux propriétés spécifiques très différentes de la lumière ordinaire produite par le soleil ou par les ampoules.

Il existe plusieurs types de lasers, il y a des lasers solides, des lasers à gaz, des lasers à semi-conducteurs, et des lasers à colorants. L'utilisation de la fibre optique comme un milieu amplificateur a induit plusieurs avantages dans différents domaines, en particulier dans le domaine des télécommunications pour sa capacité à véhiculer un grand nombre d'informations sur des longues distances. En général le milieu amplificateur des lasers à fibre est une fibre optique dopée avec des ions de terres rares, ces lasers peuvent fonctionner en régime continu ou en impulsionnel, et dans ce dernier régime il y a des lasers à verrouillage de modes (Mode-lock) qui peuvent délivrer des impulsions avec des durées pouvant atteindre des femto-secondes, et il y a aussi des lasers Q-déclenché, ces derniers peuvent délivrer des impulsions de durées allant de la microseconde à la nanoseconde.

Dans ce travail de mémoire, nous nous intéresserons à l'étude d'un laser à fibre à double cavité passivement Q-déclenché et à commutation de gain dopée Er-Tm, nous allons modéliser et simuler son fonctionnement avec le modèle ponctuel. Le plan de ce manuscrit est le suivant :

Le premier chapitre est un rappel des notions fondamentales concernant le principe de fonctionnement des lasers continus et des lasers à fibre activement et passivement Q-déclenché. Le deuxième chapitre est consacré à l'étude des lasers à double cavité passivement Q-déclenchés, nous exposerons dans ce chapitre la modélisation et la simulation avec le modèle ponctuel le fonctionnement de ces lasers, puis nous présenterons une étude comparative entre nos résultats de simulation obtenus par l'application de ce modèle et ceux de la littérature et aussi avec les résultats obtenus avec le modèle à onde progressive.

# Chapitre 1

## Généralités sur les lasers

### 1.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous donnerons un aperçu des concepts théoriques nécessaires à ce travail de mémoire. Nous commencerons par rappeler le principe de fonctionnement d'un laser en régime continu ainsi que des rappels sur les fibres optiques. Nous présenterons en dernier lieu les lasers Q-déclenché, en détaillant en particulier le déclenchement passif.

### 1.2 Laser – Historique

Le mot LASER provient de l'acronyme anglais « Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation » qui signifie en français « Amplification de la Lumière par Émission Stimulée de Rayonnement », nom donné par le physicien américain Richard Gordon Gould. Le Laser est un dispositif qui a la propriété d'amplifier ou de produire sous forme d'impulsion ou en continue une lumière cohérente, monochromatique, et directive reposant sur le processus d'émission stimulé, prédite par Albert Einstein en 1917. La mise au point de pompage optique en 1950 par le physicien Alfred Kastler conduit à la découverte du M.A.S.E.R. (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation) au gaz d'ammoniac qui fonctionne dans le domaine des micro-ondes, inventé par J.P. Gordon et H.J. ZEIGER et CH. H. Townes en 1953. Théodore Maiman a réalisé le premier laser en 1960 à partir d'un cristal de rubis pompé par des lampes flash, un an plus tard Ali Javan construit le premier laser au gaz (d'hélium et de néon) et le premier laser à liquide est produit en 1966 par Peter Sorokin. Le laser est introduit dans le domaine industriel à partir des années soixante-dix, et on trouve aujourd'hui les applications laser dans différents domaines.

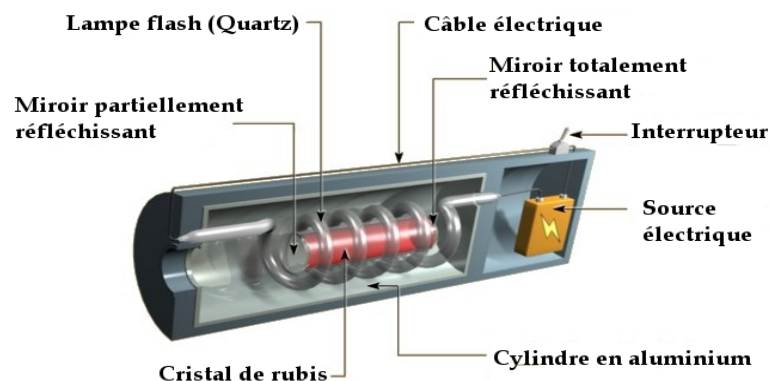
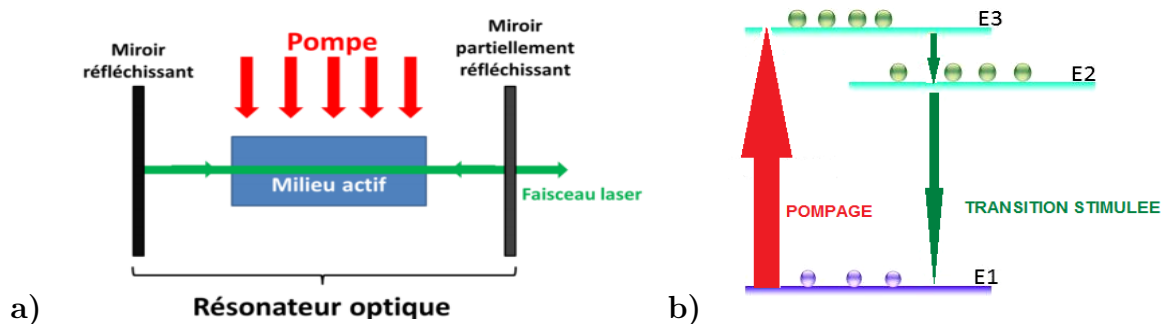


Figure 1.1 – Premier laser à rubis [1]

## 1.3 Principe de fonctionnement d'un laser en régime continu

Le laser est constitué d'un milieu amplificateur (à gain) dans lequel l'amplification de la lumière est possible, d'un système de pompage qui fournit de l'énergie à ce milieu, et d'un résonateur optique (cavité), formée de deux miroirs en parallèles permettant à la lumière de faire plusieurs allers-retours dans le milieu amplificateur. Ce milieu est constitué d'atomes, molécules, ions ou électrons et il peut être de différente nature : solide, liquide, gaz ou plasma. On choisit le milieu actif selon ces propriétés optiques pour pouvoir réaliser en lui le phénomène d'inversion de population et aussi pour avoir un laser qui fonctionne sur la longueur d'onde qu'on a choisit. Le fonctionnement d'un laser repose sur le phénomène d'inversion de populations qui est réalisé par l'apport d'énergie dans le milieu actif. Cette énergie peut être de source électrique, optique ou chimique, dans le cas d'un système à trois niveaux, elle permet l'excitation des atomes du niveau ( $E_1$ ) vers le niveau supérieure ( $E_3$ ), ce niveau a en général une durée de vie très courte, ainsi tout les atomes qui sont excités vers le niveau ( $E_3$ ) se retrouvent immédiatement sur le niveau ( $E_2$ ) qui a une durée de vie assez longue pour permettre la création d'une inversion de population. À partir de l'émission spontanée, le laser commence à se construire par émission stimulée en faisant des allers-retours dans la cavité optique. Au bout d'un certain temps il s'établit un équilibre entre l'énergie de pompage et celle extraite de la cavité par le laser. Ceci correspond à l'apparition de l'état stationnaire pour lequel un faisceau laser est délivré de façon continue par le miroir de sortie.



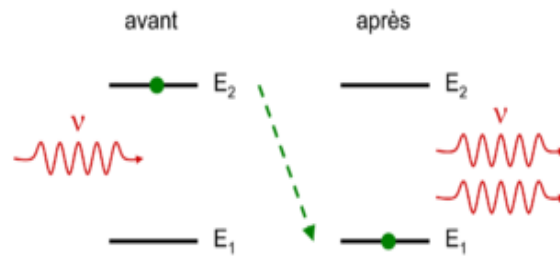
**Figure 1.2** – a) Les trois éléments essentiels au fonctionnement d'un laser , b) Le phénomène de transition stimulée [2] [3]

## 1.4 Interaction rayonnement-matière

Il existe trois processus d'interaction entre un rayonnement et la matière.

### 1.4.1 L'émission stimulée (induite)

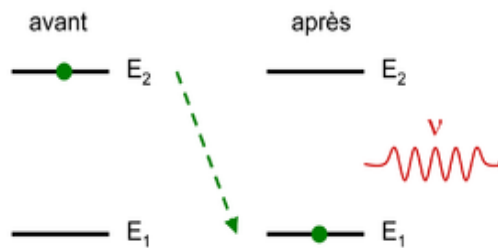
L'émission stimulée se produit lorsqu'un atome dans un état excité  $E_2$ , soumis à un rayonnement de fréquence  $\nu$  et d'énergie ( $E = h\nu = E_2 - E_1$ ) va se désexciter vers le niveau  $E_1$ , en émettant un photon qui prend strictement les mêmes caractéristiques que le photon incident (fréquence, phase, énergie, direction de propagation, état de polarisation). Le photon incident s'enrichit en photons identiques ce qui donne une véritable amplification de la lumière.



**Figure 1.3** – Émission stimulée de deux photons d'une fréquence  $\nu$  telle que  $\nu = (E_2 - E_1)/h$  [4]

### 1.4.2 L'émission spontanée

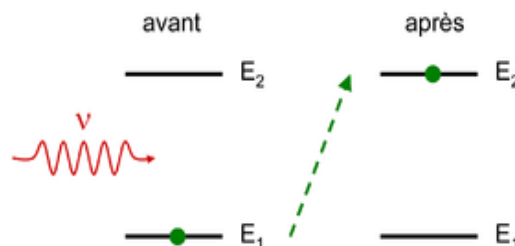
Un atome dans un état excité  $E_2$ , après un certain temps, peut effectuer spontanément une transition vers un état de plus basse d'énergie  $E_1$ , en émettant un photon de fréquence  $\nu$  et d'énergie égale à l'écart énergétique entre les deux niveaux ( $E = h\nu = E_2 - E_1$ ), selon une direction aléatoire.



**Figure 1.4** – Émission spontanée d'un photon d'une fréquence  $\nu$  telle que  $\nu = (E_2 - E_1)/h$  [4]

### 1.4.3 Absorption

L'absorption est un processus dans lequel un atome qui est initialement dans son état fondamental  $E_1$  atteint le niveau excité d'énergie  $E_2$  en absorbant un photon de fréquence  $\nu$ . Le niveau 2 se peuple au dépend de niveau 1.



**Figure 1.5** – Absorption d'un photon d'une fréquence  $\nu$  telle que  $\nu = (E_2 - E_1)/h$  [4]

## 1.5 Rappel sur les terres rares

Les éléments de terres rares regroupent 17 éléments chimiques relativement abondants dans la croûte terrestre et appartiennent à la famille des lanthanides leurs numéros atomiques est compris entre  $Z=57$  à  $Z=71$  (voir tableau).

1 H																	2 He
3 Li	4 Be											5 B	6 C	7 N	8 O	9 F	10 Ne
11 Na	12 Mg											13 Al	14 Si	15 P	16 S	17 Cl	18 Ar
19 K	20 Ca	21 Sc	22 Ti	23 V	24 Cr	25 Mn	26 Fe	27 Co	28 Ni	29 Cu	30 Zn	31 Ga	32 Ge	33 As	34 Se	35 Br	36 Kr
37 Rb	38 Sr	39 Y	40 Zr	41 Nb	42 Mo	43 Tc	44 Ru	45 Rh	46 Pd	47 Ag	48 Cd	49 In	50 Sn	51 Sb	52 Te	53 I	54 Xe
55 Cs	56 Ba	57 La	72 Hf	73 Ta	74 W	75 Re	76 Os	77 Ir	78 Pt	79 Au	80 Hg	81 Tl	82 Pb	83 Bi	84 Po	85 At	86 Rn
87 Fr	88 Ra	89 Ac	104 Rf	105 Db	106 Sg	107 Ph	108 Hs	109 Mt	110 Ds	111 Rg							

58 Ce	59 Pr	60 Nd	61 Pm	62 Sm	63 Eu	64 Gd	65 Tb	66 Dy	67 Ho	68 Er	69 Tm	70 Yb	71 Lu
90 Th	91 Pa	92 U	93 Np	94 Pu	95 Am	96 Cm	97 Bk	98 Cf	99 Es	100 Fm	101 Md	102 No	103 Lr

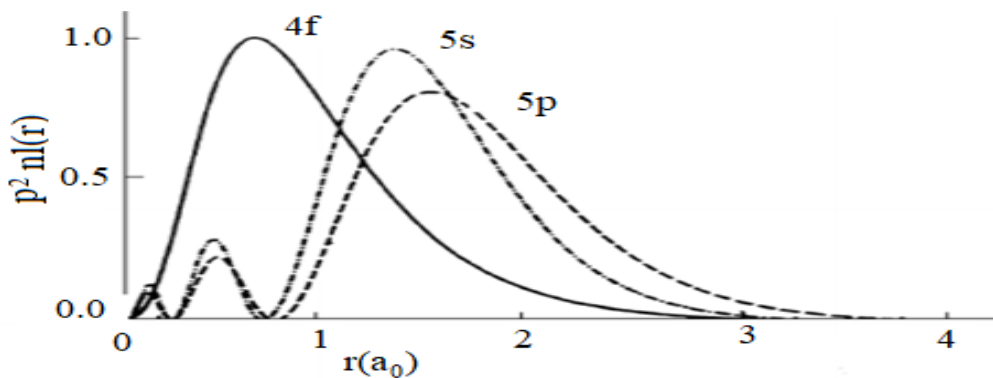
**Figure 1.6** – Tableau périodique des éléments. La famille des terres rares est constituée des lanthanides (éléments 57 à 71), du scandium et de l’yttrium [5].

La structure électronique des terres rares est celle du Xénon

$$[Xe] = 1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 4d^{10} 5s^2 5p^6$$

à laquelle il faut ajouter les électrons des couches 4f, 6s et 5d. En général on les trouve dans les solides sous forme d’ions avec cette structure  $[Xe]4f^n$ .

La couche ( $4f^n$ ) des terres rares avec n de 1 à 14 est protégée par les deux couches pleines  $5s^2$  et  $5p^6$  comme le montre la figure (1.7) des distributions radiales de probabilité des orbitales 4f, 5s, 5p. Les électrons de la couche 4f sont pratiquement insensibles au milieu extérieur et les propriétés spectroscopiques sont très peu influencées par le milieu extérieur dans lequel se trouvent les terres rares [6].



**Figure 1.7** – Distribution radiales de probabilité des orbitales 4f, 5s, 5p [7].

### 1.5.1 Durée de vie d'un niveau d'énergie

Sous l'effet d'un rayonnement électromagnétique, un ion de terre rare présent dans une matrice fait passer ses électrons d'un état fondamental  $E_1$  à un état excité  $E_2$ . L'électron peut revenir à son état initial par deux processus : radiatif et non radiatif. 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 radiative  $A_{ij}$  et non radiative  $W_{NRij}$  [8] :

$$W_T = \sum_j (A_{ij} + W_{NRij}) \quad (1.1)$$

Où  $A_{ij}$  est la probabilité de relaxation radiative et  $W_{NRij}$  est la probabilité de relaxation non radiative.  $W_T$  est inversement proportionnelle à la durée de vie moyenne effective  $\tau$  du niveau  $i$  qui est définie comme la constante de temps qui décrit la relaxation des niveaux excités de l'ion vers les niveaux stables selon la relation :

$$W_T = \frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{NR}} + \frac{1}{\tau} \quad (1.2)$$

Où  $\tau_{rad}$  est la durée de vie radiative et  $\tau_{NR}$  est la durée de vie non-radiative.

## 1.6 Fibre optique

La fibre optique est un mince filament en verre ou en plastique qui conduit la lumière avec des très faibles pertes de puissance. Elle permet la transmission des signaux lumineux à longue distance et sur une large bande de fréquence. C'est un guide d'onde cylindrique constituée d'un cœur d'indice de réfraction  $n_1$  légèrement plus élevé que celui de la gaine  $n_2$  afin de tenir l'avantage de réflexion totale interne (guider la lumière) et l'ensemble (cœur + gaine) est recouvert d'un revêtement de protection en polymère qui lui assure une meilleure résistance mécanique.

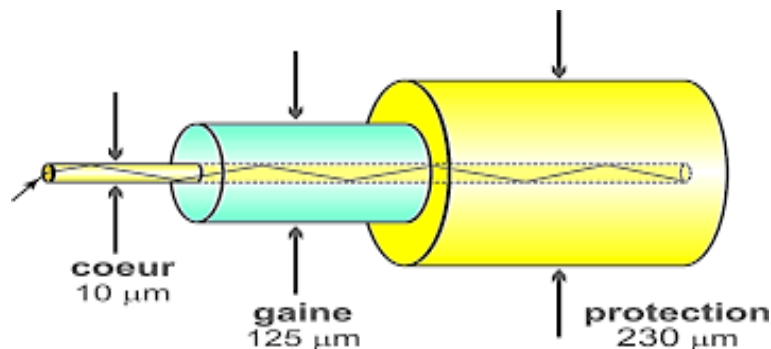
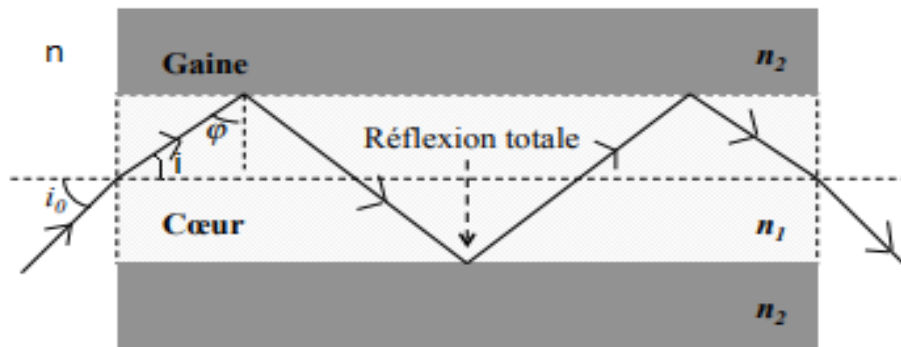


Figure 1.8 – Fibre optique [9].

### 1.6.1 Propagation de la lumière dans la fibre optique

Le principe de propagation de la lumière dans une fibre optique est basé sur le phénomène de réflexion totale interne. Cela signifie que l'indice de la gaine doit être inférieur à celui du cœur ( $n_2 < n_1$ ) et l'angle d'incidence  $\varphi$  du rayon lumineux qui se propage par rapport à la normale à l'interface (cœur-gaine) doit être supérieur à l'angle critique  $\varphi_c$ . La lumière est guidée suivant une série de réflexions totale interne comme est illustré sur la figure 1.9 [10].

$$\sin \varphi_c = \frac{n_2}{n_1} \quad (1.3)$$



**Figure 1.9** – Principe du guidage par réflexion totale interne [11].

La loi de Snell-Descartes à l'entrée de la fibre donne :

$$n \sin i_0 = n_1 \sin i = n_1 \cos \varphi \quad (1.4)$$

$$n_1 \cos \varphi = n_1 \sqrt{1 - \sin^2 \varphi} \quad (1.5)$$

Et pour une réflexion totale on a :

$$\varphi \geq \arcsin \frac{n_2}{n_1} \quad \text{avec} \quad (\varphi_c = \arcsin \frac{n_2}{n_1}) \quad (1.6)$$

Le guidage est possible pour :

$$\varphi > \varphi_c \rightarrow \sin^2 \varphi \geq \sin^2 \varphi_c$$

Ce qui donne l'équation suivante appelée «Condition de guidage» :

$$n \sin i_0 \leq \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (1.7)$$

Comme le milieu est généralement de l'air ( $n = 1$ ), on peut écrire :

$$\sin i_0 \leq \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (1.8)$$

Cette équation exprime la condition sur l'angle d'incidence maximale ou critique de la lumière qui arrive dans l'air pour qu'elle soit guidée dans la fibre. Cet angle est appelée angle d'acceptance de la fibre et on définit l'ouverture numérique ( $ON = \sin i_0$ )

$$ON = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (1.9)$$

Et pour  $n_1 \approx n_2$  on a :

$$ON = n_1 \sqrt{2\Delta_n} \quad (1.10)$$

Où  $\Delta_n = n_1 - n_2$  est la différence relative entre l'indice de réfraction du cœur et de la gaine.

## 1.6.2 Effets de propagation linéaire

La propagation des ondes lumineuses dans les fibres optiques est régie par des effets linéaires tels que la dispersion et l'atténuation.

**a. L'atténuation :** L'atténuation caractérise l'affaiblissement du signal au cours de la propagation dans les fibres optiques. Elle est liée à plusieurs causes comme les absorptions intrinsèques dues aux vibrations des liaisons ou aux transitions électroniques, les absorptions extrinsèques liées à la présence d'impuretés dans le verre, la diffusion de Rayleigh et les différentes pertes (les pertes par injection et les pertes liées aux courbures de la fibre).

**b. La dispersion :** La propagation d'une onde lumineuse dans une fibre optique subit une dispersion qui est traduite par un étalement temporel des impulsions lumineuses. En général, dans le cas des lasers Q-déclenché la dispersion est négligée.

### 1.6.3 Fréquence normalisée

La fréquence normalisée est un paramètre obtenu par la résolution des équations générales de propagation des ondes électromagnétiques dans les fibres optiques. Ces solutions vérifient les conditions de continuité à l'interface cœur/gaine.

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda_0} \sqrt{n_c^2 - n_g^2} = \frac{2\pi a}{\lambda_0} ON \quad (1.11)$$

Où  $\frac{2\pi}{\lambda_0} = K_0$  est le vecteur d'onde dans le vide,  $ON$  est l'ouverture numérique,  $a$  est le rayon de cœur,  $n_c$  est l'indice de réfraction de cœur,  $n_g$  est l'indice de réfraction de la gaine.

On peut déterminer le nombre de modes qui se propagent à l'intérieur de la fibre grâce à la fréquence normalisée.

- Si  $V < 2.405$  : il n'y a qu'un seul mode qui peut se propager, appelé le mode fondamental quasi gaussien (LP01) et la fibre est dite monomode.
- Si  $V > 2.405$  : Plusieurs modes pouvant se propager, la fibre est dite multimode.

## 1.7 Principe de fonctionnement d'un laser en régime impulsif (Q-déclenché)

Le laser impulsif (Q-déclenché) est constitué en général d'un résonateur optique formé de deux miroirs en parallèles, un milieu à gain et un modulateur de pertes (voir figure 1.10). Le principe de fonctionnement du laser en régime impulsif repose sur la modulation du facteur de qualité  $Q$  de la cavité. Initialement la cavité présente beaucoup de pertes, le seuil d'émission n'est plus atteint dans la cavité (pas d'oscillation), alors, toute l'énergie du pompage conduit à l'augmentation du gain sous forme d'une grande inversion de population. Lorsque la cavité est rétablie, on réduisant les pertes (facteur  $Q$  élevé), alors toute l'énergie emmagasinée dans le milieu à gain sera restituée par émission stimulée sous forme d'une impulsion lumineuse de courte durée et de forte intensité.

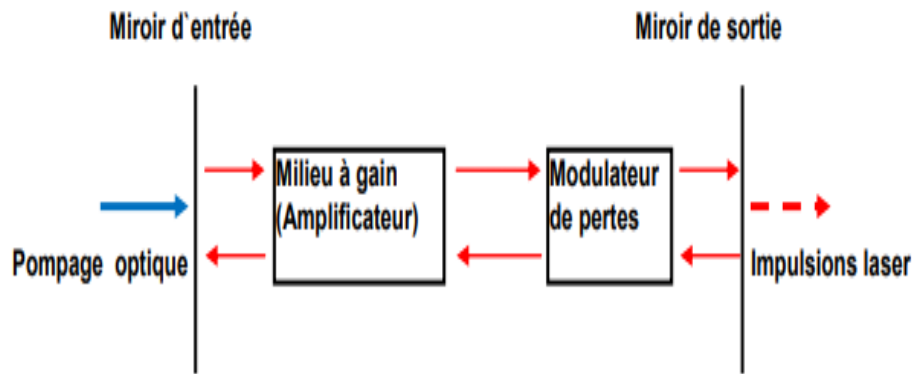


Figure 1.10 – schéma générale d'un laser Q-déclenché [12]

### 1.7.1 Méthodes de déclenchement

On distingue deux types de déclenchements : le déclenchement passif et le déclenchement actif.

#### 1.7.1.1 Q-déclenchement actif

Ce type de déclenchement nécessite une source externe pour le faire fonctionner, qui peut être généralement un élément opto-mécanique comme un miroir inclinable ou un prisme tournant, mais cette technique est peu utilisée actuellement car elle présente beaucoup d'inconvénients, elle est remplacée par des modulateurs acousto-optiques [13] et électro-optique [13].

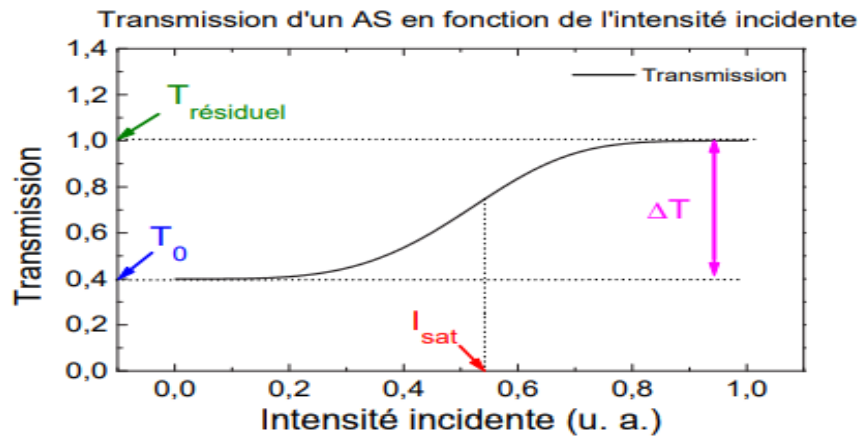
#### 1.7.1.2 Q-déclenchement passif

La modulation passive n'a pas besoin d'une source externe, elle consiste à insérer dans la cavité laser un matériau qui possède des propriétés d'absorption non linéaire en fonction de l'intensité lumineuse qu'il reçoit, ce dernier porte le nom d'absorbant saturable.

**a. Absorbant saturable (SA) :** Les absorbants saturables (Saturable Absorber) sont des matériaux dont la transmission croît par saturation lorsqu'il est traversé par une lumière suffisamment intense. Le déclenchement par des absorbants saturable se fait sans apport d'énergie, et comparativement aux lasers activement Q-déclenché, il n'a pas besoin d'un système électronique pour son fonctionnement. Les absorbants saturables peuvent être de différents types tels que : des cristaux, des semi-conducteurs, et des fibres optiques dopées. L'insertion de ces absorbants dans la cavité optique provoque des pertes importantes sur les signaux peu intenses tant que l'absorbant n'est pas saturé. Cependant lorsque l'absorbant se sature, n'induisant pratiquement plus de pertes, il devient transparent pour des signaux plus intenses.

La figure 1.11 présente la transmission de l'absorbant saturable en fonction de l'intensité lumineuse incidente, pour une faible excitation lumineuse, la transmission de l'absorbant saturable est minimale ( $T_0$ ). Au-delà d'une certaine valeur de l'intensité incidente appelée intensité de saturation ( $I_{sat}$ ) la transmission de l'absorbant saturable augmente jusqu'à ce qu'elle atteigne une valeur maximale de transmission dite transmission résiduelle ( $T_{résiduelle}$ ),

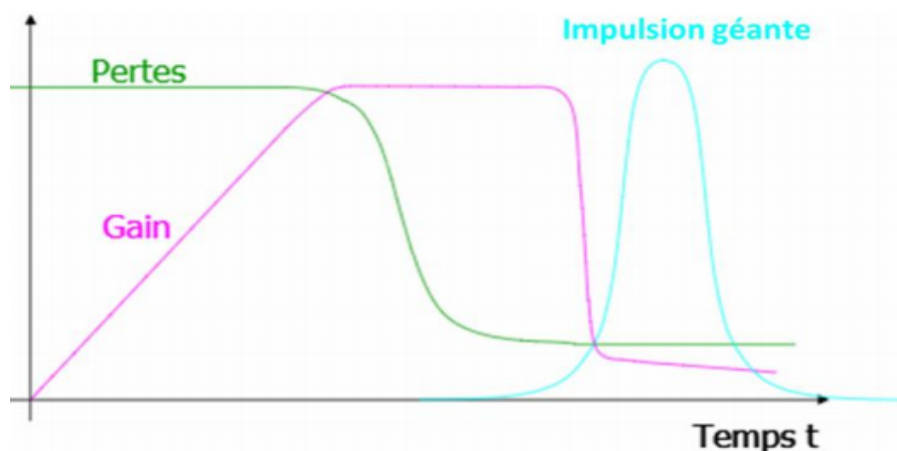
dans le cas d'un absorbant saturable parfait  $T_{résiduelle} = 1$ . La différence de transmission entre les deux états absorbant et saturé est appelée la transmission différentielle ( $\Delta T$ ).



**Figure 1.11** – Transmission de l'absorbant saturable en fonction de l'intensité incidente [14].

## 1.8 Principe de fonctionnement d'un laser passivement Q-déclenché par un absorbant saturable

Dans le cas du déclenchement passif on utilise généralement des absorbants saturables. Ces derniers sont dotés d'une grande capacité d'absorption à la longueur d'onde d'émission du laser. Au début du pompage l'inversion de population (gain) augmente d'une manière linéaire car il n'y a pas d'oscillation laser dans la cavité (voir figure 1.12). Lorsque le gain atteint un certain niveau, il y a apparition de l'émission spontanée amplifiée dans la cavité. Au moment où cette émission atteint l'intensité de saturation de l'absorbant saturable, ce dernier devient transparent et l'oscillation du signal laser se rétablit, et dans ce cas toute l'énergie emmagasinée dans le milieu à gain se trouve restituée par émission stimulée sous forme d'une impulsion laser géante et de courte durée [15].



**Figure 1.12** – Principe de la génération des impulsions géantes d'un laser passivement Q-déclenché [16].

## 1.9 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons rappelé quelques notions de base sur les lasers en régime continu. Nous avons par la suite présenté quelques rappels sur les terres rares ainsi que la durée de vie des niveaux d'énergies. Nous avons ensuite donné un bref aperçu sur la fibre optique. En dernier lieu, nous avons présenté les lasers Q-déclenché ainsi que leurs principes de fonctionnement. Le chapitre qui suit sera consacré à l'étude des lasers à fibre à double cavité passivement Q-déclenché et à la présentation des différents résultats obtenus et leurs discussions.

# Chapitre 2

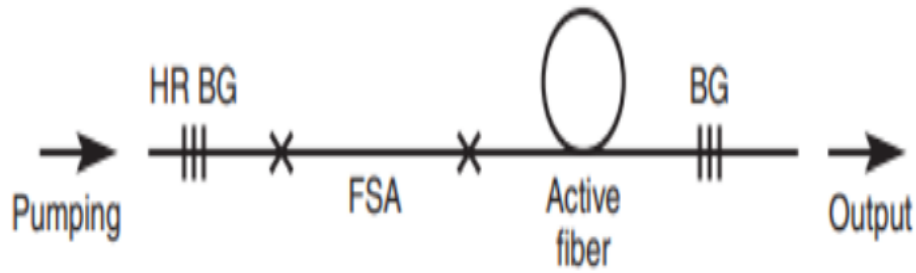
## Modélisation et simulation à l'aide du modèle ponctuel d'un laser à fibre à double cavité passivement Q-déclenché et à commutation du gain dopée Er-Tm

### 2.1 introduction

Ce chapitre est consacré à la modélisation et à la simulation avec le modèle ponctuel d'un laser à fibre à double cavité passivement Q-déclenché et à commutation du gain dopée Er-Tm. Le but de ce travail est d'étudier la validité du modèle ponctuel comparativement au modèle à onde progressive. En effet, le travail de master de l'année dernière [17] montrait un désaccord entre les résultats de simulation avec le modèle ponctuel publiés par Tao [18] et le modèle à onde progressive. Mon travail dans ce stage est de vérifier et de retrouver les résultats publiés par Tao utilisant le modèle ponctuel.

### 2.2 Laser entièrement fibré passivement Q-déclenché

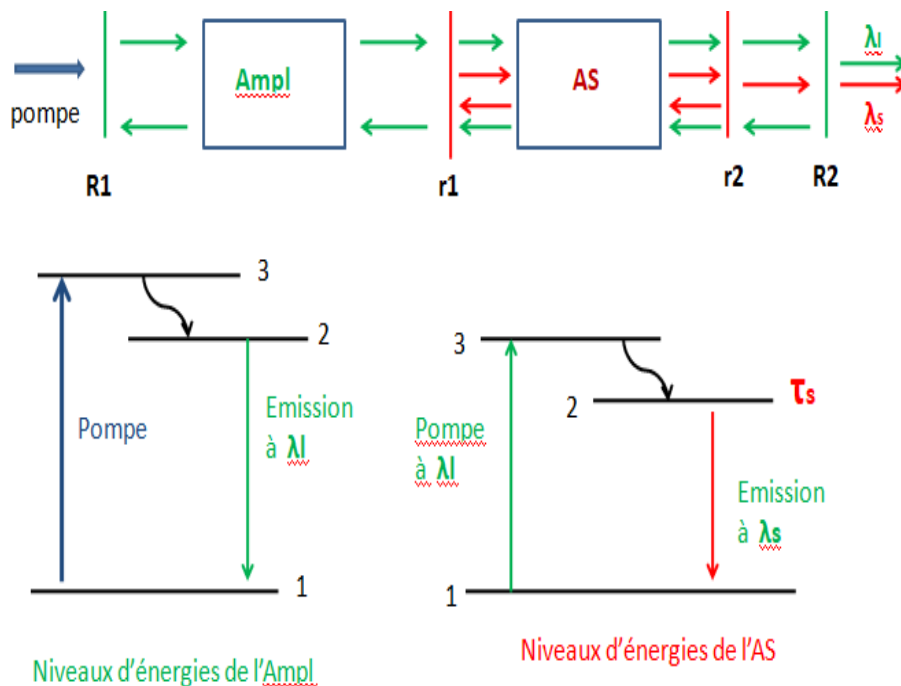
Les lasers à fibre optique Q-déclenchés permettent de générer des impulsions très courtes, typiquement de quelques nanosecondes avec des fortes puissances crêtes, de l'ordre du kW en général, et des énergies par impulsion de l'ordre du microjoule ( $\mu\text{J}$ ) jusqu'au millijoule (mJ). Les lasers entièrement fibrés présentent plusieurs avantages par rapport aux autres lasers, en terme de compacité, confinement de lumière, et longueur d'interaction (grande longueur). Ils présentent en outre l'avantage d'être légers et ne nécessitent pas l'alignement des différents composants les constituant [19]. Dans le cas du déclenchement passif par absorbant saturable, ces lasers sont composés des éléments suivants : une cavité optique formée de deux miroirs réflecteurs (réseaux de Bragg), un milieu amplificateur dopé aux ions de terres rares, un système de pompage qui fournit de l'énergie à ce milieu qui est généralement une diode laser, et une autre fibre optique couplée à celle qui contient le milieu à gain, dopée par un autre type de terres rares qui joue le rôle d'absorbant saturable.



**Figure 2.1** – Schéma d'un laser à fibre passivement Q-déclenché par absorbant saturable [20].

### 2.3 Principe de fonctionnement d'un laser impulsionnel passivement Q-déclenché à double cavités

Le principe de fonctionnement d'un laser Q-déclenché à double cavité repose sur l'utilisation de deux cavités couplées. Les deux miroirs M1 et M2 de réflectivités R1 et R2 à la longueur d'onde d'émission laser  $\lambda_l$  constitue la première cavité laser qui contient le milieu à gain. La deuxième cavité est placée à l'intérieur de la première cavité, elle contient l'absorbant saturable, elle est formée par deux miroirs m1 et m2 de réflectivités r1 et r2 à la longueur d'onde  $\lambda_s$ . Les ions de terre rares qui possèdent des niveaux d'énergies de longue durée de vie ne peuvent pas être utilisés comme des absorbants saturables car ils ne se désexcitent pas d'une manière complète et rapide, ce qui engendre une détérioration du fonctionnement du laser à haute fréquence, le but de la deuxième cavité est de désexciter d'une manière rapide la population du niveau métastable de l'absorbant saturable par émission stimulée.



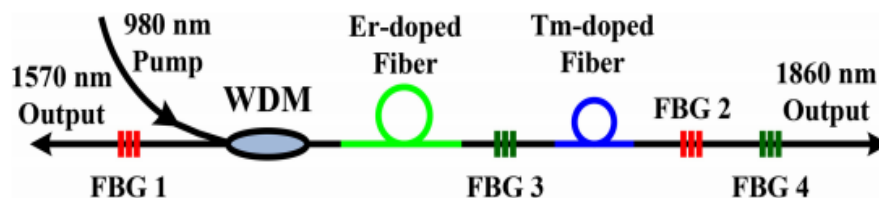
**Figure 2.2** – Schéma de principe de fonctionnement d'un laser Q-Switch à double cavité [21].

## 2.4 Modélisation à l'aide du modèle ponctuel d'un laser à fibre passivement Q-déclenché à double cavité dopée Er – Tm

Le modèle ponctuel est un modèle qui assimile la cavité laser à un point, car il ne tient pas compte de la variation spatiale du gain est des différents signaux lasers pour des temps inférieur à la durée d'un aller retour de la lumière dans la cavité. Dans ce travail, nous allons modéliser et simuler avec ce modèle le laser à fibre à double cavité passivement Q-déclenché et à commutation du gain dopée Er-Tm, émettant à deux longueurs d'onde 1570 nm et 1860 nm, afin de vérifier et de retrouver les résultats obtenus par Tao [18].

### 2.4.1 Modèle théorique

La modélisation et la simulation du fonctionnement d'un laser passivement Q- déclenché à double cavité dopée Er-Tm avec le modèle ponctuel, est publiée en 2015 par Tao et al [18]. L'architecture de ce laser modélisé est présentée sur la figure (2.3). Elle se compose d'une source de pompage CW à 980 nm couplée par un WDM dans une cavité principale dopée Er de longueur de 9 m, fermée par les réseaux de Bragg FBG1 et FBG2 de réflectivité ( $R1 = 30\%$ ) et ( $R2 = 100\%$ ). Une cavité dopée Tm fermée par les réseaux FBG3 et FBG4 dont les réflectivités ( $R3 = 100\%$ ) et ( $R4 = 20\%$ ), est placée à l'intérieur de la cavité dopée Er. Les ions thulium ( $Tm^{+3}$ ) possèdent des caractéristiques d'absorption autour de 1570 nm et constituent le milieu absorbant saturable dans le laser à fibre dopée Er. Le laser pulsé de 1570 nm joue le rôle d'une pompe pour le laser à fibre dopée Tm, et dans ce dernier la fibre dopée Tm fonctionne comme une fibre de gain avec une émission à 1860 nm. Les deux signaux lasers pulsés à 1570 nm et à 1860 nm sont extraits respectivement de FBG1 et FBG4.



**Figure 2.3** – Architecture du laser à double cavités passivement Q-déclenché et à commutation du gain dopé Er-Tm [18].

#### 2.4.1.1 Différents composants du système laser

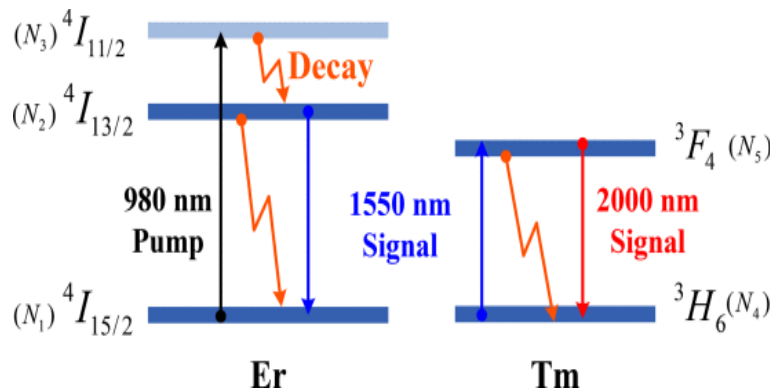
- **WDM** : Le multiplexage en longueur d'onde (Wavelength Division Multiplexing), dans cette architecture il joue le rôle d'un coupleur.
- **FBG** : (Fiber Bragg Gratings) est un réflecteur de Bragg qui agit comme une mémoire très sélective, placé dans un court segment de la fibre optique.
- **Pompe CW** : pompe à onde continue (continuous wave), composé de plusieurs diodes lasers.

### 2.4.1.2 Intérêt de la double cavité

Comme la durée de vie de niveau d'énergie métastable  $3F_4$  des absorbants saturables (ions  $Tm^{+3}$ ) est assez élevée (300 – 500)  $\mu s$ , ces derniers ne peuvent pas récupérer toutes ses performances après la première impulsion, ce qui provoque une détérioration de l'efficacité du laser. L'avantage d'utiliser la deuxième cavité (la cavité à fibre dopée Tm), c'est d'obliger ces absorbants à se désexciter plus rapidement par l'émission stimulée et diminuer la durée de vie de leur niveau métastable  $3F_4$  et d'améliorer ainsi les performances du laser. Cette technique permet d'élargir le choix des terres rares pouvant être utilisés comme des absorbants saturables et par conséquent élargir la gamme en longueur d'onde des lasers passivement Q-déclenchés.

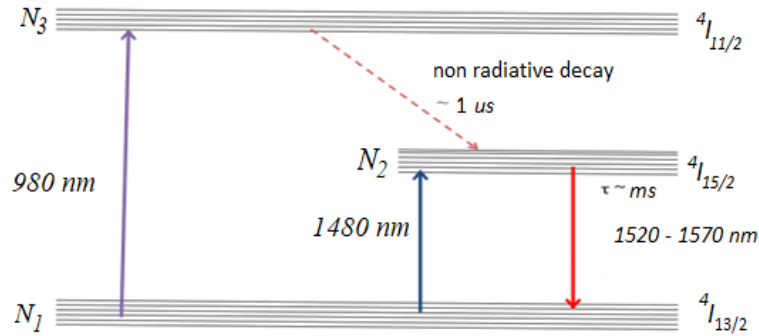
## 2.5 Niveaux d'énergie de l'erbium et du thulium

Dans le système laser précédent les deux ions terres rares erbium ( $Er^{+3}$ ) et thulium ( $Tm^{+3}$ ) sont choisis comme ions de dopage car elles présentent l'avantage d'avoir des bandes d'émission très large ce qui offre au laser une accordabilité élevée en longueur d'onde. Les transitions laser et les niveaux d'énergie de ces ions terres rares ainsi le pompage utilisé pour réaliser les émissions laser sont illustrés sur la figure 2.4.



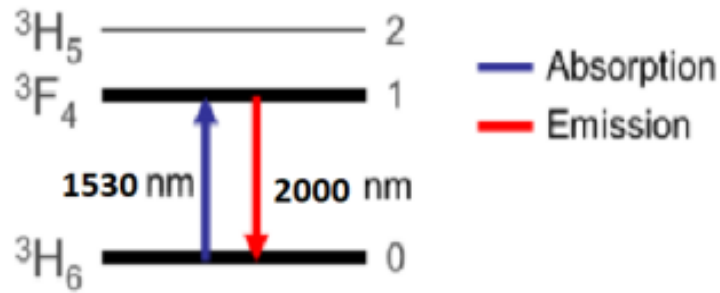
**Figure 2.4** – Transitions énergétiques associées au système laser Er-Tm [18].

La fibre dopée erbium donne lieu à une transition laser autour de  $1,5 \mu m$ , cette transition peut être pompée à 980 nm et à 1480 nm, on utilise généralement le pompage à 980 nm car avec ce pompage l'Er se comporte comme un système laser à trois niveaux d'énergie avec une émission à la longueur d'onde  $\lambda = 1,53 \mu m$  (cf figure 2.5) [22]. L'absorption de signal de 980 nm permet l'excitation des atomes erbium du niveau fondamental  $4I_{13/2}$  vers le niveau supérieur  $4I_{11/2}$  ainsi la population de ce dernier se désexcite rapidement par une transition non radiative vers le niveau  $4I_{15/2}$ . Le temps de relaxation est très court, on peut ainsi avoir une inversion de population entre les deux niveaux  $4I_{15/2}$  et  $4I_{13/2}$  correspondant à une émission laser au voisinage de 1530 nm (1520 – 1570) nm. Dans un système à trois niveaux les transitions de l'ion erbium sont données par le diagramme de niveau d'énergie présenté sur la figure 2.5.



**Figure 2.5** – Diagramme de niveau d'énergie de l'erbium dans un système à trois niveaux [23].

La fibre dopée thulium permet de réaliser des émissions laser autour de  $2 \mu\text{m}$ , en excitant le niveau d'énergie  $3F_4$ . Cette excitation peut se faire par absorption d'un signal autour de  $1650 \text{ nm}$  sur une bande de  $150 \text{ nm}$ , ou bien par une fibre dopée erbium (voir figure 2.6). Le pompage à  $1530 \text{ nm}$  présente plusieurs avantages car il correspond à la bande d'émission des lasers à fibre dopée erbium [24].



**Figure 2.6** – Diagramme de niveau d'énergie de thulium dans un système à trois niveaux [24].

## 2.6 Les équations de population et les paramètres de simulation

Le fonctionnement du laser passivement Q-déclenché à double cavité dopée Er-Tm, modélisé avec le modèle ponctuel par Tao et al, est régi par les quatre équations cinétiques suivantes :

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{\phi}{\tau_r} \{ [\sigma_e N_2 - \sigma_a (N_{Er} - N_2)] 2L + [\sigma_{es-sa} N_5 - \sigma_{as-sa} (N_{Tm} - N_5)] 2L_s - [\delta - \ln(R_1 \cdot R_2)] \} + \beta \cdot N_2 \quad (2.1)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{\lambda_p \sigma_{ap}}{A h c} P (N_{Er} - N_2) - \frac{N_2}{\tau_2} - \frac{c}{n} \phi [\sigma_e N_2 - \sigma_a (N_{Er} - N_2)] \quad (2.2)$$

$$\frac{dN_5}{dt} = - [\sigma_{es-sa} N_5 - \sigma_{as-sa} (N_{Tm} - N_5)] \frac{c}{n} \phi - \frac{N_5}{\tau_5} - \frac{c}{n} \phi [\sigma_{es} N_5 - \sigma_{as} (N_{Tm} - N_5)] \quad (2.3)$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{\varphi}{\tau_{rs}} \{ [\sigma_{es} N_5 - \sigma_{as} (N_{Tm} - N_s)] \cdot 2L_s - [\delta - \ln(R_3 R_4)] \} + \beta \cdot N_5 \quad (2.4)$$

## Modélisation et simulation à l'aide du modèle ponctuel d'un laser à fibre à double cavité passivement Q-déclenché et à commutation du gain dopée Er-Tm

$\phi$  et  $\varphi$  représentent les densités de photons à 1570 nm et 1860 nm à l'intérieur de la cavité.  $N_{Er}$  et  $N_{Tm}$  sont les densités totales de population des ions erbium et thulium,  $\sigma_e$  et  $\sigma_a$  sont les sections efficaces d'émission et d'absorption de la fibre dopée Er à 1570 nm et  $\sigma_{ap}$  sa section efficace d'absorption à 980 nm.  $\sigma_{es-sa}$  et  $\sigma_{as-sa}$  désignent les sections efficaces d'émission et d'absorption de la fibre dopée Tm à 1570 nm, et à 1860 nm ses sections sont données par  $\sigma_{es}$  et  $\sigma_{as}$ ,  $\delta$  caractérise les pertes intrinsèque de la cavité laser,  $\beta$  est le coefficient d'émission spontanée.  $R_1, R_2, R_3$  et  $R_4$  sont respectivement les réflectivités des réseaux FBG 1, FBG 2, FBG 3 et FBG 4. P est la puissance de la pompe à 980 nm et  $\lambda_p$  sa longueur d'onde. A représente la zone efficace de dopage de la fibre dopée Er, h est la constante de Planck et c est la vitesse de la lumière dans le vide,  $\tau_2$  et  $\tau_5$  sont les durées de vie des niveaux d'énergie ( $4I_{13/2}$ ) et ( $3F_4$ ) respectivement,  $\tau_r$  et  $\tau_{rs}$  désignent les temps d'aller-retour de la lumière dans les cavités laser à fibre dopée Er et Tm respectivement et ils sont donnés par les relations suivantes :

$$\tau_r = \frac{2n(L_p + L_s + 1)}{c} \quad (2.5)$$

$$\tau_{rs} = \frac{2n(L_p + L_s + L)}{c} \quad (2.6)$$

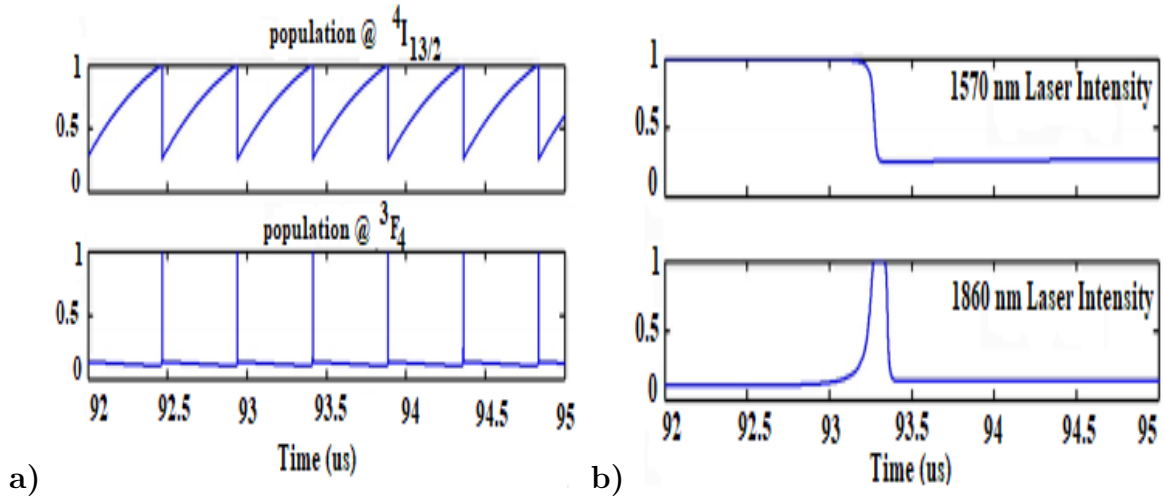
Les différents paramètres utilisés dans les simulations numériques sont énumérés dans le tableau (2.7). Notant en plus que dans les équations cinétiques publiées par Tao le facteur 2 à coté de L et  $L_s$  est omis.

Paramètre	Valeur	Paramètre	Valeur	paramètre	Valeur
$N_{Er}$	$1.41. 10^{25} m^{-3}$	$\sigma_{as-sa}$	$1.44. 10^{-24} m^2$	$\delta_2$	0.01
$N_{Tm}$	$3 10^{25} m^{-3}$	$\sigma_{es-sa}$	$1.44. 10^{-25} m^2$	l	9 m
H	$6.626 .10^{-34}$ J.s	$R_1$	0.3	$l_p$	1 m
$\tau_2$	10 ms	$R_2$	0.3	$l_{sa}$	0.4 m
$\tau_5$	334.7 $\mu$ s	$R_3$	1	$\beta_1$	$1. 10^{-7} s^{-1}$
$\sigma_{as}$	$0.56. 10^{-25} m^2$	$R_4$	0.2	$\beta_2$	$1. 10^{-7} s^{-1}$
$\sigma_{es}$	$5.96. 10^{-25}$ $m^2$	A	$63.6. 10^{-12} m^2$	$\lambda_p$	$980. 10^{-9} m$
$\sigma_a$	$4.6. 10^{-16} m^2$	C	$3.10^8 m /s$		
$\sigma_e$	$2.3 .10^{-25} m^2$	N	1.5		
$\sigma_{ap}$	$3.1. 10^{-25} m^2$	$\delta_1$	0.01		

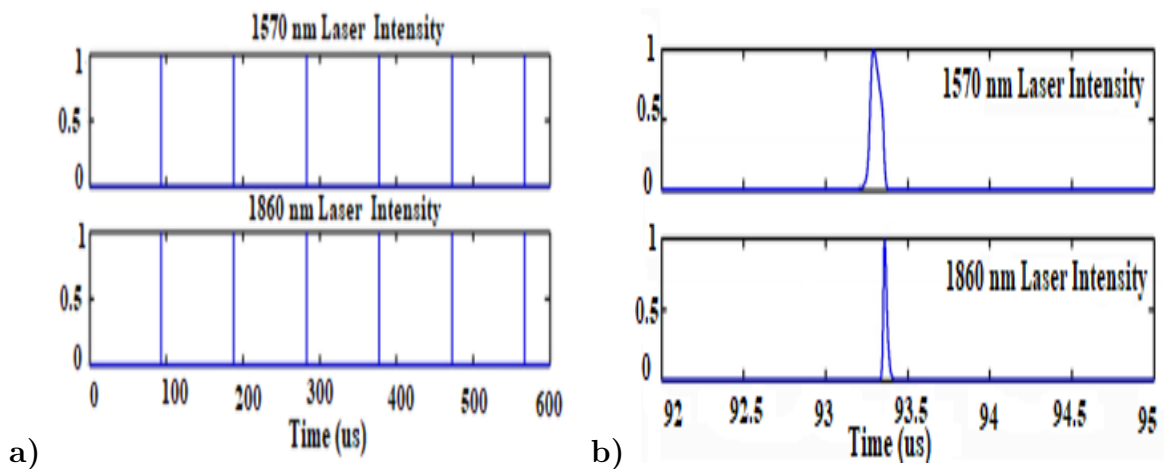
**Figure 2.7** – les paramètres laser utilisée dans la simulation [18].

La figure (2.8) nous montre l'évolutions de l'inversion de population de l'Er et du Tm en fonction du temps, pour une puissance pompe de 0.4 W, par contre la figure (2.9) nous montre les deux trains d'impulsions laser à 1570 nm et 1860 nm. La fréquence répétition

des impulsions des deux signaux lasers est la même et elle est de 10.5 KHz, par contre la largeur à mi-hauteur des impulsions à 1570 nm (80.5 ns) sont plus longues que celles à 1860 nm (23.9 ns).



**Figure 2.8** – a) : Processus typiques de transition de la population des ions Er et Tm, b) : Processus détaillés de transition (Zoom) [18].



**Figure 2.9** – a) : Train d'impulsion des deux signaux de sortie à 1570 nm et à 1860 nm en fonction de temps, (b) : Zoom sur l'impulsion de chaque signal [18].

Les simulations numériques des caractéristiques de sortie du laser à 1570 nm et du laser à 1860 nm tel que le taux de répétition et la puissance crête à différentes puissances de pompe sont présentés sur la figure (2.10).

Le taux de répétition des impulsions augmente presque linéairement en fonction de la puissance de la pompe avec une pente de 23,4 kHz / W, par contre les puissances crêtes des deux signaux ne varient pas avec la puissance pompe, et on remarque que les puissances crêtes des impulsions de 1860 nm sont beaucoup plus élevées que celles à 1570 nm.

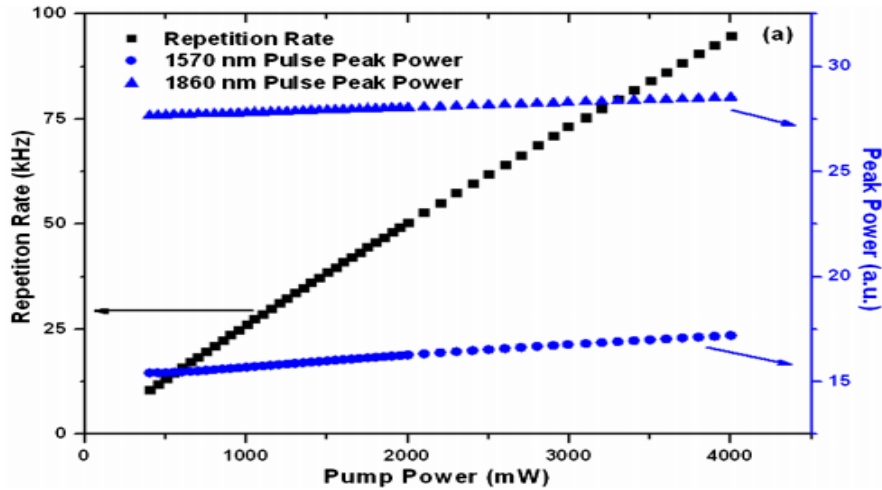


Figure 2.10 – Taux de répétition et puissance crête à différentes puissances de pompe [18].

## 2.7 Modèle à onde progressive et résultats de simulation

Le modèle à onde progressive est un modèle qui tient compte en même temps de la variation spatiale et temporelle du gain et des différents signaux laser à l'intérieur de la cavité. La modélisation et la simulation du laser précédent avec le modèle à onde progressive est effectuée l'année dernière en stage de Master [17]. Les équations régissant le fonctionnement du laser sont des équations spatio-temporelles qui dépendent à la fois de l'espace et du temps. Les résultats des simulations avec les mêmes paramètres que ceux utilisés par Tao [18] indiquent que sous une puissance de pompe 0.4 w (0.5 w) à 980 nm le laser à fibre dopée Er-Tm ne fonctionne pas, et cela est montré par l'absence des impulsions laser comme on peut le voir sur la figure (2.11).

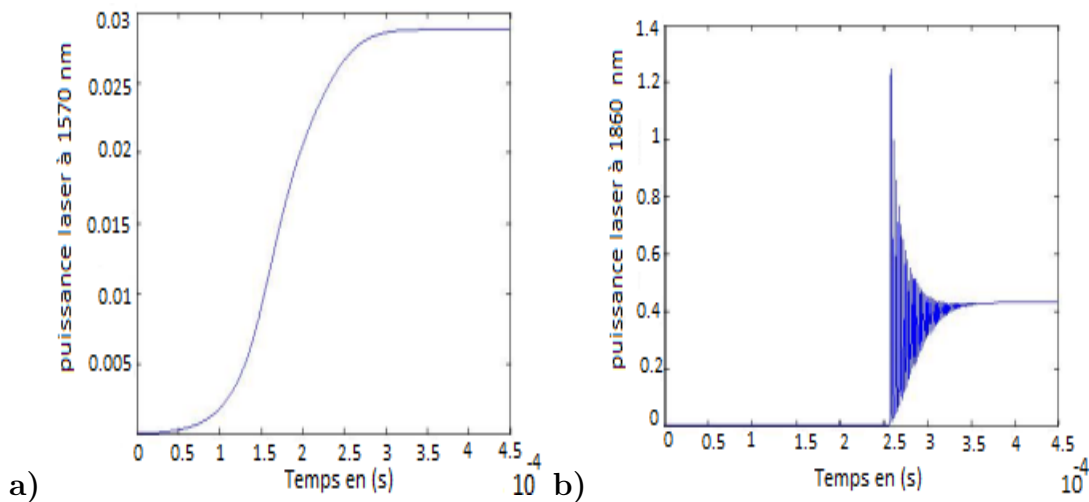


Figure 2.11 – : a) : Puissance du signal à 1570 nm en fonction de temps, b) : Puissance du signal à 1860 nm en fonction de temps [17].

Cependant pour une concentration d'absorbants saturables très différente de celle utilisée dans l'article de Tao ( $5 \times 10^{24} m^{-3}$ ) 3 fois moindre que celle des ions erbium, les simulations montre l'existence de régime impulsionnel pour une puissance de pompe  $P = 1$  W. Les

figures qui suivent présentent quelques résultats de ce modèle à différentes puissances pompe.

La figure (2.12) montre la variation de la puissance crête des impulsions laser aux deux longueurs d'onde 1570 nm et 1860 nm à différentes puissances pompes, pratiquement les deux courbes sont linéaire. Et la figure (2.13) nous montre la variation de la fréquence de répétition des deux signaux laser en fonction de la pompe, la fréquence de répétition augmente d'une manière linéaire avec une pente  $\cong 7.49$  KHZ/W, et elle est la même pour les deux longueurs d'ondes.

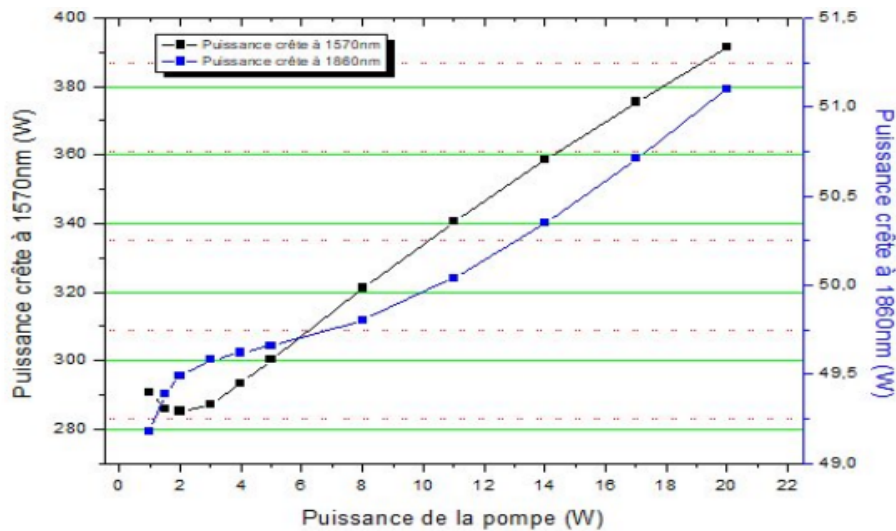


Figure 2.12 – Puissance crête pour le signal à 1570 nm et à 1860 nm en fonction de la puissance pompe [17].

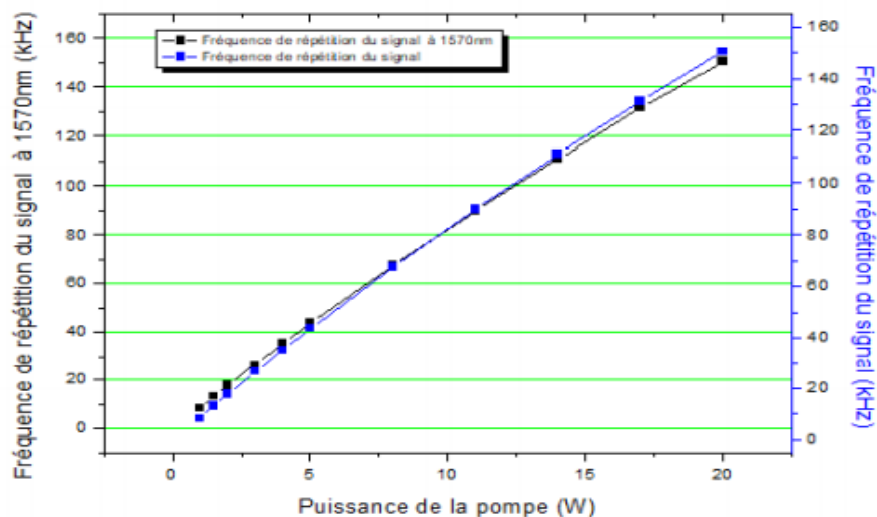
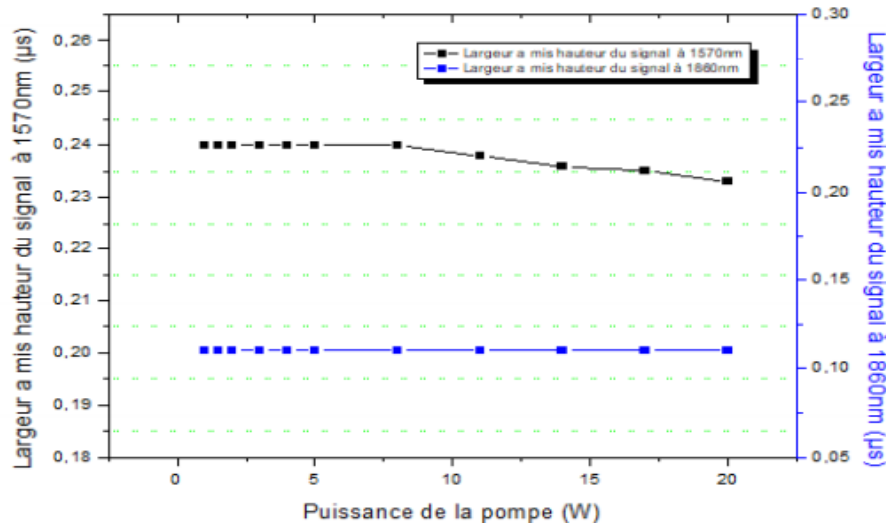


Figure 2.13 – Fréquence de répétition des signaux à 1570 nm et à 1860 nm en fonction de temps [17].

La figure (2.14) montre l'évolution de la largeur à mi hauteur des impulsions à 1570 nm et 1860 nm en fonction de la puissance pompe, les deux courbes sont pratiquement linéaire et les largeurs à mi hauteur ne varie pratiquement pas avec la puissance de pompe de

plus la largeur à mi hauteur à 1570 nm est plus élevée (233 ns) que celle des impulsions à 1860 nm (110 ns).



**Figure 2.14** – Largeur à mi hauteur des signaux à 1570 nm et à 1860 nm en fonction de temps [17].

## 2.8 Résultats de simulation et discussion

Dans ce travail nous avons modélisé et simulé le fonctionnement d'un laser à fibre dopée Er-Tm avec le modèle ponctuel par un code MATLAB, en utilisant les mêmes équations et paramètres de simulations que ceux utilisés par Tao et al (tableau??), cependant, nous avons introduit le facteur (2) à coté de  $L$  et  $L_s$  qui a été omis dans les équations de Tao. En effet, le facteur (2) est considéré pour tenir compte de la variation des densités de photons relatifs aux deux signaux laser à 1570 nm et 1860 nm sur un aller retour de la lumière dans la cavité.

Nos résultats de simulations montrent qu'on observe un régime impulsionnel sur les deux longueurs d'ondes, et donc le facteur (2) qui a été omis ne peut pas expliquer le désaccord entre le modèle ponctuel et le modèle à onde progressive.

Les figures (2.15) et (2.16) montrent respectivement l'évolution de l'inversion de population des ions Er et Tm en fonction du temps pour une puissance de pompe de 0.4 W. Ces figures sont pratiquement identiques, à un facteur près, à celles obtenues par Tao ce qui s'explique par le facteur (2) qu'on a introduit dans les équations.

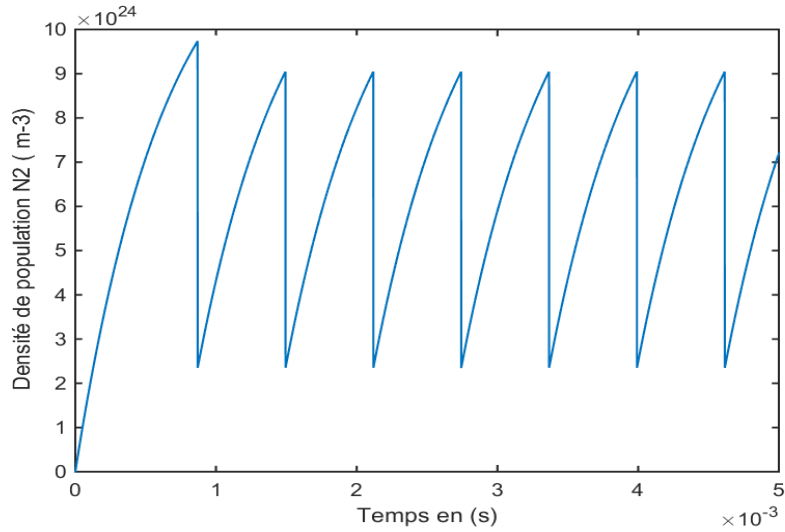


Figure 2.15 – Densité de populations des ions erbium en fonction de temps.

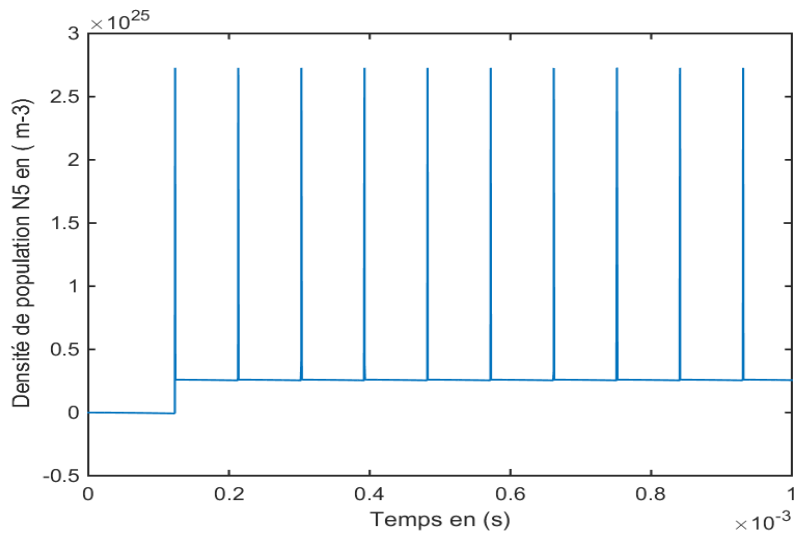


Figure 2.16 – Densité de population des ions Tm en fonction de temps.

Contrairement au résultats du modèle à onde progressive nos résultats de simulation numérique avec le modèle ponctuel indiquent le fonctionnement du laser à fibre dopée Er-Tm sous une puissance de pompe de 0.4 w. Cela est montré par la présence des trains d'impulsions aux deux longueurs d'onde à 1570 nm et à 1860 nm comme on il est observé sur les figures (2.17 et 2.18).

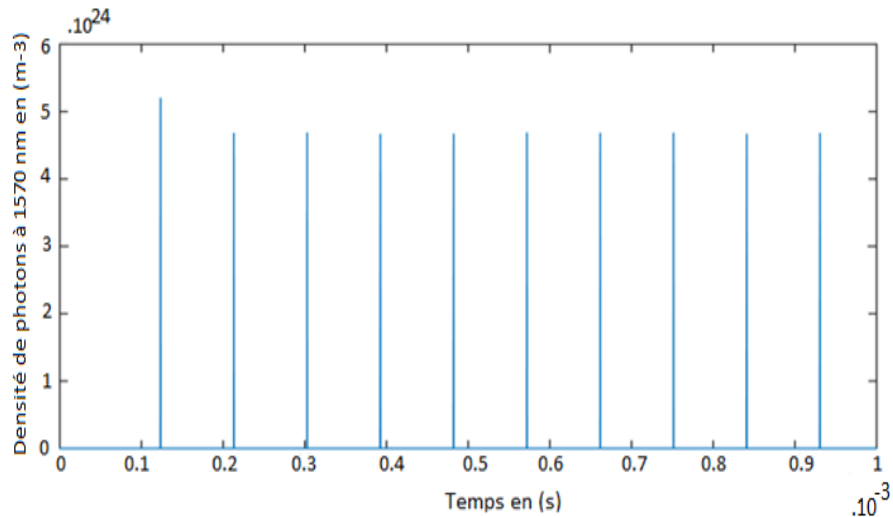


Figure 2.17 – Train d'impulsion de signal de sortie laser à 1570nm.

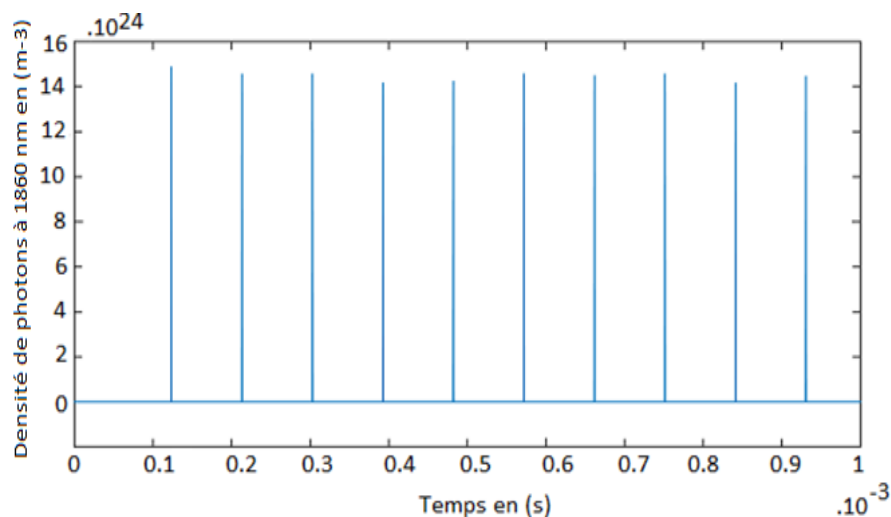


Figure 2.18 – Train d'impulsion de signal de sortie laser à 1860 nm.

Les impulsions générées à 1860 nm possèdent une courte durée d'impulsion (20 ns) comparativement à celles générées à 1570 nm (70 ns), ce qui s'explique par la longueur de la cavité (fibre dopée Tm) qui est beaucoup plus courte (0.4 m). Le taux de répétition de ces impulsions laser est le même aux deux longueurs d'onde, et il est de (11.14 kHz).

### 2.8.1 Détermination de la puissance pompe seuil

La puissance pompe seuil est la valeur minimale de la puissance pompe nécessaire pour avoir des trains d'impulsions sur les deux longueurs d'onde. La valeur de cette puissance pompe seuil vaut (0.06 w) dans le modèle ponctuel et elle est d'environ 1 W dans le modèle à onde progressive.

La figure (2.19) illustre l'évolution de la puissance crête des deux signaux laser en fonction de la puissance de pompe. Pour tracer ces graphes nous avons relevé les puissances crêtes des impulsions de chaque signal laser à différentes puissances de pompes (de 0.06 w jusqu'à

4.56 w). Sur cette figure on peut voir que les deux courbes ne varient pas en fonctions de la puissance pompe. Les puissances crêtes des impulsions à 1860 nm sont beaucoup plus élevées que celle des impulsions à 1570 nm en raison de sa courte durée d'impulsion, pour les deux signaux ces puissances prennent pratiquement une valeur stable, c'est-à-dire ne varie pas en fonction de la puissance de la pompe, d'où on peut dire que le phénomène d'inversion de population est limité et donc le laser est optimisé.

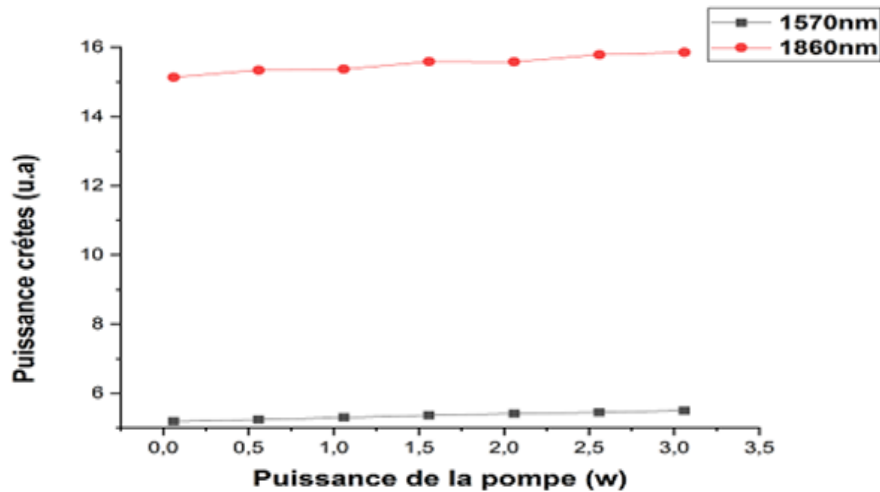


Figure 2.19 – Puissance crête pour de signal laser à 1570nm et à 1860nm en fonction de la puissance de la pompe.

La figure (2.20) présente la variation de la fréquence de répétition des impulsions en fonction de la puissance pompe, La fréquence de répétition des impulsions à 1570 nm et à 1860 nm augmente presque linéairement en fonction de la puissance pompe avec une pente de 25,13 kHz /W. On remarque que les deux courbes sont confondues ce qui signifie que les deux signaux possèdent la même fréquence de répétition, notant que cette caractéristique on la retrouve aussi dans les résultats de simulations obtenus avec le modèle à onde progressive.

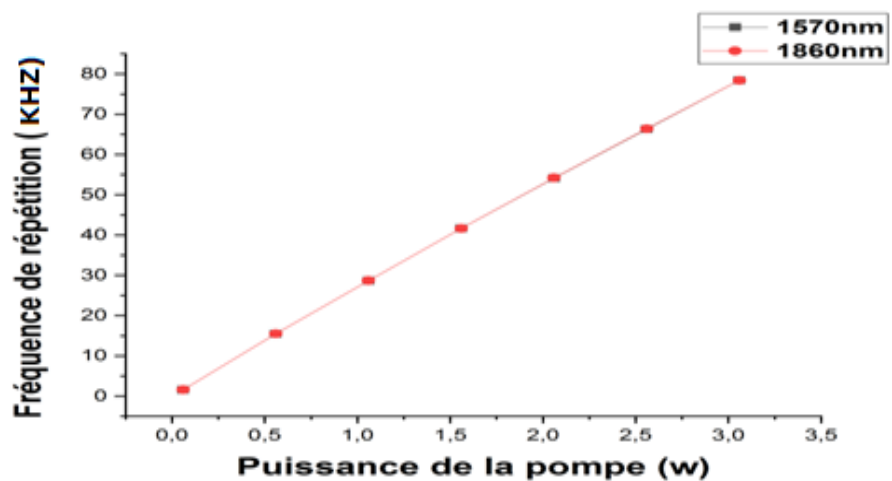
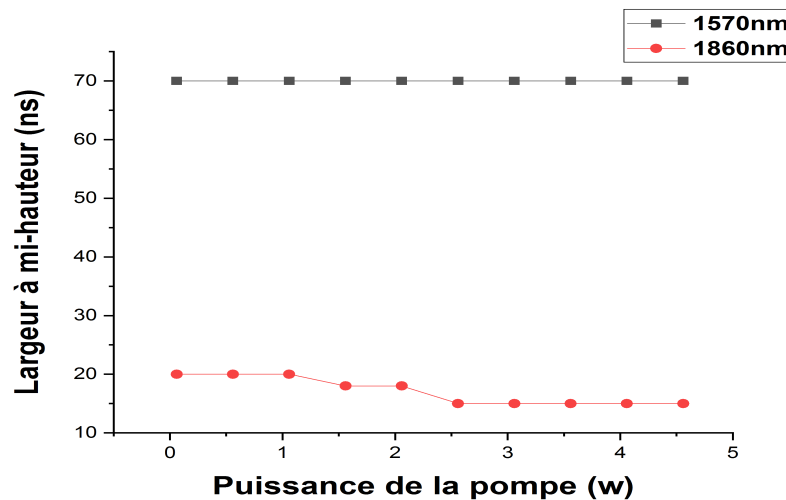


Figure 2.20 – Fréquence de répétition des impulsions à 1570 nm et 1860 nm en fonction de la puissance pompe.

Comme l'augmentation de la puissance pompe n'a aucune influence sur les puissances crêtes des impulsions, (voir figure 2.19), le laser est donc optimisé, alors toute l'énergie supplémentaire de la pompe engendre une augmentation de la fréquence de répétition des impulsions.

La figure (2.21) illustre l'évolution de la largeur à mi-hauteur des impulsions en fonction de la puissance pompe.



**Figure 2.21** – Largeur des impulsions à 1570 nm et 1860 nm en fonction de la puissance pompe.

Ces deux graphes montrent que la largeur des impulsions générées à 1570 nm prend une valeur stable (70 ns) à différentes puissances pompes, et elle est plus importante que celle des impulsions à 1860 nm (20 ns). La largeur à mi-hauteur des impulsions dépend de la longueur de la cavité, plus la longueur de la cavité est petite plus la largeur à mi-hauteur des impulsions est courte. Dans le laser pulsé à 1860 nm la longueur de la cavité est plus courte (0.4 m) ce qui justifie que les impulsions à 1860 nm ont une petite largeur. En augmentant l'amplitude de la pompe de 0.06 w jusqu'à 4.56 w, on observe bien que les largeurs des impulsions à 1860 nm et à 1570 nm restent stables, ceci est dû au fait que le laser est optimisé car même la puissance crête des impulsions ne varie pas avec la pompe. Autrement dit, l'inversion de population des deux fibres dopées Er et Tm ne peuvent pas augmenter au-delà de leurs maximums malgré l'augmentation de la puissance pompe.

## 2.9 Conclusion

Nos simulations numériques avec le modèle ponctuel montre qu'on observe un régime impulsionnel sur les deux longueurs d'ondes, et que nous retrouvons pratiquement les mêmes résultats de simulations à un facteur près avec ceux publiés par Tao. Et donc le facteur (2) qui a été omis dans les équations de Tao ne peut pas expliquer le désaccord entre le modèle ponctuel et le modèle à onde progressive. En effet il est possible que le désaccord provienne de la non validité de l'approximation du modèle ponctuel pour une cavité longue du laser.

# Conclusion générale

L'objectif principal de ce travail est de modéliser et simuler avec le modèle ponctuel le fonctionnement d'un laser à fibre à double cavité passivement Q-déclenché et à commutation de gain dopée Er-Tm, dans le but de comparer ces résultats à ceux obtenus avec le modèle à onde progressive.

Dans le premier chapitre de ce travail nous avons rappelé l'ensemble des notions théoriques nécessaires à la compréhension du fonctionnement d'un laser en régime continue et en régime Q-déclenché. Nous nous sommes intéressé particulièrement à l'étude d'un laser à fibre passivement Q-déclenché. Nous avons commencé par présenter la structure d'une fibre optique, puis nous avons décrit le principe de propagation de la lumière tout au long de ce guide et les différents effets qui peuvent apparaître. En dernier nous avons expliqué la technique du Q-déclenchement et ses mécanismes en détaillant le déclenchement passif par absorbant saturable. Le deuxième chapitre de ce mémoire est le chapitre le plus important. Sa première partie est consacrée à l'explication du fonctionnement d'un laser à double cavité puis à la présentation de l'architecture du laser qu'on a modélisé et simulé avec le modèle ponctuel en décrivant ses principaux composés, l'intérêt de sa structure et le choix des ions de dopage. Dans la deuxième partie nous avons exposé les résultats de simulations obtenus avec les deux modèles : le modèle ponctuel et le modèle à onde progressive.

Le modèle ponctuel est très utilisé pour sa simplicité car les simulations numériques avec ce modèle ne consomment pas beaucoup de temps. Ce modèle assimile la cavité à un point, car il ne tient pas compte de l'évolution spatiale et temporelles du gain et des différents signaux laser au même moment. A l'opposé, le modèle à onde progressive se trouve un modèle plus rigoureux et plus détaillé, car il tient compte à la fois de l'évolution spatiale et temporelle des différents paramètres du laser. Nos simulations numériques sont réalisées avec les mêmes paramètres que ceux utilisés par Tao et al en rajoutant juste le facteur (2) dans les équations des densités de photons pour tenir compte de leurs variation sur le trajet d'un aller retour dans la cavité. Les résultats de ces simulations montrent l'existence des trains d'impulsions laser sur les deux longueurs d'ondes à 1570 nm et 1860 nm, ce qui n'est pas observé dans les résultats du modèle à onde progressive. En effet, pour observer des impulsions dans le modèle à ondes progressive il fallait diminuer la densité de l'absorbant saturable et augmenter la puissance pompe. On peut déduire que cette différence peut être associée à la longueur de la cavité simulée, dans ce système laser, qui est assez importante. Comme le modèle ponctuel assimile cette cavité à un point, ce modèle ne constitue pas une bonne approximation pour ce laser. Pour pouvoir faire une comparaison quantitative et vérifier le domaine de validité entre les deux modèles d'autres simulations sont nécessaires.

# Bibliographie

- [1] Laser, <https://fr.wikipedia.org/wiki/Laser>.
- [2] Inversion de population, <https://www.ilephysique.net/sujet-valse-laser-a-trois-ou-quatre-temps-263916.html>.
- [3] Mostafa SABRA, « Développement de lasers à fibres thulium bi-fréquences à impulsions synchrones pour la réalisation de sources Téra hertz », thèse de doctorat, 2019.
- [4] Cours laser, <https://tpe-laser.weebly.com/i—fonctionnement-du-laser.html>.
- [5] Virginie MOIZAN, « Étude de l'amplification laser en bande II dans les fibres de verres chalcogénures », thèse de doctorat, 2008.
- [6] P. Besnard, P.N. Favennec, « Le laser et ses application », Lavoisier, 2011.
- [7] DJEBALA Lila, « Etudes et caractérisation des dopants dans les lasers fibrés en vue d'améliorer leurs caractéristique de sortie », Thèse de doctorat, 2016.
- [8] « SPECTROSCOPIE DE L'ION THULIUM DANS LES VERRES OXY-BROMES 74,9Sb2O3-10ZnBr2-15WO3- 0,1TmF3 MASSIFS » <http://thesis.univ-biskra.dz/2712/6/CHAPITRE3.pdf>.
- [9] Fibre optique, <https://fr.wikipedia.org/wiki/Fibre-optique>.
- [10] Francis A. Jenkins, Harvey E. White, « FUNDAMENTALS OF OPTICS », Fourth Edition, 2001.
- [11] Duc Minh, NGUYEN « Investigations et caractérisations de fibres et guides optiques très fortement non-linéaires », thèse de doctorat, 2012.
- [12] DJELLOUT HOCINE, « Modélisation et simulation d'un laser entièrement fibré passivement Q-déclenché : Nd<sup>3+</sup> :Cr<sup>4+</sup> », Thèse de doctorat, 2013.
- [13] Christian Delsart , « Laser et optique non linéaire », ellipses, 2008.
- [14] J.B Lecourt, « Etude et réalisation de lasers à fibre auto-impulsionnel à base d'absorbants saturables », Thèse de doctorat.
- [15] Pascal Kockaert, « : Impulsions optiques courtes et ultracourtes » PHYS 23 I , 2003.
- [16] F. Ben Braham, « contribution à l'étude théorique et expérimentale d'un oscillateur laser fonctionnant en régime impulsionnel dans les bandes spectrales C et L », Thèse de doctorat, 2018.
- [17] Akli kahlal, « Modélisation et simulation d'un laser à fibre passivement Q-déclenché à double cavités », mémoire de master, 2020.
- [18] Mengmeng Tao, Xisheng Ye, Fei Wang, Haichuan Zhao, Zhenbao Wang, Pengling Yang, and Guobin Feng. Modeling and analysis of a pulsed er-tm fiber laser system. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 21(1) :37–43, 2014.
- [19] Jérôme Maria, « Laser passivement Q-déclenché : Dynamique des lasers impulsionnels basée sur les propriétés d'amplification et d'absorption saturable de fibres optiques dopées », Broché, 2010.

- 
- [20] AS Kurkov, « Q-switched all-fiber lasers with saturable absorbers ». *Laser Physics Letters*, 8(5) :335–342, 2011.
- [21] DJELLOUT DJILLALI, « Modélisation et simulation d’un laser à double cavité : Entièrement fibré Passivement Q-déclenché », thèse de doctorat, 2020.
- [22] D.Dangoisse, D.Hennequin, V.Zehnlé, «Les Lasers », Dunod, 2004.
- [23] GAGNÉ Mathieu, «Fabrication et applications des réseaux de Bragg ultra-longs», Thèse de doctorat, 2015.
- [24] Erik Lucas, «Développement d’une source laser à fibre dopée thulium pour la génération d’impulsions cohérentes, linéairement polarisée et de forte puissance à 2050 nm», Thèse de doctorat, 2014.