

**Université Mouloud Mammeri De Tizi-Ouzou  
République Algérienne Démocratique et Populaire  
Ministère de L'Enseignement Supérieur et de la Recherche  
Scientifique**

**Faculté De Génie Électrique Et D'informatique  
DEPARTEMENT D'AUTOMATIQUE**



**Mémoire de master académique**

**Spécialité : Génie Microélectronique**

**Calcul du temps de déclenchement d'un laser  
entièrement fibré passivement Q-déclenché**

**Présenté par :**

**IZANOUTENE Nadir**

**Devant la commission composé de :**

**Mr Rabah MOKDAD**

**Professeur**

**UMMTO Président**

**M<sup>me</sup> Lila DJEBALA**

**Maitre-assistant »B«**

**UMBB Examineur**

**Mr Ahmed MAIDI**

**Maitre de conférence « A »**

**UMMTO Examineur**

**Mr Hocine DJELLOUT**

**Maitre de conférence »B«**

**UAMB Reporteur**



## **Remerciement**

Le travail présenté dans ce mémoire a été effectué au laboratoire de génie micro-électronique de l'Université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou sous la direction de Monsieur Arezki BENFDILA.

Je tiens à exprimer mes plus vifs remerciements au Monsieur Hocine DJELLOUT d'avoir accepté de diriger mon travail avec beaucoup de compétence et de patience.

Je remercie également, Monsieur Rabah MOKDAD, qui m'a fait sentir que j'avais une place dans ce domaine, ses aides précieuses sans relâche, et ses conseils m'ont permis de mener à terme la réalisation de ce travail et d'avoir accepté d'assurer la présidence du jury. Qu'il trouve ici ma profonde reconnaissance.

Je tiens à exprimer à Madame Lila DJEBALA, et à Monsieur Maidi toute ma reconnaissance pour l'honneur qu'ils m'ont fait d'avoir acceptés de faire partie du jury.

Je remercie beaucoup, madame KHELASS et Madame Lila DJEBALA pour leurs qualités humaines, leurs disponibilités et leurs remarques qui m'ont été précieuses.

Je remercie le directeur du laboratoire et tous les enseignants qui m'ont transmis toutes les bases de la micro-électronique et je salue aussi leur volontés, leurs bonnes humours et surtout leurs disponibilités.

Je tiens à remercier particulièrement mes parents, ma famille, mes amis et toute personne qui a contribué de loin ou de près à la réalisation de ce mémoire.

# Sommaire

---

## Sommaire

|                                                                       |    |
|-----------------------------------------------------------------------|----|
| Introduction générale .....                                           | 4  |
| <b>Chapitre I : généralités sur les lasers et les lasers à fibres</b> |    |
| I.1 Présentation du laser .....                                       | 6  |
| I.2 Cavité résonante Fabry-pérot .....                                | 8  |
| I.2.1 Description des résonateurs .....                               | 8  |
| I.3 Modes longitudinaux et transverses d'un laser .....               | 9  |
| I.3.1 Modes longitudinaux .....                                       | 9  |
| I.3.2 Modes transverse .....                                          | 10 |
| I.4 Apparition du laser à fibre et évolution rapide.....              | 10 |
| I.5 Les fibres optiques .....                                         | 11 |
| I.5.1 Ouverture numérique .....                                       | 11 |
| I.5.2 L'atténuation .....                                             | 12 |
| I.5.3 La dispersion chromatique.....                                  | 12 |
| I.6 Les fibres dopées aux ions de terre rares .....                   | 12 |
| I.6.1 Les ions de terres rares .....                                  | 13 |
| I.6.2 Les amplifications dopées aux ions de terre rares.....          | 13 |
| I.7 Structure de la fibre dopée a double gaine .....                  | 14 |
| I.8 Types des géométries de la gaine.....                             | 15 |
| I.8.1 Géométrie circulaire.....                                       | 16 |
| I.8.2 Autres géométries .....                                         | 17 |
| I.9 Les types de fibres optiques .....                                | 18 |
| I.9.1 Multi -mode .....                                               | 18 |
| I.9.1.1 Fibre multi-mode a Saut d'indice .....                        | 18 |
| I.9.1.2 Fibre multi-mode à gradient d'indice.....                     | 18 |
| I.9.1 Monomode .....                                                  | 19 |
| I.10 Filtre spectraux : réseaux de Bragg .....                        | 20 |
| I.10.1 Miroir de Bragg.....                                           | 20 |

# Sommaire

---

|                                          |    |
|------------------------------------------|----|
| I.10.2 Principe de réseaux de Bragg..... | 21 |
| Conclusion .....                         | 22 |

## **Chapitre II : laser passivement Q déclenché entièrement fibré**

|                                                                                                   |    |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| II.1 Rappel sur les lasers impulsionnels .....                                                    | 23 |
| II.1.1 Les absorbants saturable.....                                                              | 23 |
| III.1.2 Régime impulsionnel dans les lasers .....                                                 | 24 |
| II.2 Laser passivement Q-déclenché.....                                                           | 25 |
| II.2.1 Etat d'art.....                                                                            | 25 |
| II.2.2 Principe de fonctionnement dans le cas d'un régime déclenché par absorbant saturable ..... | 29 |
| II.3 Mise en équation de fonctionnement de laser.....                                             | 32 |
| Conclusion .....                                                                                  | 36 |

## **Chapitre III : résultats analytique et simulation numérique**

|                                                                                                       |    |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| III.1 Détermination de la puissance pompe seuil.....                                                  | 37 |
| III.2 Résultats et simulation numérique.....                                                          | 39 |
| III.2.1 Introduction.....                                                                             | 39 |
| III.2.2 Evolution du pulse laser en fonction des concentrations et de la puissance pompe .....        | 40 |
| III.3 Résolution semi-analytique du système laser.....                                                | 43 |
| III.4 Influence des concentrations et la puissance pompe sur le temps de déclenchement du laser ..... | 47 |
| III.4.1 Influence de concentration $\text{Cr}^{+4}$ sur le temps de d'déclenchement de laser.....     | 47 |
| III.4.2 Influence de concentration $\text{Nd}^{+3}$ sur le temps de déclenchement de laser.....       | 48 |
| III.4.3 Influence de la puissance pompe sur le temps de d'éclanche de laser.....                      | 49 |

## Sommaire

---

|                          |    |
|--------------------------|----|
| Conclusion générale..... | 51 |
| Bibliographie .....      | 52 |



# ***Lists des Figures***

## Listes des figures

**Figure I.1** : Schéma d'un laser.

**Figure I.2** : Cavité Fabry-perot.

**Figure I.3** : Cavité linéaire et cavité en anneau.

**Figure I.4** : Modes transverses et longitudinaux dans une cavité résonnante.

**Figure I.5** : Fibre optique.

**Figure I.6** : Ouverture numérique.

**Figure I.7** : Amplificateur à fibre dopé erbium.

**Figure I.8** : Structure typique d'une FDG circulaire à saut d'indice (a) et profil de l'indice de réfraction (b).  $n_c$  est indice de cœur,  $n_{g1}$  l'indice de la première gaine et  $n_{g2}$  l'indice la gaine externe.

**Figure I.9** : Section de fibres avec différentes formes de gaine interne (a)circulaire. (b) circulaire avec cœur décalé. (c)rectangulaire. (d) hexagonale. (e)en forme de fleur.

**Figure I.10** : Evolution de l'absorption de la pompe pour différentes géométrie de la gaine.

**Figure I.11** : Fibre à double gaine circulaire. Propagation des rayons méridionaux (a) et hélicoïdaux (b)

**Figure I.12** : Fibre à saut d'indice.

**Figure I.13** : Fibre optique à gradient d'indice.

**Figure I.14** : Fibre optique monomode.

**Figure I.15** : Miroir de Bragg.

**Figure I.16** : Représentation d'un réseau de Bragg sur fibre.

**Figure II.1** : Courbe de transmission d'un absorbant saturable parfait.

**Figure II.2** : Technique d'émission d'impulsions dans les lasers à fibre.

**Figure II.3:** Fibre à double gaine a haute puissance.

**Figure II.4:** Puissance de sortie en fonction de puissance pompe et de spectre d'émission de laser a 1.36 KW.

**Figure II.5 :** Laser PQD  $\text{Yb}^{3+}:\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ .

**Figure II.6 :** 1) Train de pulse a 9.8W, 2) Fréquence de puissance en fonction de puissance pompe, 3) Largeur a mi-hauteur et la durée des pulses en fonction de puissance pompe.

**Figure II.7 :** Principe de fonctionnement d'un laser passivement déclenché : En rouge : l'intensité, en vert : l'inversion de population du milieu amplificateur et en bleu : l'inversion de population de l'absorbant saturable.

**Figure II.8 :** Une impulsion laser.

**Figure II.9 :** Niveaux d'énergie de l'ion  $\text{Nd}^{3+}$  dans la silice.

**Figure II.10 :** Digramme des niveaux d'énergie du  $\text{Nd}^{3+}$ .

**Figure II.11 :** Digramme des niveaux d'énergie du  $\text{Cr}^{4+}$

**Figure II.12 :** Cavité de laser à fibre.

**Figure III.1 :** Régime auto-impulsionnel de faible amplitudes obtenus loin de la zone critique avec une concentration en ions absorbant saturable  $\text{Cr}^{4+}$  de  $1.8 \cdot 10^{24}$  ions/m<sup>3</sup> et une concentration  $\text{Nd}^{3+}$  de  $1.4 \cdot 10^{25}$  ions/m<sup>3</sup> : a) puissance de sortie de laser en fonction du temps, b) densités en ions actifs en fonction du temps, inversion de population  $\text{Nd}^{3+}$  et absorbant saturable  $\text{Cr}^{4+}$ .

**Figure III.2 :** régime auto-impulsionnel de fortes amplitudes obtenus proche de la zone de la zone critique avec une concentration en ions absorbant saturable  $\text{Cr}^{4+}$  de  $5.28 \cdot 10^{24}$  ions/m<sup>3</sup> et une concentration  $\text{Nd}^{3+}$  de  $1.4 \cdot 10^{25}$  ions/m<sup>3</sup> : a) puissance de sortie du laser en fonction du temps, b) densités en ions actifs en fonction du temps, inversion de population  $\text{Nd}^{3+}$  et absorbant saturable  $\text{Cr}^{4+}$

**Figure III.3 :** régime obtenus supérieur de la zone de la zone critique avec une concentration en ions absorbant saturable  $\text{Cr}^{4+}$  de  $6 \cdot 10^{24}$  ions/m<sup>3</sup> et une concentration  $\text{Nd}^{3+}$  de  $1.4 \cdot 10^{25}$  ions/m<sup>3</sup> : a) puissance de sortie du laser en fonction du temps, b) densités en ions actifs en fonction du temps, inversion de population  $\text{Nd}^{3+}$  et absorbant saturable  $\text{Cr}^{4+}$ .

**Figure III.4 :** variation du temps de déclenchement du laser en fonction de la concentration d'absorbant saturable  $\text{Cr}^{+4}$ . A gauche : résultats par simulation. A droite : résultats analytiquement

**Figure III.5 :** variation du temps de déclenchement du laser en fonction de la concentration de milieu amplificateur  $\text{Nd}^{+3}$ . A gauche : résultats par simulation. A droite : résultats analytiquement

**Figure III.6 :** variation du temps de déclenchement du laser en fonction de la puissance de pompe.



# ***Introduction générale***

# ***Introduction générale***

Le laser est une invention majeure et fait aujourd'hui partie de notre vie quotidien, par preuve, il existe en différentes formes : de la petite diode, de nos lecteurs CD jusqu'à au faisceau ultra puissant qui découpent les métaux: monochromatique, fin, peu divergent puissant, le rayonnement laser a des propriétés particulières par rapport a un faisceau de lumière classique. Elles induisent des applications variées. Dans l'industrie : on les utilise pour leurs puissances et leurs précisions, dans la médecine et aussi dans la télémétrie (on peut mesurer une distance grâce au temps que met le faisceau lumineux pour la parcourir) [1].

En 1917, A. Einstein introduisait le phénomène d'émission stimulée, [3] Ces travaux ont permis la mise en place du concept d'amplification de la lumière par émission stimulée [4].

Les lasers à fibre dopée aux ions de terre rare naissaient au début des années 1960. Le premier laser multi-mode pompé par lampe flash délivrait quelques mW de puissance de sortie. Les difficultés technologiques liées à la fabrication des fibres optiques à faibles pertes et la limitation de l'efficacité de pompage sont restées un obstacle pour leurs développements [4].

Ces derniers années des lasers dopés aux ions de terre rares ont étaient développés. En 1985, poole et al [20] ont réussi à mettre des ions de terre rare dans des fibres optique monomode. Ils ont ainsi réalisé le premier laser à fibre monomode dopé néodyme pompé par diode avec un seuil inférieur à 1mW [21].

L'utilisation de certains types de fibres tels que les fibres à doubles gaines et des fibres a large cœur, permet d'augmenter considérablement la puissance de sortie de ces lasers jusqu'à atteindre plusieurs kW. Il existe en général deux méthodes pour faire fonctionner un laser en régime impulsionnel : le Q-déclenchement (Q- Switch) dont les impulsions émises sont de longues durées (de l'ordre de nanoseconde) et le verrouillage de modes (Mode-lock) dont les impulsions émises sont courtes (quelques femto secondes a quelques picosecondes) [1].

Le travail à réalisé est subdivisé en trois étapes développé dans les trois chapitres présentés dans ce mémoire.

- Dans le premier chapitre on va présenter les différentes généralités des lasers à savoir la définition et son principe de fonctionnement, la cavité Fabry-pérot, la description des résonateurs ainsi ses modes, pour les lasers a fibre on vas parler des fibres optiques et ses différents paramètres la caractérisant, les fibres dopées aux ions de terres rares et ses intérêts, les types des fibres ainsi que le choix de fibres optiques adoptés aux lasers et enfin le réseau de Bragg. Ces éléments sont très importants pour comprendre le rôle de chaque élément des lasers à fibre.
- Le deuxième chapitre, on va parler sur les généralités des lasers passivement Q-déclenché à savoir les absorbant saturables, principe de fonctionnement, puis on va développer les équations régissant le fonctionnement d'un tel laser. Il est basé sur les équations d'évaluation des populations des niveaux électroniques des dopants et de la densité de photon dans la cavité.
- Dans le troisième chapitre on va exposer quelques simulations numériques en faisant varier quelques paramètres, et puis une résolution semi-analytique des équations du laser qui nous permettra de calculer le temps de déclenchement du laser. En fin une comparaison entre les résultats de simulations et analytiques est effectuée.

Le but de notre étude porte sur la recherche des solutions semi-analytique des paramètres caractérisant les impulsions d'un laser passivement Q-déclenché. Le calcul semi-analytique du temps nécessaire au déclenchement en fonction des éléments constituant l'architecteur laser considéré est déterminé. La modélisation des paramètres est basée sur la résolution semi-analytique du système d'équation différentielle couplé régissant le fonctionnement du laser associé aux observations de comportement des solutions des équations obtenues par des résolutions numériques.



# ***Chapitre I***

**I.1 Présentation de lasers :**

Laser est l'acronyme anglais de « Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation ». L'effet laser est un principe d'amplification cohérente de la lumière par émission stimulée. La plupart des amplificateurs optiques sont basés sur l'effet laser. Une source laser est une source de lumière spatialement et temporellement cohérente [1]. Les lasers diffèrent par la nature de milieu utilisé pour obtenir une luminescence par excitation : gaz sous faible pression, semi-conducteurs, cristaux dopés par des métaux rares etc. [12]. Descendant du maser, il s'est d'abord appelé maser optique.

Le laser est constitué de trois composantes : Un milieu actif, un mécanisme de pompage et un résonateur optique formé de deux miroirs dont l'un des deux est partiellement réfléchissant c'est-à-dire qu'une partie de la lumière sort de la cavité et l'autre est réinjecté vers l'intérieur de la cavité[1]. La figure I.1 présente un schéma d'un laser

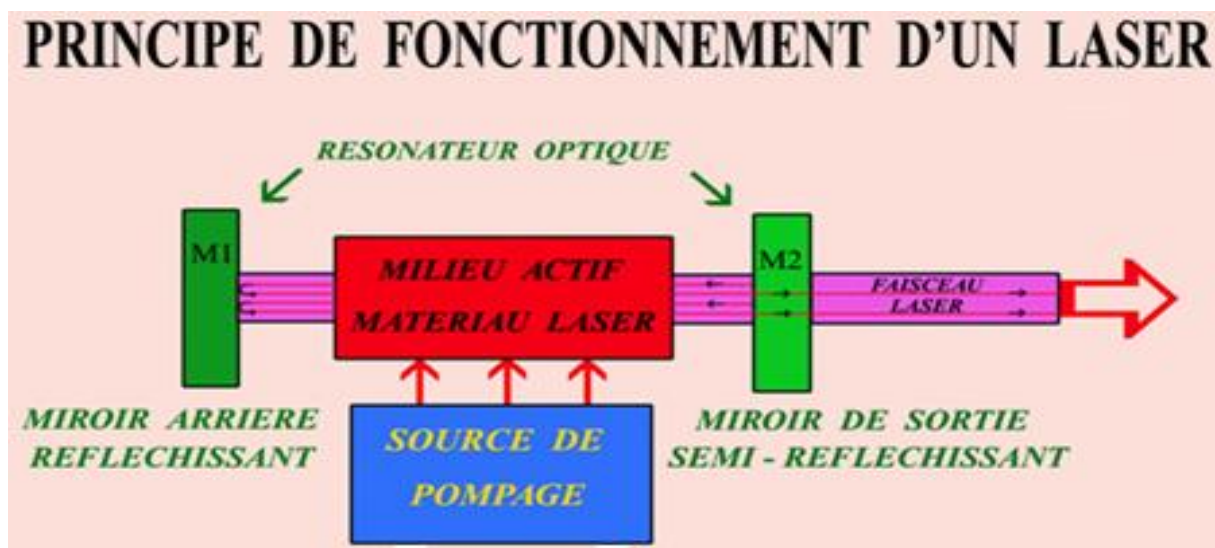


*Figure I.1 : schéma d'un laser*

L'émission stimulée est l'effet le plus important pour le fonctionnement de la plus part des lasers [1]. L'effet laser est obtenu par amplification de l'émission stimulée grâce à l'inversion de population, qui est réalisé à l'aide du pompage [14].

Le pompage permet d'amener une majorité de particules à un état excité (via flashes ou décharges). Il y a ensuite accumulation d'électrons sur le niveau métastable qui vont rester suffisamment pour que l'émission stimulée se produise [1].

Pour augmenter l'amplification, plusieurs allers-retours dans le milieu à gain est nécessaire, mais aussi pour affiner spectralement la lumière émise et lui donner une direction précise de propagation, on place le milieu amplificateur dans une cavité, appelée aussi résonateur optique [14].

La cavité résonnante (appelée aussi résonateur optique ou tout simplement résonateur) est constituée de deux miroirs situés en regard l'un de l'autre, placés sur un même axe ; ces miroirs peuvent être plans et parallèles entre eux, comme dans le cas d'un interféromètre de type Fabry-Pérot, ou sphériques et alors leurs propriétés dépendent des positions relatives de leurs centres et de leurs sommets ; le miroir réflecteur est totalement réfléchissant ; le miroir coupleur est partiellement réfléchissant pour permettre à une fraction de la lumière, qui constitue le faisceau laser de sortir de la cavité [12]. Lorsque le processus d'amplification se produit, on dit qu'il oscille [1].

La lumière émise par un laser se caractérise par une grande directivité, une grande pureté spectrale et une très forte intensité pour une direction et une longueur d'onde bien précises.

Un laser est donc une source intense possédant une grande cohérence spatiale et temporelle.

Le laser peut être extrêmement puissant. Si la plupart des lasers émettent une puissance raisonnable (les pointeurs laser produisent quelques mW), certains systèmes peuvent produire plusieurs dizaines de kW. Pour les lasers impulsionnel, il convient de faire la distinction entre la puissance moyenne qui est la moyenne de la puissance du laser dans le temps, et la puissance crête, qui est la puissance atteinte lors de l'impulsion. Comme on est capable d'atteindre des durées d'impulsion ultra courtes (quelques fs), on peut avoir des puissances crêtes gigantesques (plusieurs Téravatts –  $1 \text{ TW} = 10^{12} \text{ W}$ ).

## ***1.2 cavité résonnante Fabry-perot :***

Une cavité Fabry-perot est constituée de deux miroirs plans M1 et M2 parallèles, de coefficients de réflexions et de transmissions en amplitude qui sont respectivement  $r_1$ ,  $r_2$  et  $t_1$ ,  $t_2$  et d'une longueur  $L_0$  qui est la distance entre les deux miroirs. Voir la figure I.2 [4].

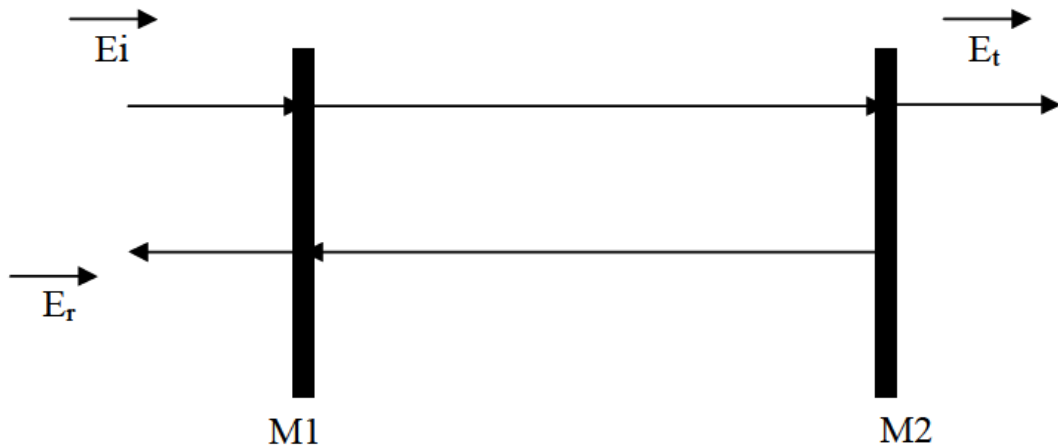


*Figure I.2 : cavité Fabry-perot*

### ***I.2.1 Description des résonateurs***

La cavité la plus simple pouvant être stable est la cavité linéaire constituée de deux miroirs face à face, de rayons de courbure  $R_1$  et  $R_2$ , distants d'une distance  $d$ , et de diamètres respectifs  $D_1$  et  $D_2$  (voir figure I.3). Elle peut également contenir divers éléments optiques (des lentilles, des éléments polarisants, des composants actifs...).

On a deux sortes de cavités : « cavité active » pour celle qui a un milieu à gain, sinon elle est une « cavité passive » [13].

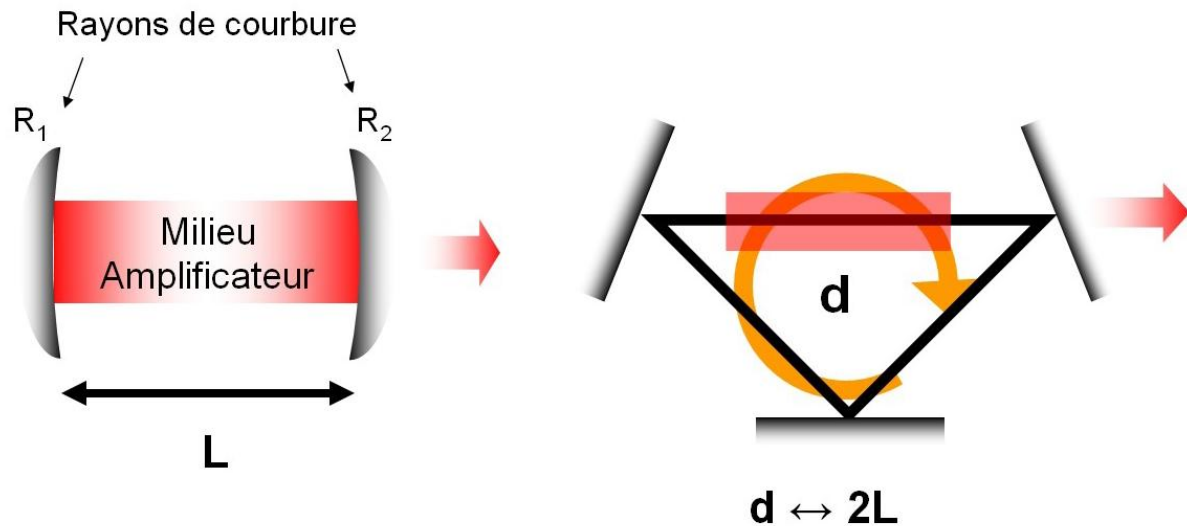


Figure I.3 : Cavité linéaire et cavité en anneau

NB : Un autre type de cavité est la cavité en anneau (voir figure I.3), ou la lumière ne revient pas sur elle-même mais forme une onde progressive. Les raisonnements et les méthodes utilisées sont valables pour tout résonateur.

### I.3 Modes longitudinaux et transverses d'un laser

#### I.3.1 Modes longitudinaux :

Ce sont des ondes stationnaires créées à l'intérieur de la cavité après chaque aller-retour dans la cavité. Ces ondes sont renforcées par l'interférence constructive, les autres ondes subissent toutes entre elles des interférences destructives. Les modes permis satisfont la condition suivante :

$$d = \frac{q\lambda}{2}$$

Où  $q$  : est un nombre entier connu sous le nom d'ordre du mode

Les modes successifs sont séparés par : [1]

$$\Delta \mu = \frac{c}{2d}$$

La condition d'oscillation est vérifiée par plusieurs modes longitudinaux du laser. Le nombre de mode susceptible d'osciller est décrit par le rapport entre la largeur de la courbe de gain et l'intervalle  $c/L_{cav}$  entre modes longitudinaux ( $L_{cav}$  est le chemin parcouru par la lumière dans la cavité) [4].

### I.3.2 Modes transverses :

Le mode transversal correspond à la variation de champ dans les deux directions perpendiculaires à l'axe de propagation. Les modes transversaux sont indiqués par des lettres (TEM) qui signifient transverse électromagnétique et les indices inférieurs  $m, n$ , ou si  $m=0$  et  $n=0$  correspond au mode fondamental [1].

La figure (I.4) montre les différents modes dans une cavité laser

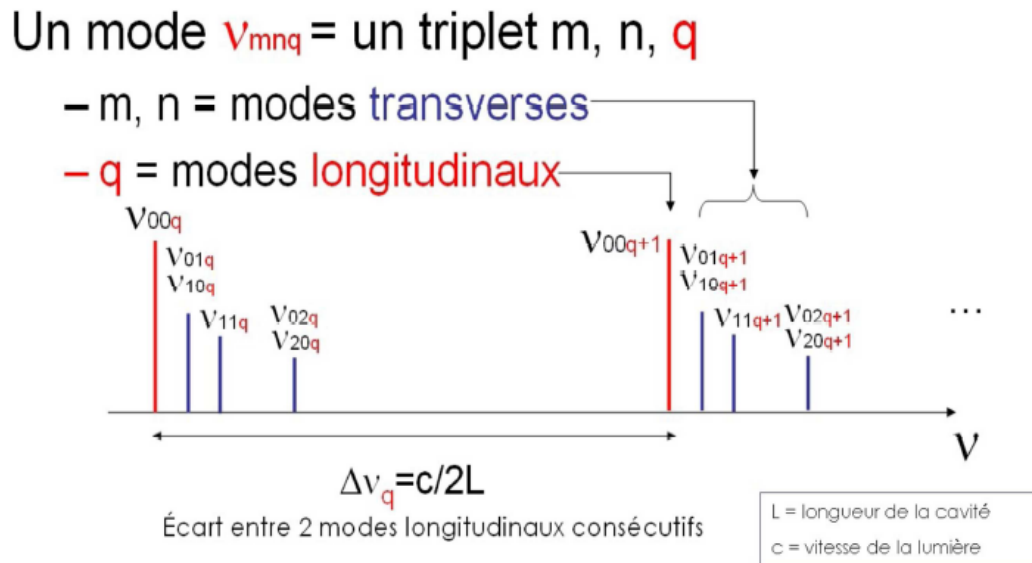


Figure I.4 : modes transverses et longitudinaux dans une cavité résonnante

### I.4 Apparition du laser à fibre et évolution rapide :

Tandis que le premier laser fut créé en 1960, le premier laser à fibre optique fut conçu en 1961. Le premier laser à fibre sera quant à lui réalisé en 1964. Par la suite, les principaux progrès ont été effectués aux niveaux de la réduction des pertes dans la fibre et du dopage avec différentes terres rares. Mais le progrès majeur fut le pompage dans la gaine, et non plus uniquement dans le cœur. Cela a permis notamment d'augmenter considérablement les puissances de pompage dans les fibres optiques.

A titre indicatif, l'atténuation du signal dans les fibres optiques était de 20 dB.km<sup>-1</sup> en 1970. Elle a rapidement chuté à 3 dB.km<sup>-1</sup> (à 1060 nm) en 1974, puis à 0,5 dB.km<sup>-1</sup> (à 1200 nm) en 1976 et à 0,2 dB.km<sup>-1</sup> (à 1550 nm) en 1979. Elle est aujourd'hui proche de 0,15 dB.km<sup>-1</sup> (autour de 1570 nm) depuis presque 15 ans maintenant [8].

### I.5 Les fibres optiques :

Une fibre optique est un guide d'onde à symétrie cylindrique, qui est constitué d'un cœur d'indice de réfraction  $n_c(r)$ , entouré d'une gaine d'indice de réfraction  $n_g$  plus faible que  $n_c(r)$ , voir figure (I.5).

Quand  $n_c(r)$  est constant la fibre est alors dite fibre à saut d'indice, par contre quand  $n_c(r)$  décroît selon la formule suivante :

$$n_c(r) = n_c \sqrt{1 - 2\Delta \left(\frac{r}{a}\right)^\alpha}$$

Alors la fibre est dite à gradient d'indice, avec  $\Delta = (n_c^2 - n_g^2) / (2n_g^2)$ ,  $r$  la distance de l'axe,  $a$  rayon de cœur et  $\alpha$  l'exposant du profil d'indice [4].

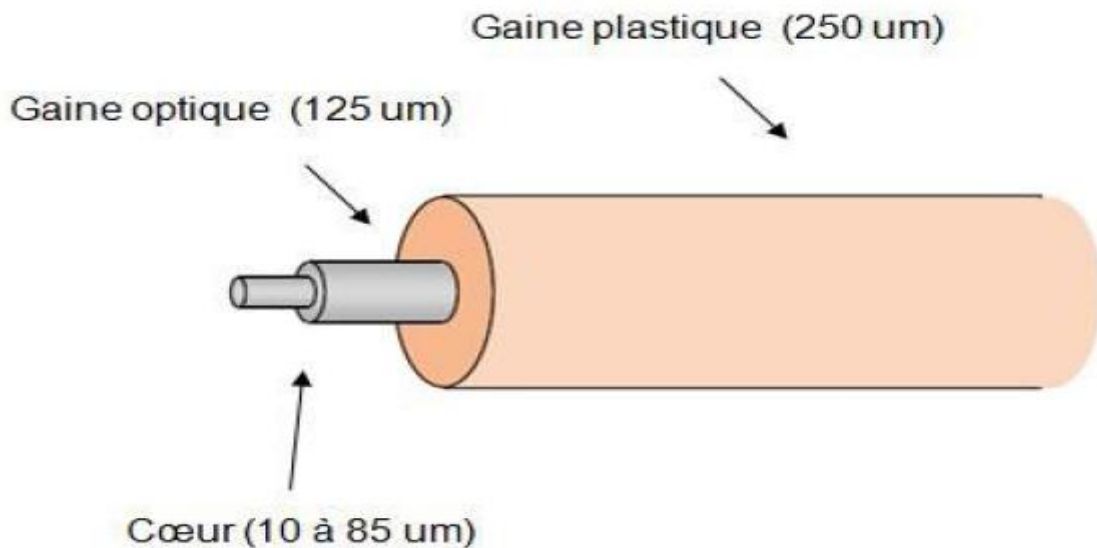


**Figure I.5 : fibre optique**

Les fibres optiques sont caractérisées par différents paramètres que nous présentons brièvement ci-dessus :

#### I.5.1 Ouverture numérique :

L'ouverture numérique d'une fibre optique est définie ainsi  $ON = \sin\theta_0 = \sqrt{n_c^2 - n_g^2}$  qui signifie pour qu'un rayon lumineux à l'entrée de la fibre soit guidé, il faut qu'il ait un angle d'incidence  $\theta$  inférieur à l'angle d'incidence maximale  $\theta_0$ , voir figure I.6.

Ainsi le rayon à l'intérieur de la fibre optique est guidé par réflexion totale à l'interface cœur gaine [4].

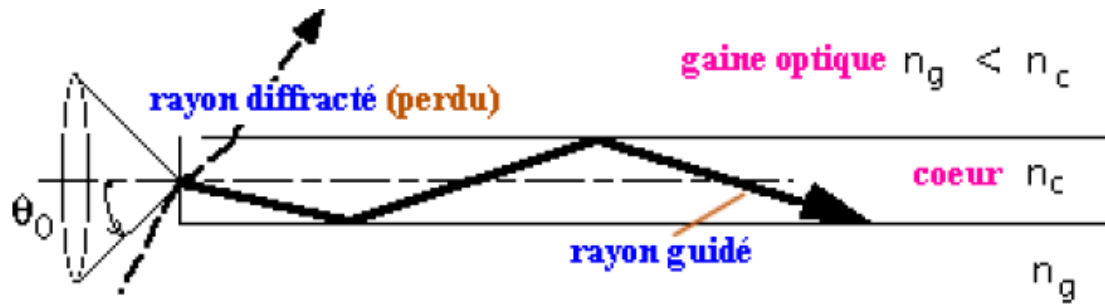


**Figure I.6 : ouverture numérique**

Une grande ouverture numérique indique un large cône d'acceptance ainsi une meilleur capacité à collecter la lumière, une valeur typique pour une fibre optique en verre de grande qualité est  $ON=0.55$  [1].

### **I.5.2 L'atténuation :**

Ce phénomène correspond à la perte de puissance du signal optique se propageant dans le guide et il est caractérisé par la différence entre la puissance injectée  $P_i$  et la puissance en sortie  $P_s$ . Ce paramètre a été particulièrement étudié pour les applications en télécommunications afin d'augmenter les distances de liaisons par les fibres optiques [4].

### **I.5.3 La dispersion chromatique $D_c$ :**

Le phénomène de dispersion chromatique est lié à la dépendance de l'indice de réfraction linéaire du milieu  $n$  à la longueur d'onde. Ainsi une impulsion se propageant dans une fibre subira un étalement temporel plus ou moins important en fonction de sa longueur d'onde centrale et sa largeur temporelle. La dispersion chromatique d'un guide est la somme de la dispersion de matériau et la dispersion introduite par l'effet de guidage.

Sa valeur peut être modifiée et contrôlée par l'introduction d'un dopage particulier ou par la modification de paramètres optogéométriques du guide [4].

## **I.6 les fibres dopées aux ions de terres rares :**

Les lasers fibrés sont une nouvelle génération de lasers qui utilisent une fibre optique dopée aux ions de terres rares pour jouer le rôle du milieu à gain. Ces ions représentent ainsi de bons candidats pour concevoir les matériaux actifs nécessaires dans les dispositifs lasers, car ils présentent de l'absorption et de la fluorescence dans de nombreuses régions spectrales

du visible à l'infrarouge proche. De plus, les terres rares ont des caractéristiques importantes en comparaison à d'autres ions actifs notamment leurs longueurs d'onde d'émission et d'absorption qui sont peu sensibles aux matériaux qui les accueillent, leurs durées de vie longues et leur efficacité élevée (83% dans le cas de l'ytterbium). Ces propriétés conduisent à une excellente performance des ions terres rares pour de nombreuses applications optiques.

Les terres rares sont nombreuses et les plus utilisées sont l'erbium, néodyme, ytterbium, thulium, holmium, cérium, praséodyme. Chacun de ces ions présente des transitions lasers et des longueurs d'onde d'émission différentes.

### ***I.6.1 Les ions de terres rares :***

Les ions de terres rares composent la famille de lanthanides, dont les nombres atomiques sont compris entre 57 (lanthane) et 71 (lutécium). Ces ions possèdent la même structure électronique externe saturée ( $5S^25P^66S^25D^{10}$ ) ce qui leurs confèrent des propriétés chimiques semblables. Les ions de terres rares se différencient par un remplissage progressif de la sous couche interne électronique 4f après que les sous couches externes 5s, 5p, 6s, 5d soient remplies. Ainsi chaque ion de terres rares possède des propriétés optiques liées au nombre d'électrons présents sous cette couche [4].

### ***I.6.2 Les amplificateurs à fibres dopées aux ions de terre rare***

Les amplificateurs à fibres dopée aux ions de terres rares utilisent les propriétés d'émission stimulée des ions pour amplifier le signal optique en lui transférant l'énergie fournie par une onde lumineuse de pompage. Le dopant le plus utilisé est l'erbium qui permet d'obtenir un gain qui couvre une longueur d'onde de 1528 à 1563 nm. Une architecture à double pompage est illustré sur la figure I.7.

L'utilisation de deux sources de pompage permet d'accroître le gain et d'homogénéiser l'inversion de population le long de la fibre [3].

Les amplificateurs dopés d'erbium sont de très faible puissance à cause des difficultés à coupler des grandes puissances dans le cœur dopé d'une fibre monomode.

Cependant il existe des diodes lasers multi modes qui peuvent émettre des puissances de sortie très élevées mais leurs utilisations sont impossible pour le pompage des fibres monomode à cause de leur large tache de lumière. Heureusement la fabrication des fibres à double gaine a résolu ce problème. Ces fibres, par leur géométrie, permettent l'utilisation des diodes lasers multi mode de forte puissance, ce qui permet d'obtenir des gains élevés [5].

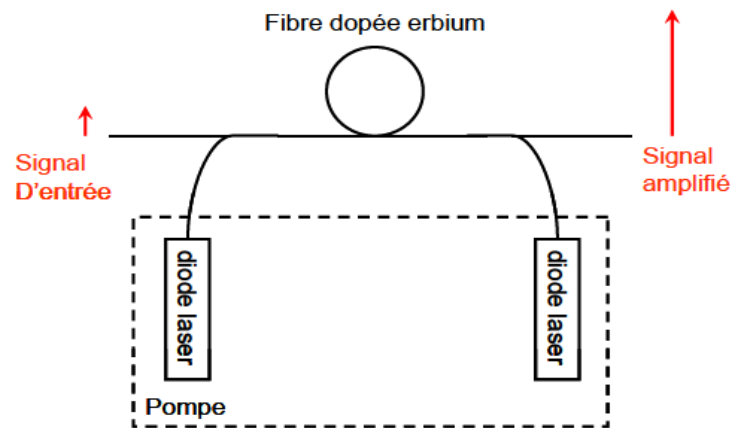


Figure I.7 : Amplificateur à fibre dopée erbium

### I.7 structure de la fibre dopée à double gaine :

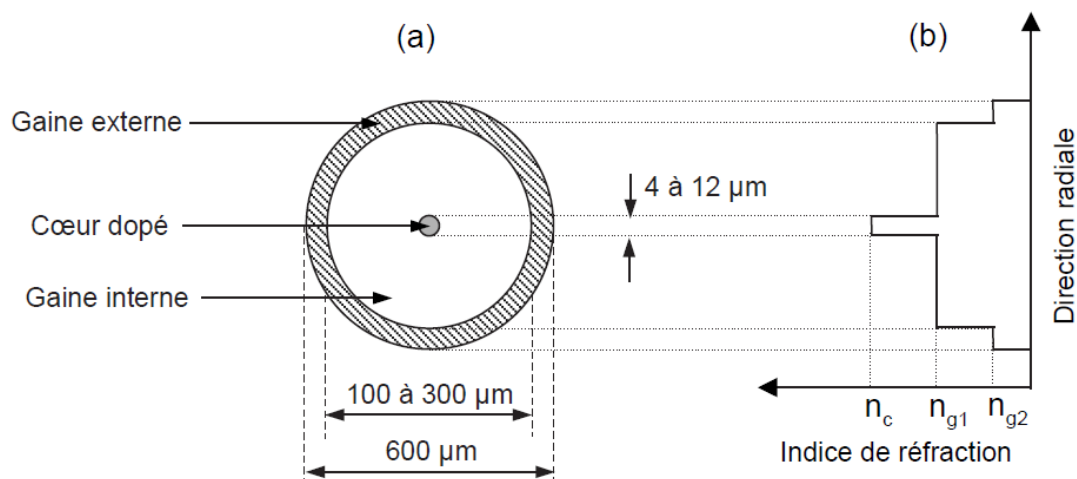


Figure I.8– Structure typique d'une FDG circulaire à saut d'indice (a) et profil de l'indice de réfraction (b).  $n_c$  est indice du cœur,  $n_{g1}$  l'indice de la première gaine et  $n_{g2}$  l'indice de la gaine externe.

Le concept de base d'une fibre double gaine (FDG) est présenté sur la figure 1.8.a. Le cœur actif monomode est entouré d'un second cœur (première gaine) qui agit comme un guide d'onde de grand diamètre pour la lumière de pompe. Pour guider la lumière dans le cœur et la première gaine, une décroissance progressive de l'indice de réfraction est effectuée en commençant du centre de la fibre. La figure 1.8.b montre le profil de l'indice de réfraction typique dans une fibre double gaine à saut d'indice. Le diamètre du cœur est de quelques microns alors que le diamètre de la première gaine est de quelques centaines de microns. Une

telle structure permet d'injecter de fortes puissances pompe dans la première gaine à l'aide de faisceaux de diamètre et d'ouverture numérique plus larges. Une fibre double gaine peut être pompée par une diode multi mode avec un faisceau de grandes dimensions. La propagation pour la pompe est multi mode dans la première gaine. La pompe est graduellement absorbée par le cœur dopé aux terres rares au cours de sa propagation. Les photons émis par les ions de terres rares sont confinés dans le cœur où la propagation est monomode. Ce concept permet de réaliser des lasers à fibre de puissance de plusieurs watts.

Un problème essentiel dans la conception des fibres double gaine est de trouver la géométrie adéquate pour optimiser le couplage entre la lumière de pompe de la première gaine et le cœur dopé. Différents types de structures des fibres double à gaine ont été utilisés [6].

### I. Types de géométries de la gaine

On sait que pour qu'il existe de l'inversion de population et donc de l'amplification, il faut que la pompe traverse le cœur dopé où se trouve les ions amplificateur.

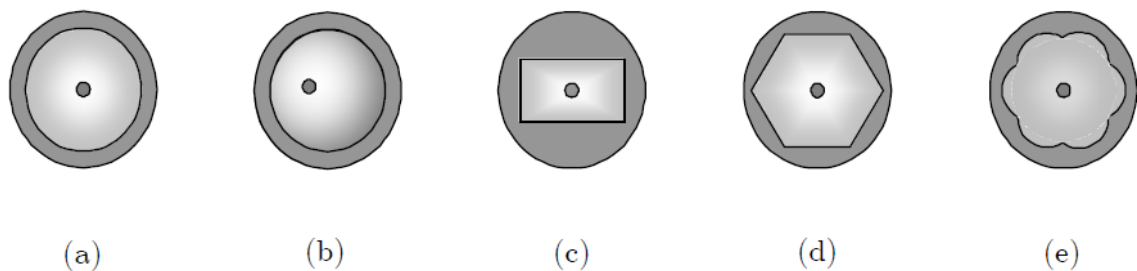


**Figure I.9** Sections de fibres avec différentes formes de gaine interne : (a) Circulaire. (b) Circulaire avec le cœur décalé. (c) Rectangulaire. (d) Hexagonale. (e) En forme de fleur.

Une absorption maximale de l'énergie de la pompe sur une longueur suffisante de la fibre dopée est une condition à l'obtention d'un gain élevé. Or, en tout point d'abscisse  $z$  de la fibre, l'absorption de la pompe est d'autant plus forte que l'intégrale de recouvrement de la zone dopée avec l'onde de pompe, appelée  $\Gamma_p(z)$ , est grande. Celle-ci dépend fortement de la distribution transverse de l'énergie de pompe à l'abscisse  $z$ , et donc de la forme de la gaine interne guidant cette pompe [6].

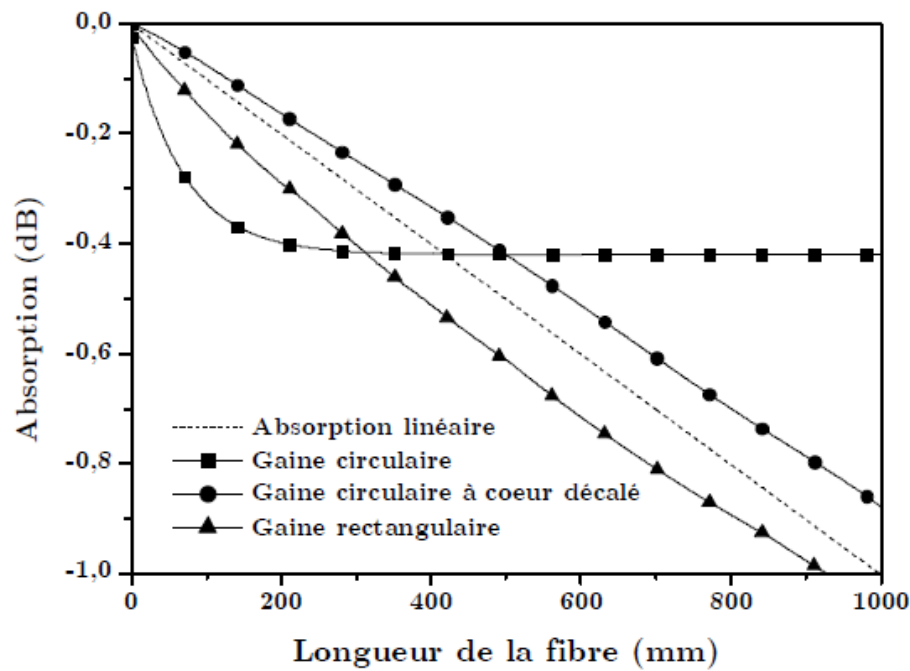


**Figure 1.10** Evolution de l'absorption de la pompe pour différentes géométries de la gaine

La figure 1.10 montre les mesures du taux d'absorption de la pompe pour des fibres à double gaine à section circulaire (figure 1.9.a), à cœur décalé (figure 1.9.b) ainsi que pour des fibres à section rectangulaire (figure 1.9.c).

### 1.8.1 Géométrie circulaire

Dans une fibre à double gaine circulaire on trouve deux types différents de rayons de pompe : les rayons méridionaux (figure 1.11.a), qui traversent le cœur pouvant y être absorbés, et les rayons d'ordre supérieur dits hélicoïdaux (figure 1.11.b), qui pourront parcourir la fibre sans avoir traversé le cœur. Les rayons hélicoïdaux ne contribuent donc pas au gain de l'amplificateur et réduisent l'efficacité d'absorption de la puissance de la pompe.

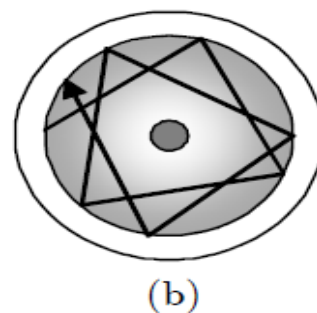
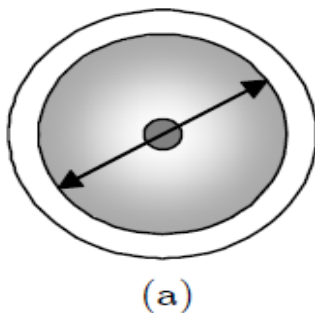


**Figure I.11 Fibre à double gaine circulaire. Propagation des rayons méridionaux (a) et hélicoïdaux (b).**

Les fibres circulaires présentent l'avantage d'être faciles à réaliser et à connecter à des fibres standard, mais la présence élevée de rayons hélicoïdaux réduit notablement l'absorption de la pompe par le cœur.

La figure 1.10 montre que l'absorption dans ces fibres est très élevée dans les premiers centimètres, mais elle devient quasiment nulle à partir d'un certain point. Ce fait est dû à l'absorption dans le cœur des modes méridionaux en début de fibre et à la propagation exclusive des modes hélicoïdaux par la suite. Ces derniers ne sont pas absorbés et, par conséquent, la fibre à double gaine circulaire absorbe moins de 10% de la puissance de la pompe indépendamment de la longueur de la fibre et de la concentration de dopants.

Une technique pour augmenter le taux d'absorption de la pompe consiste à décaler le cœur, permettant ainsi l'absorption d'une partie des rayons hélicoïdaux. Par contre, le raccord à des fibres optiques conventionnelles devient très difficile en raison du décalage des cœurs [6].

### **I.8.2 Autres géométries**

L'absorption optimale de la pompe a été obtenue avec des géométries permettant la propagation chaotique des faisceaux, telles que rectangulaire, hexagonale, en forme de D, en forme de fleur ou autres (figure 1.9.c, d, e). Dans ce type de fibres les modes hélicoïdaux n'existent plus et donc tous les rayons sont susceptibles d'être absorbés par le cœur. Ces fibres présentent comme avantage, l'augmentation évidente de l'absorption de la pompe par le cœur comme le montre la figure 1.10. On a vu que les fibres à double gaine ont été conçues de sorte qu'elles permettent le pompage avec des diodes laser de puissance à surface étendue, nécessaire à l'obtention de gains élevés. Nous avons vu également que la géométrie de la gaine interne de la fibre modifie sensiblement l'absorption de la pompe par le cœur dopé [6].

**I.9 les types de fibres optiques :**

On trouve plusieurs sortes de fibres optiques, il y a des fibres monomodes où seulement un seul mode peut se propager et des fibres multi modes pour lesquelles plusieurs modes peuvent se propager dans la fibre [4].

**I.9.1 multi mode :**

Dans les fibres multi-modes la lumière est transportée par plusieurs modes, elles sont à saut d'indice ou à gradient d'indice. Le diamètre de leurs cœurs est en générale compris entre 50 et 90  $\mu\text{m}$  et 125  $\mu\text{m}$  pour le diamètre extérieur de la gaine [4].

**I.9.1.1 Fibres Multi-mode a saut d'indice :**

C'est le plus ordinaire. Le cœur a un gros diamètre, par rapport à la longueur d'onde de la lumière (de l'ordre du  $\mu\text{m}$  dans l'infrarouge). L'allure de l'impulsion de sortie, comparée à celle de l'impulsion d'entrée est illustrée dans la figure I.12 [4].

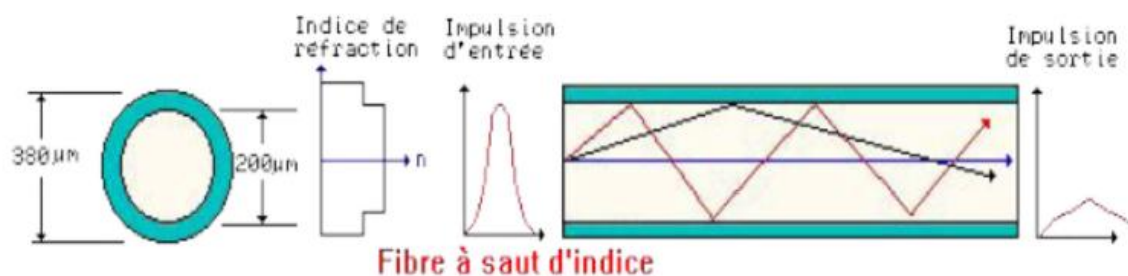


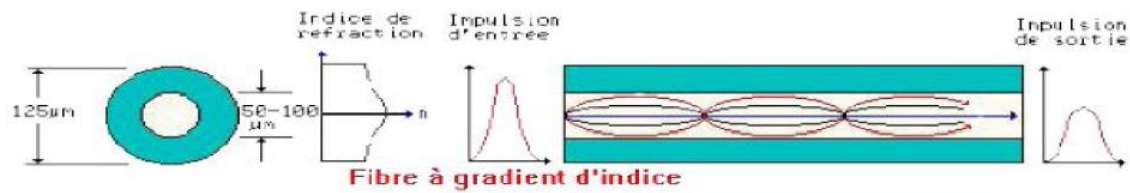
**Figure I.12 fibre a saut d'indice**

**I.9.1.2 Fibre multi-mode a gradient d'indice :**

Deux améliorations sont apportées :

- Le diamètre du cœur est de deux à quatre fois plus petit
- Le cœur est constitué de couches successives, à l'indice de réfraction de plus en plus grand.

Ainsi, un rayon lumineux qui ne suit pas l'axe central de la fibre est ramené dans le chemin droit [4].



La figure I.13 fibre optique à gradient d'indice

### I.9.2 Fibre monomode :

La lumière est transportée avec un seul mode, les cœurs de fibres monomodes sont beaucoup plus étroites, elles ne permettent qu'un seul mode de transmission. Le diamètre de cœur n'est que de 4 à 10  $\mu\text{m}$  alors que le diamètre de la gaine reste de 125  $\mu\text{m}$  (pour une bonne protection du cœur de la fibre).

Elles sont utilisées pour les transmissions de très longue distance en raison de leur faible atténuation et de leur faible dispersion.

La Figure I.14 montre une fibre optique monomode [4].

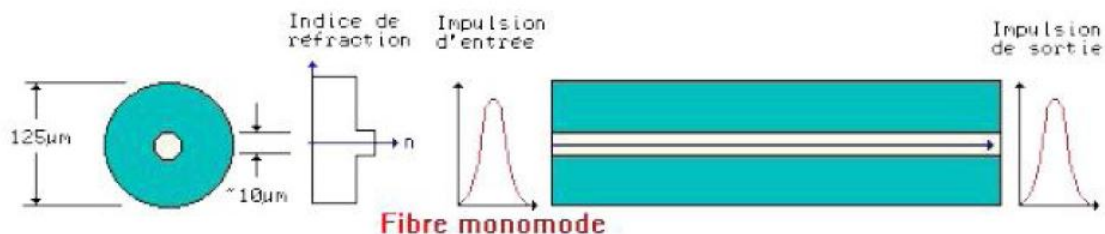


Figure I.14 : Fibre optique monomode

**I.10 Filtres spectraux : réseaux de Bragg**

Depuis qu'ils ont été lancés sur le marché en 1995 [8]. Les réseaux de Bragg à fibre optique et leur utilisation dans des produits commerciaux ont connu une croissance remarquable, en particulier dans le domaine des télécommunications et des capteurs [9].

**I.10.1 Miroir de Bragg :**

Le miroir de Bragg est une succession de surfaces planes transparentes d'indices de diffraction différente. Il permet de réfléchir, grâce à des phénomènes d'interférences constructives 99.5 % de l'énergie incidente. Ceci est possible à condition que l'onde incidente soit proche de l'incidence normale. Aucun miroir ne peut égaler ce résultat (les pertes diélectriques étant plus faible que les pertes métalliques pour les longueurs d'ondes optiques).

Une structure simple de miroir de Bragg est un empilement de plusieurs couches d'indices optique différents. Si l'on considère deux matériaux, l'un d'indice de réfraction faible  $n_1$ , l'autre d'indice plus fort  $n_2$ , la réflectivité maximale est obtenue pour la longueur d'onde dite de Bragg  $\lambda_{Bragg}$  si les épaisseurs sont fixés à  $e_i = \lambda_{Bragg} / 4n_i$  pour chaque couche d'indice  $n_i$ . En effet, pour ces épaisseurs précises, le déphasage subi par une onde ayant parcouru l'épaisseur optique  $e_i n_i$  est exactement égale à  $2\pi / \lambda_{Bragg} e_i n_i = \pi/2$ .

Un miroir de Bragg est donc construit pour une longueur d'onde donnée et une température donnée, l'épaisseur variant avec celui-ci.

Considérant deux milieux 1 et 2 non absorbants tels que  $n_1 < n_2$  et agencés selon un empilement 1|2|1|2|... l'intérêt du miroir de Bragg se base sur les propriétés suivantes :

- Pour une onde se propageant d'un milieu d'indice fort vers un autre d'indice plus faible, la réflexion à l'interface n'induit pas de déphasage.
- Pour une onde se propageant d'un milieu d'indice faible vers un autre d'indice plus fort, la réflexion à l'interface induit un déphasage  $\pi$ .

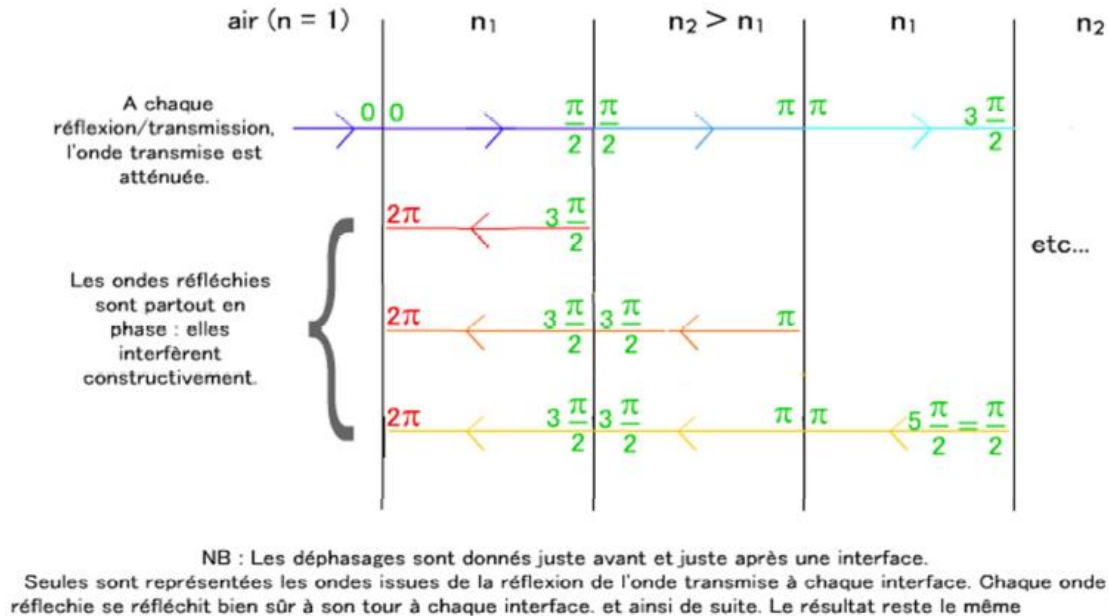


Figure I.15 : miroir de Bragg

La figure montre que tous les rayons réfléchis sont en phase, impliquant des interférences constructives c'est-à-dire une sommation des amplitudes. Ainsi l'augmentation du nombre de paires de couches accroît la réflectivité du miroir en réinjectant chaque fois une partie l'intensité transmise.

### I.10.2 Principe de réseau de Bragg :

Le réseau de Bragg consiste en une variation périodique de l'indice de réfraction du cœur de la fibre [10] s'il s'agit d'un réseau de Bragg sur fibre (figure I.16).

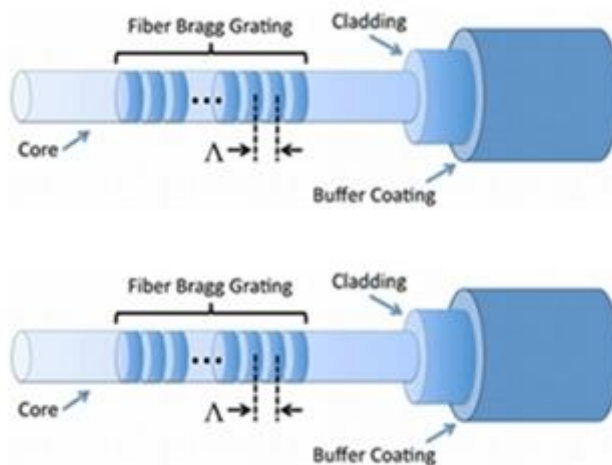


Figure I.16 : Représentation d'un réseau de Bragg sur fibre

La modulation d'indice réalise un filtre en longueur d'onde. En effet, les longueurs d'onde situées autour de la longueur d'onde de Bragg  $\lambda_{Bragg}$ , vérifiant la relation suivante (loi de Bragg) [11] : sont partiellement réfléchies par le réseau et les autres sont transmises.

$$\lambda_{Bragg} = 2n_{eff}\Lambda$$

Où :  $n_{eff}$  est l'indice de réfraction effectif du mode fondamental.

$\Lambda$  : La période de modulation d'indice.

## Conclusion

Dans ce premier chapitre on a donné des rappels sur la physique des lasers en décrivant l'utilité de chaque élément le composant. En première étape, on a présenté la cavité de Fabry-perot, la description des résonateurs et aussi les modes longitudinaux et transverses d'un laser. Par la suite, le principe, les propriétés ainsi le mode de fonctionnement des fibres simples et à double gaines ont été décrits. Ainsi les fibres à ions de terres rares. Sans oublier le réseau de Bragg qui joue un rôle important dans le fonctionnement d'une cavité laser.



## ***Chapitre II***

## Chapitre II      Laser passivement Q-déclenché entièrement fibré

Le but de ce chapitre est de présenter le contexte de notre étude. Après un bref rappel sur les lasers a fibre impulsionnel et les différentes techniques permettant d'obtenir un régime impulsionnel dans les lasers, on décrira l'ensemble des caractéristiques des matériaux utilisées dans notre travail et on développant le modèle utilisé.

### II.1/ Rappels sur les lasers impulsionnel :

#### II.1.1/ les absorbants saturables :

Les absorbants saturables sont des matériaux dont la transmission varie selon l'excitation lumineuse à lesquels ils sont soumis. Dans un régime de faible excitation lumineuse, la transmission de l'absorbant saturable est minimale ( $T_0$ ) [14]. Au-delà d'une certaine valeur de l'intensité incidente ( $I_{sat}$ ) qui est l'intensité de commutation c'est-à-dire l'intensité nécessaire pour blanchir l'AS [4], la transmission de l'absorbant saturable augmente jusqu'à ce qu'elle atteigne la valeur de la transmission résiduelle ( $T_{résiduelle}$ ). La différence de transmission entre l'état absorbant et l'état saturé est appelé la transmission différentielle  $\Delta T$  [14]. L'absorption d'un absorbant saturable est sous la forme :

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{n}{n_{sat}}}$$

Avec :

$\alpha_0$  : Absorption a intensité nulle

$n(t)$ :Densité de photon

$n_{sat}$  : Densité de photon de saturation

Il est plus commode de visualiser la transmission T qui est reliée par l'absorption par :

$$T = e^{-\alpha d}$$

Ou :

d : la longueur de l'absorbant saturable

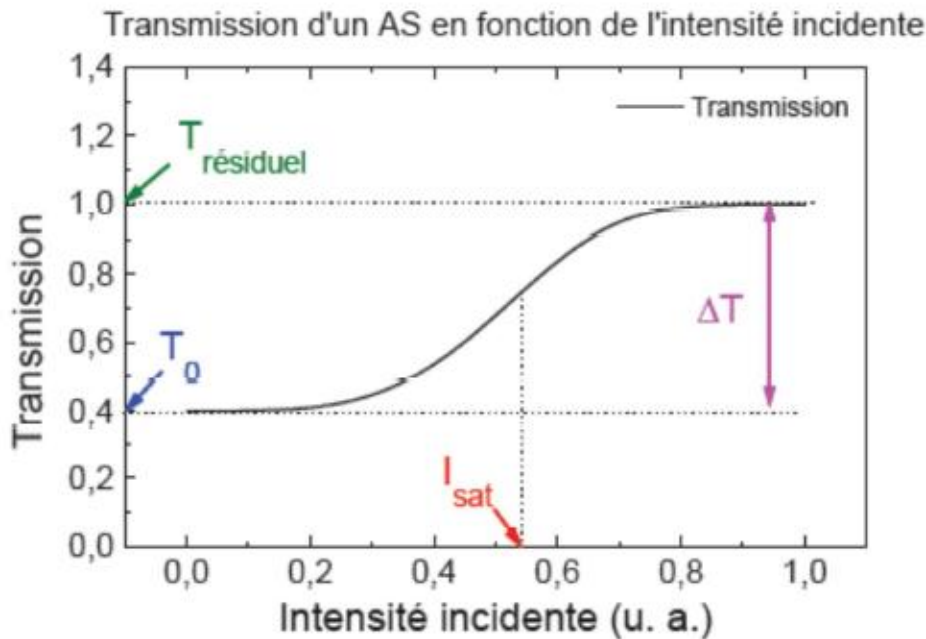


Figure II.1 : courbe de transmission d'un absorbant saturable parfait

### II.1.2. Régime impulsionnel dans les lasers:

Les lasers impulsionnel ont connu un réel essor de part leurs applications diverses dans de nombreux domaines. En effet, en raison de leurs impulsions périodiques de grande puissance et de courte durée, ils sont très utilisés dans l'industrie, la médecine ainsi dans des nouvelles méthodes de métrologie sans contact tel que le LIDAR. Par exemple une impulsion de 200 ps permet une résolution spatiale de 1mm à 50m de distance dans l'air, il est possible avec des lasers impulsionnel de détecter des impuretés concentrés seulement à 100 ppm [1].

On peut distinguer deux grandes catégories de laser fonctionnant en régime impulsionnel Q-déclenché: les lasers activement Q-déclenchés, et les lasers passivement Q-déclenché. Dans la première catégorie le Q-déclenchement se fait d'une manière active tels qu'un miroir tournant ou un modulateur électro-optique ou acousto-optique, dans la deuxième catégorie le Q-déclenchement se fait d'une manière passive comme par exemple les absorbants saturables où la modulation des pertes se fait d'une manière automatique [1].

Les principales techniques d'émission d'impulsions dans les lasers à fibre sont présentées sur la figure :

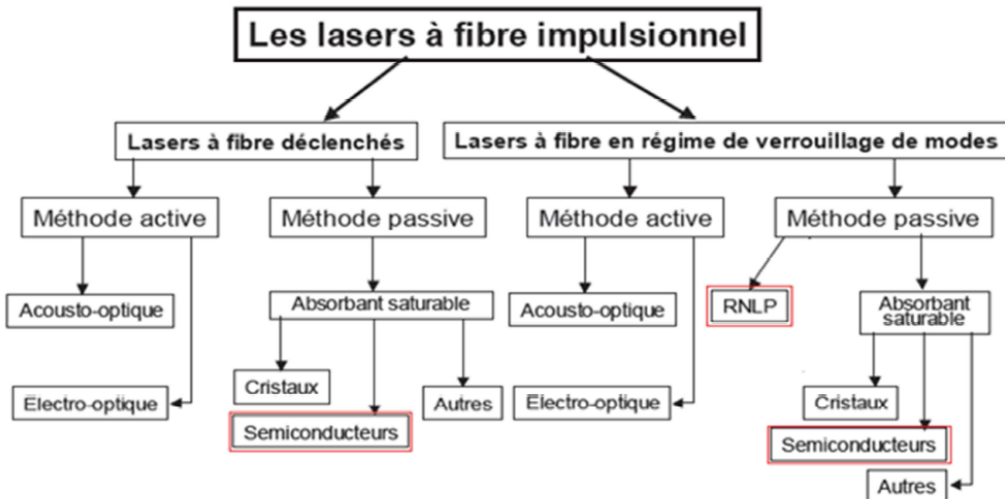


Figure II.2 : techniques d'émission d'impulsions dans les lasers à fibre

## II.2 Laser passivement Q-déclenché :

### II.2.1. Etat de l'art :

La naissance de l'effet laser remonte aux années 1960, grâce au physicien et ingénieur Américain T.H.Maiman (1927-2007) qui parvient à produire une lumière cohérente à partir d'un laser en utilisant comme milieu actif un barreau de rubis [15]. Les premiers travaux sur une oscillation laser dans une fibre optique datent d'une cinquantaine d'années. Le premier laser à fibre a été conçu par Snitzer en 1961 [16]. La caractéristique principale d'un laser à fibre est le confinement longitudinal des ondes de pompe et de signal dans une structure guidant.

Les lasers à fibre présentent plus d'avantages, comparés aux lasers à optique libre (solides et gaz). Ils sont plus compacts, plus légers et plus efficaces. Les phénomènes d'échauffement bien connus dans les lasers n'existent pas dans les fibres (du moins l'échauffement sous excitation reste très limité et ne joue pas sur les propriétés de guidage de la fibre ni sur les propriétés de la cavité). Dans les lasers à fibre optique l'efficacité de conversion de pompe peut atteindre l'ordre de 80%. De tels lasers peuvent avoir une meilleure qualité du faisceau grâce au contrôle du mode et à la gestion thermique. Par exemple, les lasers YAG pompés par des lampes à décharges ont une qualité de faisceau médiocre à cause de l'effet de lentilles thermiques qui se manifeste dans le barreau du Nd : YAG. Cet effet est généré par le gradient de température dans la section de celui-ci. La géométrie de la fibre augmente le rapport de surface au volume, ce qui permet une dissipation efficace de la

## Chapitre II      Laser passivement Q-déclenché entièrement fibré

---

chaleur. D'autre part la maintenance aisée et la vaste plage d'efficacité des lasers à fibres constituent un atout suffisant pour être préférés aux autres sources laser à optique libre.

Pour construire un laser de puissance à fibre, certaines contraintes doivent être surmontées. On doit disposer en premier lieu, de puissances pompes très élevées pour avoir assez d'énergie pour le système laser, les lasers pompes devant fournir plus d'énergie que les lasers à fibre. Des diodes lasers de hautes puissances ont été développées ces dernières années et peuvent émettre des puissances de quelques centaines de W. Les hautes puissances optiques peuvent endommager les fibres. La puissance optique à l'intérieure de la fibre est conditionnée par une puissance seuil (définie pour chaque matériau) au dessus de laquelle la fibre présente un risque de détérioration. Comme exemple, pour la silice, cette puissance seuil est d'environ  $5\text{W}/\mu\text{m}^2$ . Les effets thermiques peuvent être significatifs aux hautes puissances. Cependant la géométrie de la fibre permet une bonne gestion des ces effets rendant inutile l'usage d'unités externes pour dissiper la chaleur.

Les effets non linéaires jouent aussi un rôle important dans les lasers à fibre de puissances. Ils sont induits par la forte densité d'énergie présente dans de petite dimension (le cœur de la fibre). Parmi ces effets, on peut citer : la diffusion Brillouin stimulée [17] qui peut limiter la puissance de sortie pour des bandes étroite du signal, et la diffusion Raman stimulée qui peut générer un décalage de fréquence, lequel affaiblit la puissance pompe et la puissance du signal laser.

Dans ce qui suit sera exposé quelques architectures laser à fibres. Les différents régimes de fonctionnement y seront développés, à savoir : régime continu et impulsionnel passivement Q-déclenché.

En 2004, J. Nilsson et ses coéquipiers [18] ont réalisé un laser à fibre double gaines dopé à l'ytterbium de puissance de sortie de 1.36 KW avec un facteur de qualité M2 de 1.4, montrant une qualité de faisceau proche de la limite de diffraction. Le schéma expérimental est montré sur la figure II.5. La source pompe utilisée est une association de diodes laser avec une puissance totale de 1.8 KW, le laser fonctionnait à  $1.1\mu\text{m}$  avec une efficacité de 83%, la fibre à double gaine dopée à l'ytterbium avait une gaine de la forme D. Pour augmenter l'efficacité d'absorption de la pompe et dans le souci d'induire les pertes de courbures pour les modes d'ordre supérieur sans affecter le mode fondamental, la fibre a été courbée d'un diamètre de 20cm. La figure II.4 montre la variation de la puissance de sortie en fonction de la

## Chapitre II Laser passivement Q-déclenché entièrement fibré

puissance pompe, et le spectre d'émission du laser à 1.36 KW dont on remarque qu'il oscille sur plusieurs modes longitudinaux.

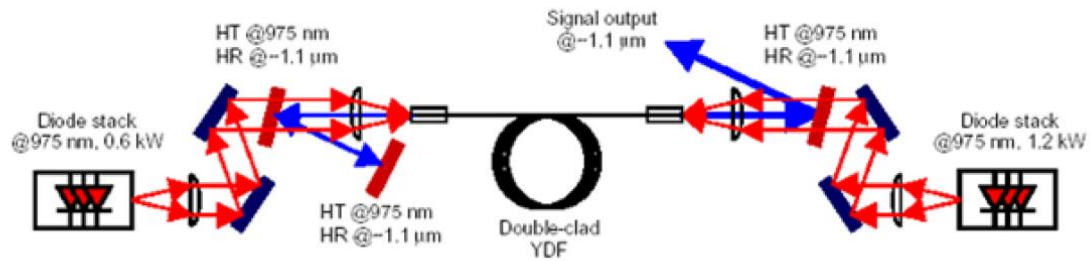


Figure II.3 : fibre à double gaine a haute puissance

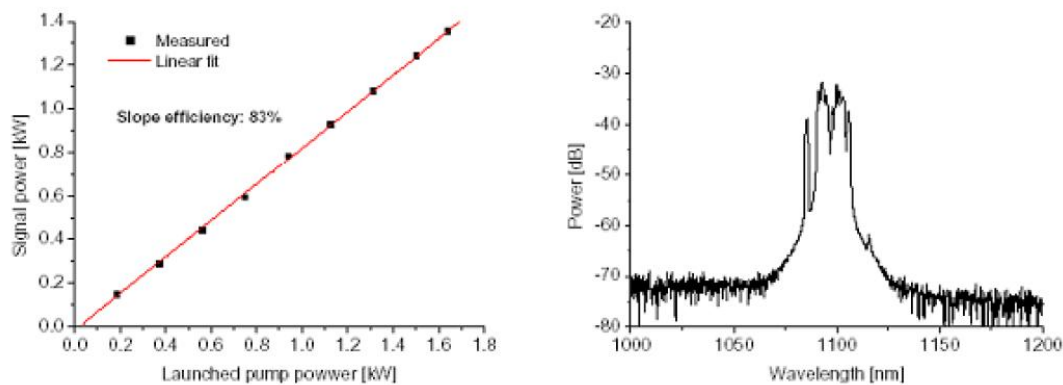


Figure II.4 : puissance de sortie en fonction de puissance de pompe et de spectre d'émission du laser a 1.36KW.

En 2007, L.Pan et ses coéquipiers [19] ont réalisé un laser à fibre double gaines dopé à l'ytterbium passivement Q-déclenché par un absorbant saturable  $\text{Cr}^{4+}$  : YAG de puissance de pompe de 9.8w. La configuration d'un tel laser est donnée dans cette figure II.5.

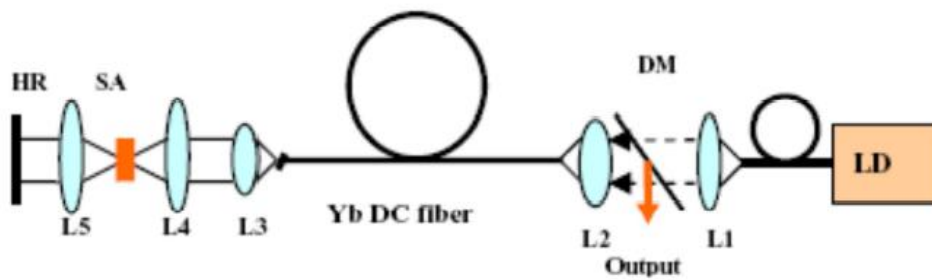


Figure II.5 : laser PQD  $Yb^{3+}:Cr^{4+}:YAG$

Avec cette puissance de pompe ils ont obtenue un train de pulse avec une puissance de sortie de 4.7w, la fréquence de répétition de pulse est de l'ordre de 253 KHz et enfin la largeur a mi-hauteur égale à 143ns figure II.6 (1.2.3).

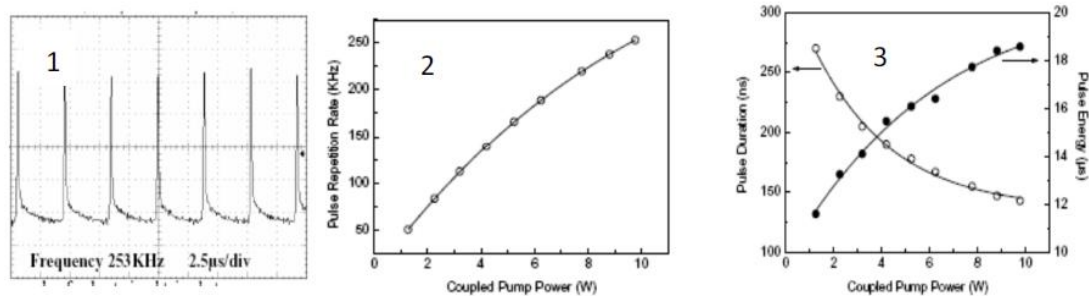


Figure II.6 : 1. train de pulse a 9.8 W, 2. Fréquence de puissance en fonction de puissance pompe, 3. Largeur a mi-hauteur et la durée des pulses en fonction de puissance pompe.

### **II.2. Principe de fonctionnement dans le cas d'un régime déclenché par absorbant saturable :**

Le but d'un laser activement ou passivement Q-déclenché est d'avoir des impulsions laser géantes de courte largeur à mi-hauteur (quelques nanosecondes) et la réalisation consiste en l'insertion à l'intérieur de la cavité laser d'un composant pouvant moduler les pertes de la cavité laser et ainsi de même pour le facteur Q de la cavité résonnante. Le processus du Q-déclenchement peut-être décrit comme suit (voir figure II-7): Initialement, les pertes de la cavité laser sont très grandes (faible Q) empêchant ainsi l'oscillation laser à l'intérieur de la cavité, alors l'inversion de population du milieu amplificateur (gain) atteint un niveau très élevé comparativement à ce qu'il aurait pu atteindre dans le cas d'un niveau faible des pertes. Ensuite, lorsque les pertes sont soudainement minimisées (grand Q), l'oscillation du signal laser à l'intérieur de la cavité est rétablie et la puissance du signal laser se construit rapidement à l'intérieur de la cavité laser. Elle démarre à partir de l'émission spontanée du milieu amplificateur, et puis par amplification sur plusieurs aller retours dans la cavité, toute ou une partie de l'énergie emmagasinée dans le gain sera restituée à l'impulsion laser.

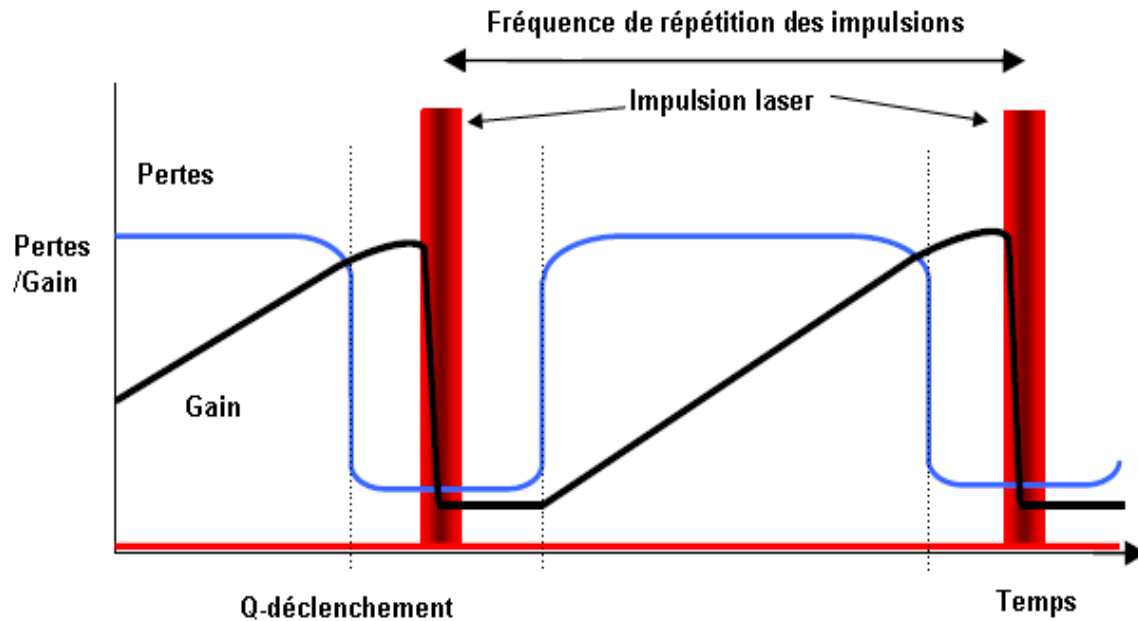


**Figure II.7– Principe de fonctionnement d'un laser passivement Q-déclenché : En rouge : l'intensité, en noir: l'inversion de population du milieu amplificateur et en bleu : les pertes de la cavité laser.**

Dans ce qui suit seront décrits, les critères que doivent remplir les paramètres définissant ce type de laser, en se fondant qualitativement sur les principes physiques qui nous ont amené à les adopter.

Pour obtenir un laser de puissance il est nécessaire de disposer d'une forte concentration des ions amplificateurs, d'une forte puissance pompe et d'une cavité laser de courte longueur.

### **Pourquoi augmenter la concentration des ions amplificateurs ?**

En augmentant la concentration des ions amplificateurs, on augmente la chance d'obtenir un gain plus important (plus d'inversion de populations). En d'autres termes, ces ions amplificateurs jouent le rôle d'un réservoir d'énergie. L'énergie emmagasinée est libérée sous forme de photons laser par émission stimulée, d'où l'intérêt de disposer d'une forte concentration d'ions amplificateurs.

### **Pourquoi augmenter la puissance pompe ?**

Le nombre d'ions amplificateurs par unité de temps, se trouvant dans un état excité, croît avec la puissance pompe (inversion de la population). L'élévation de cette puissance

## Chapitre II      Laser passivement Q-déclenché entièrement fibré

permet en conséquence d'augmenter le nombre d'émissions par unité de temps, le nombre d'émissions spontanées amplifiées par unité de temps et le nombre d'émissions stimulées par unité de temps. Tous ces facteurs contribuent à l'augmentation de l'énergie de l'impulsion laser et à minimiser la largeur à mi-hauteur de l'impulsion laser.

### Pourquoi diminuer la longueur de la cavité laser ?

Nous avons vu précédemment que la 2<sup>ème</sup> moitié de la largeur à mi-hauteur d'une impulsion laser (voir figure II.7), dépend fortement de la durée de vie du photon à l'intérieur de la cavité. Cette durée de vie est donnée par [1] :

$$T_c = \frac{Tr}{[\ln(\frac{1}{R} + L)]}$$

Avec L : désigne les pertes non utiles

R : coefficient de transmission de miroir de sortie

$Tr = \frac{2L}{c}$  : Durée d'un aller-retour dans la cavité ou l c'est la longueur optique de la cavité

Pour minimiser la 2<sup>ème</sup> moitié de la largeur à mi-hauteur de l'impulsion laser, on a intérêt à réduire Tr, d'où l'avantage de restreindre la longueur de la cavité.

La 1<sup>ère</sup> moitié de la largeur à mi-hauteur de l'impulsion varie avec le temps que mettent les photons du signal laser pour faire décroître l'inversion de population de sa valeur maximale à sa valeur minimale par émission stimulée. Sachant que les photons effectuent quelques aller- retours dans la cavité pour faire décroître l'inversion de population par émission stimulée (après le blanchissement de l'absorbant saturable) et que la durée de chaque trajet est Tr, minimiser la 1<sup>ère</sup> moitié de la largeur à mi-hauteur de l'impulsion revient à minimiser Tr, critère confirmant l'intérêt de réduire la longueur de la cavité laser.

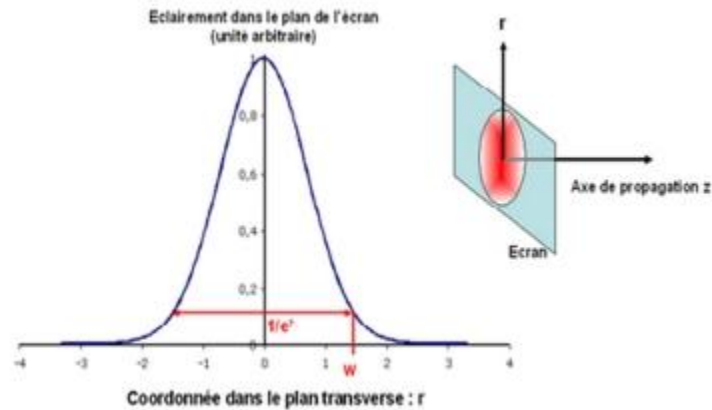


Figure II. 8: une impulsion laser

### II.3 Mise en équation du fonctionnement du laser :

Le modèle des équations cinétiques consiste à établir des équations décrivant l'évolution temporelle des grandeurs pertinentes de notre laser. Dans le cas d'un laser passivement Q-déclenché, trois grandeurs sont principalement étudiées : le nombre de photons à l'intérieur de la cavité laser donnant la densité de photon intra cavité, l'inversion de population du milieu amplificateur et la densité de population de l'absorbant saturable donnant la dynamique temporelle auto-pulsée [14]. La validité de ce modèle comparativement à l'expérience requiert la nécessité à ce que le gain soit uniforme tout au long du milieu amplificateur. Dans le cas contraire, le modèle à onde progressive est plus adapté car il tient compte aussi bien de l'évolution temporelle et spatiale des grandeurs principales du laser.

La figure (II.9) illustre les niveaux d'énergies du  $\text{Nd}^{3+}$  et du  $\text{Cr}^{4+}$ . Pour le  $\text{Nd}^{3+}$  on le modélise par un système à quatre niveaux d'énergies, la durée de vie de son état métastable est de l'ordre de  $500\mu\text{s}$  induisant ainsi un bon stockage de l'énergie de pompe et par conséquent un gain important, par contre on modélise les ions  $\text{Cr}^{4+}$  par un système à trois niveaux d'énergies, la durée de vie du niveau métastable à température ambiante est estimée  $1\mu\text{s}$ .

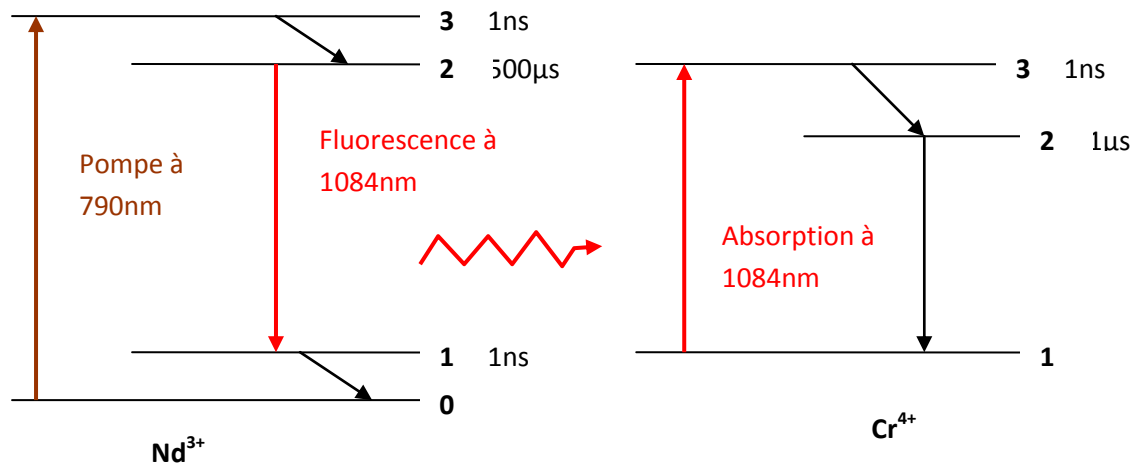


Figure II.9 : Niveaux d'énergies du  $\text{Nd}^{3+}$  et  $\text{Cr}^{4+}$

Les équations cinétiques régissant le fonctionnement d'un laser passivement Q-déclenché sont données par ces trois équations [17] :

$$\frac{dF_a}{dt} = \left\{ \frac{F_a}{t_r} + \frac{n_a c_s}{\tau_{21}} \right\} \exp(2n_a \sigma_{21} \Gamma_a l_a - 2n_s \sigma_{s13} \Gamma_{sa} l_s + 2\ln(T_{so} + T_c + \alpha) + \ln(R_1 R_2)) - \frac{F_a}{t_r} \quad (2-1)$$

$$\frac{dn_a}{dt} = k F_p \frac{c}{\eta_g} \sigma_{03} (N - n_a) - \frac{1}{\tau_{21}} n_a - \left( \frac{c}{\eta_a} \sigma_{21} \Gamma_a \right) F_a n_a \quad (2-2)$$

$$\frac{dn_s}{dt} = -n_s F_a \frac{c}{n_s} \sigma_{s13} \Gamma_{sa} + \frac{N_s - n_s}{\tau_{s21}} \quad (2-3)$$

L'équation (2-1) représente la variation temporelle de la densité de photon à l'intérieur de la cavité laser. L'équation (2.2) représente la variation temporelle de l'inversion de population, le premier terme du deuxième membre de cette équation 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. L'équation (2.3) représente la variation temporelle de la densité d'ions absorbant

## Chapitre II      Laser passivement Q-déclenché entièrement fibré

saturable  $\text{Cr}^{4+}$ , Le premier terme à droite de cette équation représente l'absorption des ions  $\text{Cr}^{4+}$  à la longueur d'onde du signal laser (1080nm) et le second décrit l'émission spontanée du niveau 2 vers le niveau 1.

$l_a$  : désigne la longueur de la fibre dopée  $\text{Nd}^{3+}$ .

$l_s$  : Désigne la longueur de la fibre dopée  $\text{Cr}^{4+}$ .

$\eta_s$  : Indice effectif de la fibre dopée  $\text{Cr}^{4+}$ .

$\eta_a$  : Indice effectif de la fibre dopée  $\text{Nd}^{3+}$ .

$\Gamma_a$  : Facteur de recouvrement du signal laser avec le profil de dopage du  $\text{Nd}^{3+}$

$\Gamma_{sa}$  : Facteur de recouvrement du signal laser avec le profil de dopage du  $\text{Cr}^{4+}$ .

$\sigma_{21}$  : Section efficace d'émission stimulée par le signal laser du niveau 2 vers le niveau 1.

$\sigma_{s13}$  : Section efficace d'absorption du signal laser à la longueur d'onde de 1084nm du niveau 1 vers le niveau 3.

$\sigma_{03}$  : Section efficace d'absorption du laser pompe à la longueur d'onde de 790 nm du niveau 0 vers le niveau 3

$K$  : Efficacité d'absorption de la pompe.

$\eta_a$  : Indice effectif de la fibre dopée  $\text{Nd}^{3+}$ .

$C_s$  : proportion de photons émis spontanément et guidés dans la fibre

$N$  : densité total des ions  $\text{Nd}^{3+}$

$N_s$  : densité total des ions  $\text{Cr}^{4+}$

## **Chapitre II      Laser passivement Q-déclenché entièrement fibré**

---

$\tau_{21}$  : Durée de vie du niveau métastable des ions amplificateur  $\text{Nd}^{3+}$ .

$\tau_{s21}$  : Durée de vie du niveau métastable des ions absorbant saturable  $\text{Cr}^{4+}$ .

$c$  : vitesse de la lumière dans le vide.

$R_1$  et  $R_2$  : sont les coefficients de réflexion des miroirs de la cavité laser.

$T_{so}$ ,  $T_c$ , et  $\alpha$  représente les pertes non utiles de la cavité laser.

### Conclusion

Dans ce chapitre on a présenté un rappel sur le principe de fonctionnement des lasers impulsionnel Q-déclenché, et puis dans l'état de l'art nous avons montré deux architectures lasers, une fonctionnant en régime continu et l'autre en régime impulsionnel passivement Q-déclenché par absorbant saturable. Par la suite on a présenté un schéma spectroscopique des ions  $\text{Nd}^{+3}$  et  $\text{Cr}^{+4}$ . La formulation du fonctionnement d'un tel laser a permis de déduire trois équations cinétiques correspondant respectivement aux ions  $\text{Nd}^{+3}$  (inversion de population) et  $\text{Cr}^{+4}$  (absorbant saturable) et la densité de photons dans la cavité laser, c'est ce qu'on appelle le modèle ponctuel dans la littérature.



# ***Chapitre III***

## Chapitre III résultats analytiques simulation numérique

Par souci de simplicité et d'allègement des calculs, les notations suivantes seront adoptées:

$$\alpha_a = 2 \sigma_{21} \Gamma_a l_a, \quad \alpha_s = 2 \sigma_{s13} \Gamma_{sa} l_s, \quad L = 2 \ln(T_{so} T_c \propto) + \ln(R_1 R_2)$$

$$\beta_p = k F_p \frac{c}{\eta_g} \sigma_{03}, \quad \beta_a = \frac{c}{\eta_a} \sigma_{21} \Gamma_a, \quad A_{21} = \frac{1}{\tau_{21}}, \quad A_{s21} = \frac{1}{\tau_{s21}}$$

$$\beta_s = \frac{c}{\eta_s} \sigma_{s13} \Gamma_{sa}.$$

Dans ce cas, les équations (2.1), (2.2) et (2.3) s'écriront en fonction des nouveaux paramètres:

$$\frac{dF_a}{dt} = \left\{ \frac{F_a}{t_r} + n_a C_s A_{21} \right\} \exp(\alpha_a n_a - \alpha_s n_s + L) - \frac{F_a}{t_r} \quad (3.1)$$

$$\frac{dn_a}{dt} = \beta_p (N - n_a) - n_a (A_{21} + F_a \beta_a) \quad (3.2)$$

$$\frac{dn_s}{dt} = -n_s F_a \beta_s + (N_s - n_s) A_{s21} \quad (3.3)$$

### III.1 Détermination de la puissance pompe seuil

Afin de déterminer la puissance de pompe seuil, la connaissance et la détermination des points stationnaires pour les trois équations cinétiques sont requise. Ceci est obtenu en annulant la variation temporelle ( $\frac{d}{dt}$ ) dans les équations (3.1), (3.2), (3.3) et en négligeant le terme de l'émission spontanée des ions  $\text{Nd}^{+3}$  (équation 3.1) en raison de sa non influence sur la dynamique du laser. Cependant, il est utile de le souligner, ce paramètre est très important pour le démarrage du laser (il initie l'émission laser). Ainsi, le point stationnaire relatif à la densité de photons à l'intérieur de la cavité  $\hat{x}$ , le point stationnaire du milieu amplificateur  $\hat{y}$  et le point stationnaire relatif à l'absorbant saturable  $\hat{z}$  sont alors obtenus et peuvent-être exprimés selon :

$$\hat{z} = \frac{A_{s21} N_s}{\hat{x} \beta_s + A_{s21}} \quad (3.4)$$

$$\hat{y} = \frac{\beta_p N}{\beta_p + A_{21} + \hat{x} \beta_a} \quad (3.5)$$

$$(L \beta_a \beta_s) \hat{x}^2 + \{\beta_s(L \beta_p + L A_{21}) + A_{s21} L \beta_a - \alpha_s A_{s21} N_s \beta_a + \alpha_a \beta_p N \beta_s\} \hat{x} + \{\alpha_a \beta_p N A_{21} - \alpha_s A_{s21} N_s (\beta_p + A_{21}) + A_{s21} (L \beta_p + L A_{21})\} = 0 \quad (3.6)$$

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

La puissance pompe seuil  $P_{th1}$  du laser est obtenu en annulant la densité de photons stationnaire  $\hat{x}$  dans l'équation (3.6) :

$$B_p^{th1} = \frac{N_s \alpha_s A_{21} - L A_{21}}{\alpha_a N - \alpha_s N_s + L} \quad (3.7)$$

L'équation (3.7) permet de déduire la puissance pompe seuil  $P_{th1}$  que doivent émettre les diodes laser à fin de réaliser une densité de photon stationnaire nulle. Notant que pour obtenir un fonctionnement du laser, une densité de photons stationnaire supérieure à zéro est nécessaire. En conséquence, la vraie puissance pompe seuil permettant un fonctionnement en impulsionnel du laser est supérieur à  $P_{th1}$ , cependant cette dernière grandeur nous donne un ordre de grandeur de la puissance pompe nécessaire.

$$P_{th1} = \frac{h \nu_p \pi a_g^2}{k \sigma_{03}} \frac{2 \sigma_{s13} \Gamma_s l_s N_s A_{21} - L A_{21}}{2 \sigma_{21} \Gamma_a l_a N - 2 \sigma_{s13} \Gamma_s l_s N_s + L} \quad (3.8)$$

A partir de la figure (III.1), on peut observer que la puissance pompe seuil pour une cavité laser sans absorbant saturable est de 10.4 W et que la puissance pompe seuil avec une longueur de la fibre absorbant saturable de 0.2 m et une concentration de  $1.8 \cdot 10^{24}$  est de 17.45 W. Par contre pour une concentration en ions  $Cr^{4+}$  de  $5.2 \cdot 10^{24}$  la puissance de pompe seuil est de 39.22W. Ces ordres de grandeurs pour les valeurs numériques citées ici nous seront utiles pour la suite de cet exposé car en dessous de ces valeurs du seuil il n'y a pas de fonctionnement du laser et par conséquent le temps du déclenchement du laser est alors infini.

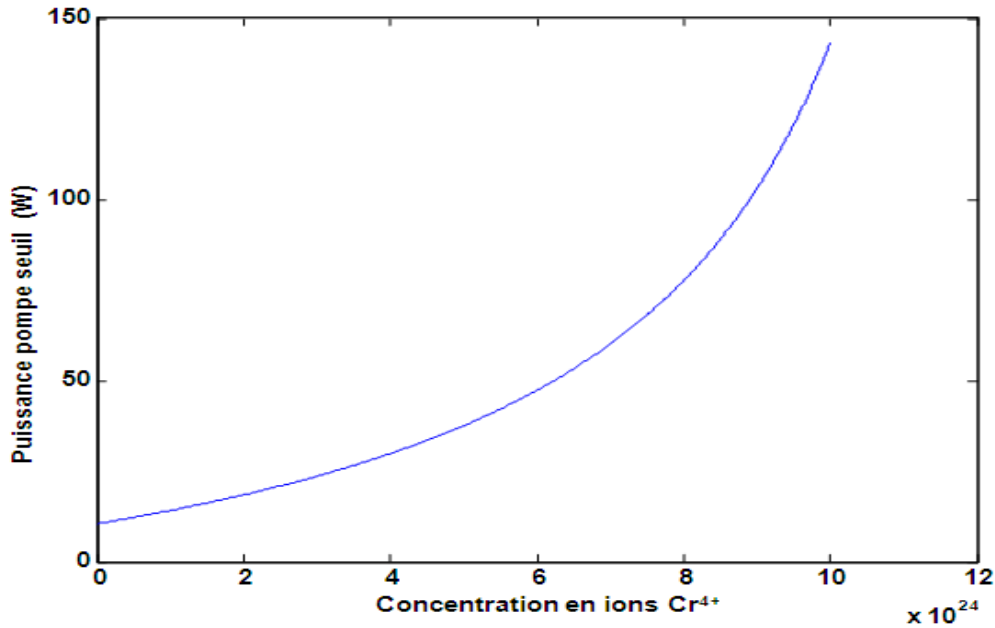


**Figure III.1 : variation de la puissance pompe seuil en fonction de la concentration en ions  $Cr^{4+}$  pour une cavité laser avec absorbant saturable**

## III.2 Résultats de simulations numériques

### III.2.1 Introduction

On a modélisé notre laser on donnant trois équations qui sont le milieu amplificateur  $Nd^{+3}$ , le milieu absorbant saturable  $Cr^{+4}$  et la densité de photon dans la cavité laser. A l'aide du logiciel MATLAB, en utilisant le système ODE15S [8] on a résolu un système d'équations différentielles couplées. Cette commande nécessite que le système d'équations différentielles soit mis sous forme matricielle.

$$\begin{bmatrix} \frac{dy_1}{dt} \\ \frac{dy_2}{dt} \\ \frac{dy_3}{dt} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} f_1(y_1, y_2, y_3) \\ f_2(y_1, y_2, y_3) \\ f_3(y_1, y_2, y_3) \end{bmatrix}$$

La procédure se déroule en plusieurs étapes, un premier script interactif « caractéristique2 » permet à l'utilisateur de modifier les paramètres et de sauvegarder les différents paramètres sous forme d'un vecteur. Un second script « qswitch2 » permet de définir le système d'équations différentielles sous forme matricielle. Un troisième script « impulsion » permet de calculer les différentes caractéristiques des impulsions à savoir la

fréquence de répétition, la largeur à mi-hauteur, la puissance crête des impulsions, en fin un dernier script « main2 » pour la résolution du système d'équations différentielles.

Dans ce travail de simulation les longueurs des fibres optiques utilisées sont  $l_a=1.5\text{m}$  la fibre du milieu amplificateur, pour la fibre du milieu absorbant saturable on a pris  $l_s=0.2\text{m}$ . La section efficace d'absorption de l'ion  $Nd^{+3}$   $\sigma_{03}= 5.6*10^{-25}$  , et sa section efficace d'émission  $\sigma_{21}=5.8*10^{-25}$ , La section efficace d'absorption de l'ion  $Cr^{+4}$   $\sigma_{s21}=3.5*10^{-24}$ .

### III.2.2 Evolution du temps de déclenchement du laser en fonction des concentrations

Le régime du fonctionnement en impulsionnel, on peut le regrouper en deux catégories : un fonctionnement auto-impulsionnel de forte amplitude proche de la zone critique et un fonctionnement auto-impulsionnel de faible amplitude loin de la zone critique. On a aussi calculé le temps de déclenchement du laser avec une concentration en ions absorbant saturable supérieur à la concentration de la zone du point critique.

. Ceci est illustré dans les trois figures (III.2), (III.3) et (III.4)

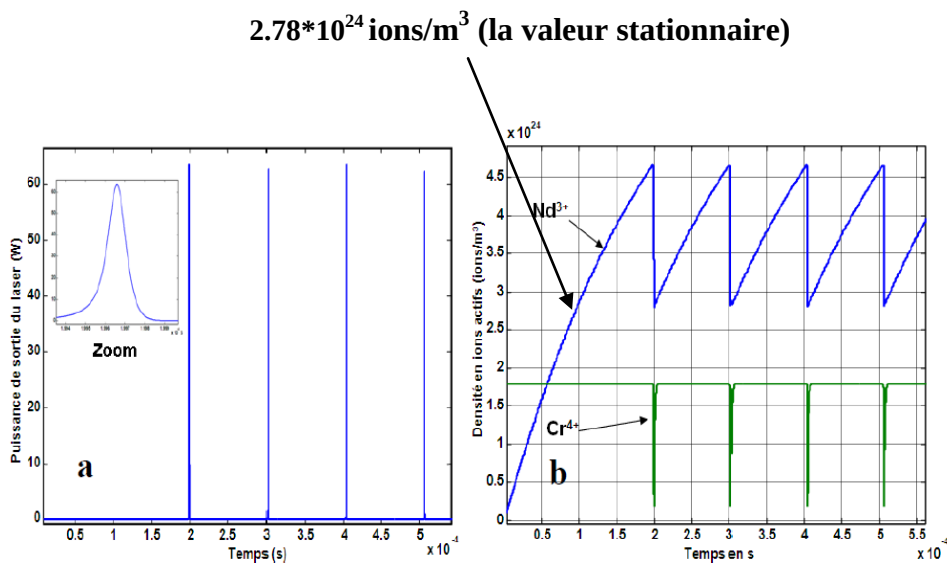


**Figure III.2 : régime auto-impulsionnel de faibles amplitudes obtenus loin de la zone de la zone critique avec une concentration en ions absorbant saturable  $Cr^{+4}$  de  $1.8*10^{24}$  ions/m<sup>3</sup> et une concentration  $Nd^{+3}$  de  $1.4*10^{25}$  ions/m<sup>3</sup> : a) puissance de sortie du laser en fonction du temps, b) densités en ions actifs en fonction du temps, inversion de population  $Nd^{+3}$  et absorbant saturable  $Cr^{+4}$**

$3.6 \cdot 10^{24}$  ions/m<sup>3</sup> (la valeur stationnaire)

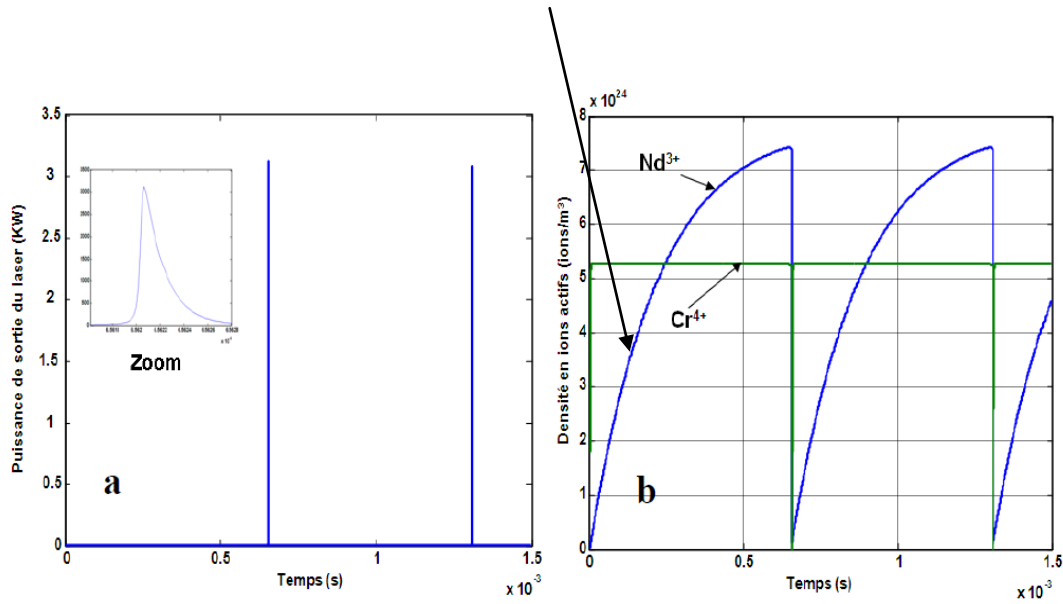


**Figure III.3 : régime auto-impulsionnel de fortes amplitudes obtenus proche de la zone de la zone critique avec une concentration en ions absorbant saturable  $Cr^{+4}$  de  $5.28 \cdot 10^{24}$  ions/m<sup>3</sup> et une concentration  $Nd^{+3}$  de  $1.4 \cdot 10^{25}$  ions/m<sup>3</sup> : a) puissance de sortie du laser en fonction du temps, b) densités en ions actifs en fonction du temps, inversion de population  $Nd^{+3}$  et absorbant saturable  $Cr^{+4}$ .**

Les deux figures (III.2) et (III.3) caractérisent le régime auto-impulsionnel de faible et de forte amplitude. Ces deux régimes sont obtenus avec les mêmes paramètres (mêmes pertes non utiles), la même puissance pompe (45 W), la même concentration en ions  $Nd^{+3}$  ( $1.4 \cdot 10^{25}$  ions/m<sup>3</sup>), les mêmes longueurs des fibres dopées  $Nd^{+3}$  et  $Cr^{+4}$  (respectivement 1.5m et 0.2m). Seule la concentration de la fibre absorbant saturable dopée  $Cr^{+4}$  est considérée comme variable ( $1.8 \cdot 10^{24}$  ions/m<sup>3</sup> pour le régime faible amplitude) et ( $5.28 \cdot 10^{24}$  ions/m<sup>3</sup> pour le régime forte amplitude).

## Chapitre III résultats analytiques simulation numérique

La figure III.4, à gauche présente la variation de la puissance de sortie du laser en fonction du temps, par contre celle de droite présente la variation de l'inversion de population des ions  $Nd^{+3}$  et de la densité des ions  $Cr^{+4}$  en fonction du temps. On constate alors que le temps du déclenchement tend vers l'infini ce qui veut dire qu'il n'y a pas de fonctionnement du laser.

Cette figure est obtenu avec les mêmes paramètres que ceux avec qui on a obtenu les figure III.2 et III.3 sauf pour la concentration d'absorbant saturable  $Cr^{+4}$  qui est de  $6 \cdot 10^{24}$  ions/m<sup>3</sup> qui dépasse le point critique qui est  $5.28 \cdot 10^{24}$  ions/m<sup>3</sup>.

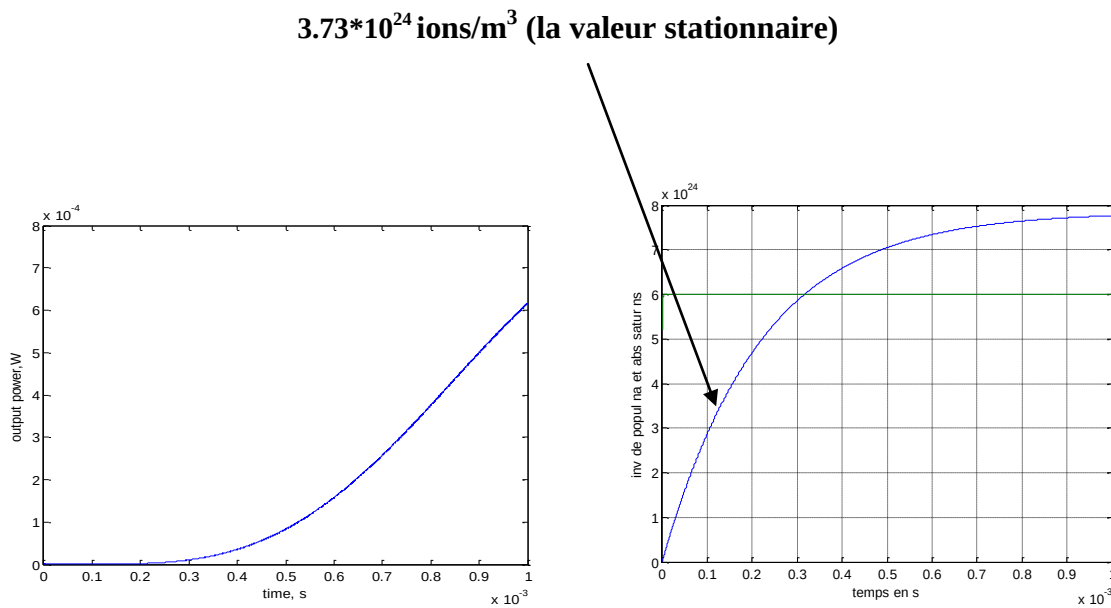


**Figure III.4 : régime obtenus supérieur de la zone de la zone critique avec une concentration en ions absorbant saturable  $Cr^{+4}$  de  $6 \cdot 10^{24}$  ions/m<sup>3</sup> et une concentration  $Nd^{+3}$  de  $1.4 \cdot 10^{25}$  ions/m<sup>3</sup> : a) puissance de sortie du laser en fonction du temps, b) densités en ions actifs en fonction du temps, inversion de population  $Nd^{+3}$  et absorbant saturable  $Cr^{+4}$ .**

### III.3 Résolution semi-analytique du système laser (cas particulier)

$$\begin{pmatrix} F_a'(t) \\ n_a'(t) \\ n_s'(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \left\{ \frac{F_a}{t_r} + n_a A_{21} C_s \right\} \exp(\alpha_a n_a - \alpha_s n_s + L) - \frac{F_a}{T_r} \\ \beta_p(N - n_a) - n_a(A_{21} + F_a \beta_a) \\ -n_s F_a \beta_s + (-n_s) A_{s21} + N_s A_{s21} \end{pmatrix}$$

L'objectif de cette section est de tirer certaines conclusions sur le comportement de la solution du système selon les valeurs de ces paramètres.

$$F_a(t) = x(t) = \bar{x}, \forall t \in [0, t_0[$$

$$n_a(t) = y(t)$$

$$n_s(t) = z(t) = \bar{z}, \forall t \in [0, t_0[$$

Où  $\bar{x}$  et  $\bar{z}$  sont deux constantes à déterminer. La formule analytique de  $y$  sera exhibée sur tout  $R^+$ .

Dans ce cas  $\bar{x} = \bar{z} = 0$ , et le système devient :

$$\begin{cases} 0 = \left\{ \frac{\bar{x}}{t_r} + y(t) A_{21} C_s \right\} \exp(\alpha_a y(t) - \alpha_s \bar{z} + L) - \frac{\bar{x}}{T_r} & (1) \\ y'(t) = \beta_p(N - y(t)) - y(t)(A_{21} + \bar{x} \beta_a) & (2) \\ 0 = -\bar{z} \bar{x} \beta_s + (-\bar{z}) A_{s21} + N_s A_{s21} & (3) \end{cases}$$

La simulation de ces équations numériquement nous montre que  $x(t)$  est proche de zéro, donc on va prendre  $\bar{x} = 0$       (4)

Il reste maintenant à résoudre l'EDO linéaire du premier ordre

$$y'(t) = \beta_p(N - y(t)) - y(t)(A_{21})$$

$$y'(t) = -(\beta_p + A_{21}) y(t) + \beta_p N$$

La solution est générale est donnée par

$$Y(t) = \frac{\beta_p N}{(A_{21} + \beta_p)} + K \exp(-(A_{21} + \beta_p) t_0)$$

## Chapitre III      résultats analytiques simulation numérique

K étant une constante à déterminer par la condition initiale imposée sur le gain y. si  $y(0)=0$ , alors :

$$K = -\frac{\beta_p N}{(A_{21} + \beta_p)}$$

Dans ce cas :

$$Y(t) = \frac{\beta_p N}{(A_{21} + \beta_p)} \{1 - \exp(-(A_{21} + \beta_p) t_0)\}$$

Comme on connaît l'expression de y juste avant l'instant  $t_0$ , par la continuité de y, on peut déduire que  $t_0$  est solution de l'équation

Autrement dit  $t_0$  correspond à un point d'intersection du graphe de y avec la droite d'équation

Pour calculer  $t_0$ , on va utiliser le point stationnaire de milieu amplificateur  $\hat{y}$  qui correspond à

$$\hat{y} = \frac{\beta_p N}{\beta_p + A_{21} + \hat{x} \beta_p}$$

Avec  $\hat{x}$  le point stationnaire relatif à la densité de photon à l'intérieur de la cavité

$$(L \beta_a \beta_s) \hat{x}^2 + \{\beta_s (L \beta_p + L A_{21}) + A_{s21} L \beta_a - \alpha_s A_{s21} N_s \beta_a + \alpha_a \beta_p N \beta_s\} \hat{x} + \{\alpha_a \beta_p N A_{21} - \alpha_s A_{s21} N_s (\beta_p + A_{21}) + A_{s21} (L \beta_p + L A_{21})\} = 0$$

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

Alors

Les solutions de  $\hat{x}$  sont comme suit :

$$\hat{x}_1 = -\frac{1}{2} \frac{1}{L \beta_a \beta_s} (\beta_s (L \beta_p + L A_{21}) + A_{s21} L \beta_a - \alpha_s A_{s21} N_s \beta_a + \alpha_a \beta_p N \beta_s - \beta_s (L \beta_p + L A_{21})^2 + 2 \beta_s (L \beta_p + L A_{21}) A_{s21} L \beta_a - 2 \beta_s (L \beta_p + L A_{21}) \alpha_s A_{s21} N_s \beta_a + 2 \beta_s (L \beta_p + L A_{21}) \alpha_a \beta_p N \beta_s + A_{s21}^2 L^2 \beta_a^2 - 2 A_{s21}^2 L \beta_a^2 \alpha_s N_s - 2 A_{s21} L \beta_a \alpha_a \beta_p N \beta_s + \alpha_s^2 A_{s21}^2 N_s^2 \beta_a^2 - 2 \alpha_s A_{s21} N_s \beta_a \alpha_a \beta_p N \beta_s + \alpha_a^2 \beta_p^2 N^2 \beta_s^2 + 4 L \beta_a \beta_s \alpha_s A_{s21} N_s (\beta_p + A_{21}) - 4 L \beta_a \beta_s A_{s21} (L \beta_p + L A_{21}))^{\frac{1}{2}}$$

## Chapitre III      résultats analytiques simulation numérique

$$\hat{x}_2 = -\frac{1}{2} \frac{1}{L\beta_a\beta_s} (\beta_s(L\beta_p + L A21) + As21 L \beta_a - \alpha_s As21 Ns \beta_a + \alpha_a \beta_p N \beta_s + \beta_s(L\beta_p + L A21)^2 + 2\beta_s(L\beta_p + L A21) As21 L \beta_a - 2\beta_s(L\beta_p + L A21) \alpha_s As21 Ns \beta_a + 2\beta_s(L\beta_p + L A21) \alpha_a \beta_p N \beta_s + As21^2 L^2 \beta_a^2 - 2 As21^2 L \beta_a^2 \alpha_s Ns - 2As21 L \beta_a \alpha_a \beta_p N \beta_s - \alpha_s^2 As21^2 Ns^2 \beta_a^2 - 2\alpha_s As21 Ns \beta_a \alpha_a \beta_p N \beta_s + \alpha_a^2 \beta_p^2 N^2 \beta_s^2 + 4 L \beta_a \beta_s \alpha_s As21 Ns (\beta_p + A21) - 4 L \beta_a \beta_s As21 (L\beta_p + L A21))^{\frac{1}{2}}$$

En étant que  $\hat{x}_2$  est négative, on l'a néglige ce qui fait que la valeur stationnaire de la densité est  $\hat{x}_1$

Donc la valeur de point stationnaire de milieu amplificateur est :

$$\hat{y} = \frac{\beta_p N}{\beta_p + A21 + \hat{x}_1 \beta_p}$$

$$\hat{y} = \beta_p N / (\beta_p + A21 - \frac{1}{2} \frac{1}{L\beta_s} (\beta_s(L\beta_p + L A21) + As21 L \beta_a - \alpha_s As21 Ns \beta_a + \alpha_a \beta_p N \beta_s - \beta_s(L\beta_p + L A21)^2 + 2\beta_s(L\beta_p + L A21) As21 L \beta_a - 2\beta_s(L\beta_p + L A21) \alpha_s As21 Ns \beta_a + 2\beta_s(L\beta_p + L A21) \alpha_a \beta_p N \beta_s + As21^2 L^2 \beta_a^2 - 2 As21^2 L \beta_a^2 \alpha_s Ns - 2As21 L \beta_a \alpha_a \beta_p N \beta_s + \alpha_s^2 As21^2 Ns^2 \beta_a^2 - 2\alpha_s As21 Ns \beta_a \alpha_a \beta_p N \beta_s + \alpha_a^2 \beta_p^2 N^2 \beta_s^2 + 4 L \beta_a \beta_s \alpha_s As21 Ns (\beta_p + A21) - 4 L \beta_a \beta_s As21 (L\beta_p + L A21))^{\frac{1}{2}})$$

$$\beta_p N \{1 - \exp(-(A21 + \beta_p) t_0)\} = (A21 + \beta_p) (\beta_p N) / (\beta_p + A21 - \frac{1}{2} \frac{1}{L\beta_s} (\beta_s(L\beta_p + L A21) + As21 L \beta_a - \alpha_s As21 Ns \beta_a + \alpha_a \beta_p N \beta_s - \beta_s(L\beta_p + L A21)^2 + 2\beta_s(L\beta_p + L A21) As21 L \beta_a - 2\beta_s(L\beta_p + L A21) \alpha_s As21 Ns \beta_a + 2\beta_s(L\beta_p + L A21) \alpha_a \beta_p N \beta_s + As21^2 L^2 \beta_a^2 - 2 As21^2 L \beta_a^2 \alpha_s Ns - 2As21 L \beta_a \alpha_a \beta_p N \beta_s + \alpha_s^2 As21^2 Ns^2 \beta_a^2 - 2\alpha_s As21 Ns \beta_a \alpha_a \beta_p N \beta_s + \alpha_a^2 \beta_p^2 N^2 \beta_s^2 + 4 L \beta_a \beta_s \alpha_s As21 Ns (\beta_p + A21) - 4 L \beta_a \beta_s As21 (L\beta_p + L A21))^{\frac{1}{2}})$$

$$\{1 - \exp(-(A21 + \beta_p) t_0)\} = ((A21 + \beta_p) (\beta_p N) / (\beta_p + A21 - \frac{1}{2} \frac{1}{L\beta_s} (\beta_s(L\beta_p + L A21) + As21 L \beta_a - \alpha_s As21 Ns \beta_a + \alpha_a \beta_p N \beta_s - \beta_s(L\beta_p + L A21)^2 + 2\beta_s(L\beta_p + L A21) As21 L \beta_a - 2\beta_s(L\beta_p + L A21) \alpha_s As21 Ns \beta_a + 2\beta_s(L\beta_p + L A21) \alpha_a \beta_p N \beta_s + As21^2 L^2 \beta_a^2 - 2 As21^2 L \beta_a^2 \alpha_s Ns - 2As21 L \beta_a \alpha_a \beta_p N \beta_s + \alpha_s^2 As21^2 Ns^2 \beta_a^2 - 2\alpha_s As21 Ns \beta_a \alpha_a \beta_p N \beta_s + \alpha_a^2 \beta_p^2 N^2 \beta_s^2 + 4 L \beta_a \beta_s \alpha_s As21 Ns (\beta_p + A21) - 4 L \beta_a \beta_s As21 (L\beta_p + L A21))^{\frac{1}{2}})) / \beta_p N$$

D'ou :

$$\exp(-(A_{21} + \beta_p) t_0) = -(((A_{21} + \beta_p)(\beta_p N)/(\beta_p + A_{21}) - \frac{1}{2} \frac{1}{L\beta_s}(\beta_s(L\beta_p + L A_{21}) + A_{s21} L\beta_a - \alpha_s A_{s21} N_s \beta_a + \alpha_a \beta_p N \beta_s - \beta_s(L\beta_p + L A_{21})^2 + 2\beta_s(L\beta_p + L A_{21}) A_{s21} L\beta_a - 2\beta_s(L\beta_p + L A_{21}) \alpha_s A_{s21} N_s \beta_a + 2\beta_s(L\beta_p + L A_{21}) \alpha_a \beta_p N \beta_s + A_{s21}^2 L^2 \beta_a^2 - 2 A_{s21}^2 L \beta_a^2 \alpha_s N_s - 2 A_{s21} L \beta_a \alpha_a \beta_p N \beta_s + \alpha_s^2 A_{s21}^2 N_s^2 \beta_a^2 - 2 \alpha_s A_{s21} N_s \beta_a \alpha_a \beta_p N \beta_s + \alpha_a^2 \beta_p^2 N^2 \beta_s^2 + 4 L \beta_a \beta_s \alpha_s A_{s21} N_s (\beta_p + A_{21}) - 4 L \beta_a \beta_s A_{s21} (L\beta_p + L A_{21}))^{\frac{1}{2}})/\beta_p N) - 1$$

Par passage au logarithme, on déduit que

$$t_0 = ((\ln(-(\beta_p + A_{21})(\beta_p N)/(\beta_p + A_{21}) - \frac{1}{2} \frac{1}{L\beta_s}(\beta_s(L\beta_p + L A_{21}) + A_{s21} L\beta_a - \alpha_s A_{s21} N_s \beta_a + \alpha_a \beta_p N \beta_s + (\beta_s(L\beta_p + L A_{21})^2 + 2\beta_s(L\beta_p + L A_{21}) A_{s21} L\beta_a - 2\beta_s(L\beta_p + L A_{21}) \alpha_s A_{s21} N_s \beta_a + 2\beta_s(L\beta_p + L A_{21}) \alpha_a \beta_p N \beta_s + A_{s21}^2 L^2 \beta_a^2 - 2 A_{s21}^2 L \beta_a^2 \alpha_s N_s - 2 A_{s21} L \beta_a \alpha_a \beta_p N \beta_s + \alpha_s^2 A_{s21}^2 N_s^2 \beta_a^2 - 2 \alpha_s A_{s21} N_s \beta_a \alpha_a \beta_p N \beta_s + \alpha_a^2 \beta_p^2 N^2 \beta_s^2 + 4 L \beta_a \beta_s \alpha_s A_{s21} N_s (\beta_p + A_{21}) - 4 L \beta_a \beta_s A_{s21} (L\beta_p + L A_{21}))^{\frac{1}{2}})/\beta_p N) - 1)/(-(A_{21} + \beta_p))$$

Après avoir observé deux régimes de fonctionnement pour le laser, un régime de faible amplitude (concentration en ions absorbant saturable inférieure à la concentration de la zone du point critique) et un régime de forte amplitude (obtenu au voisinage de la zone du point critique) et le régime supérieur à la zone critique, notre intérêt d'étude se focalisera à présent sur l'influence des deux concentrations  $Nd^{+3}$  et  $Cr^{+4}$  ainsi la puissance pompe sur le temps de déclenchement du laser.

### III.4 Influence des concentrations et la puissance pompe sur le temps de déclenchement du laser.

#### III.4.1 Influence de la concentration d'absorbant saturable sur le temps de déclenchement du laser.

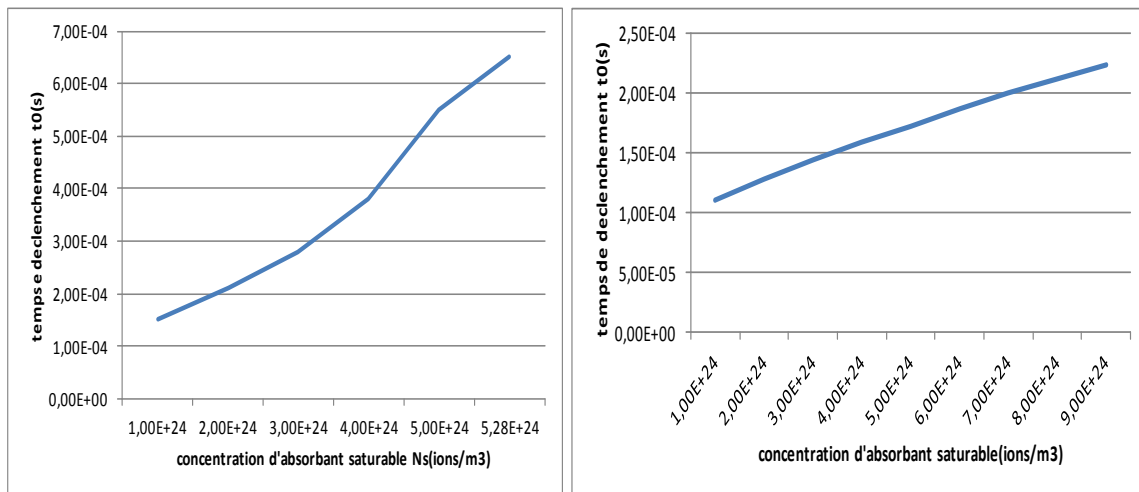


**Figure III.5 : variation du temps de déclenchement du laser en fonction de la concentration d'absorbant saturable  $\text{Cr}^{+4}$ . A gauche : résultats par simulation. A droite : résultats analytique**

La figure (III.5) montre que le temps de déclenchement du laser augmente au fur à mesure que la concentration d'absorbant saturable augmente jusqu'à une valeur précise qu'on appelle point critique qui est  $5,28 \cdot 10^{24}$ , au delà de cette valeur le temps va à l'infini donc pas de pulse laser, ceci dit pour les résultats de simulation or pour les résultats analytique quoi qu'on augmente la concentration d'absorbant saturable le temps de déclenchement du laser augmente même au delà de la zone critique on trouve des valeurs sachant que la concentration du milieu amplificateur est de  $1,4 \cdot 10^{25} \text{ ions/m}^3$  et la puissance pompe est de 45W.

### III. 4.2 Influence de la concentration du milieu amplificateur $\text{Nd}^{+3}$ temps de déclenchement du laser :

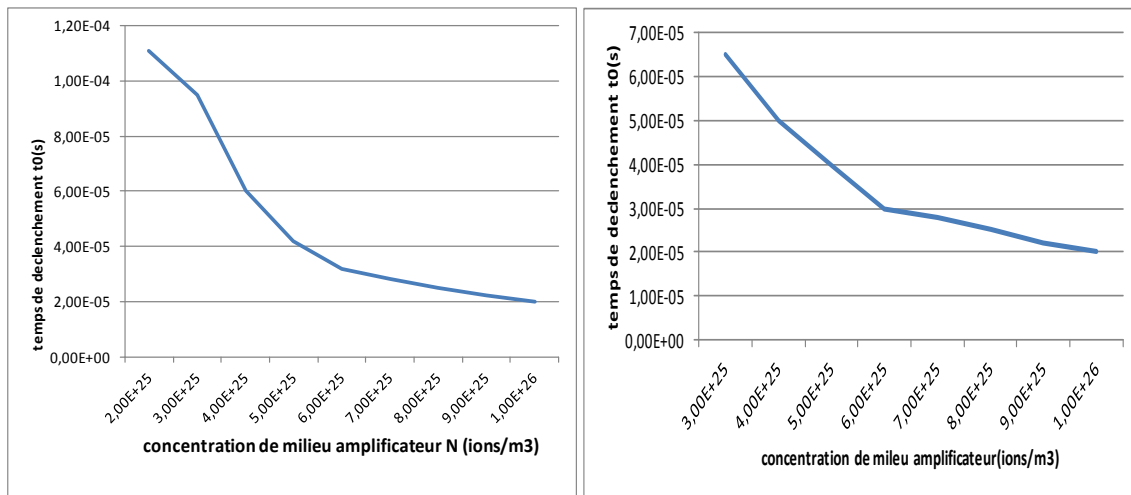


**Figure III.6 : variation du temps de déclenchement du laser en fonction de la concentration de milieu amplificateur  $\text{Nd}^{+3}$ . A gauche : résultats par simulation. A droite : résultats analytiques**

La figure (III.6) montre que le temps de déclenchement du laser diminue au fur à mesure que la concentration du milieu amplificateur augmente ceci dit même pour les résultats de simulation aussi pour les résultats analytique quoi qu'on augmente la concentration de milieu amplificateur le temps de déclenchement du laser diminue aussi sachant que la concentration d'absorbant saturable est de  $1,8 \times 10^{24}$  ions/m³ et la puissance pompe est de 45W.

## III.4.3 Influence de la puissance pompe sur le temps de déclenchement du laser :

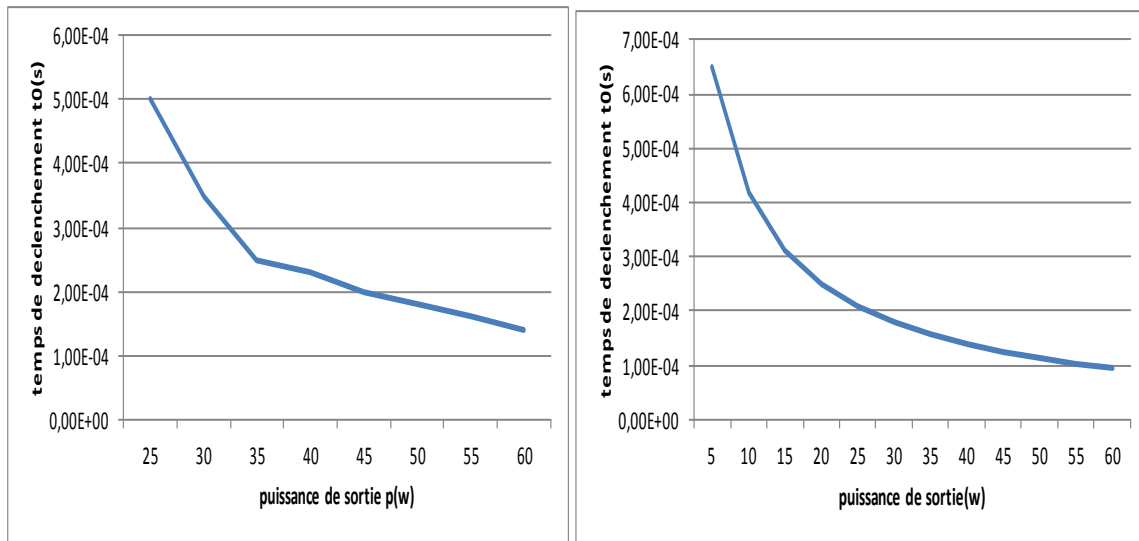


**Figure III.7 : variation du temps de déclenchement du laser en fonction de la puissance de sortie.**

La figure (III.5) montre que le temps de déclenchement du laser diminue au fur à mesure que la puissance de sortie augmente ceci dit pour les résultats de simulation, mais pour les résultats analytique quoi qu'on augmente la puissance de sortie, le temps de déclenchement du laser va à l'infini quand on choisit les puissances moins de 25 watt, la cause c'est qu'elle est inférieure à la puissance seuil, or à partir de la puissance 25 watt le temps diminue aussi comme dans la simulation sachant que la concentration d'absorbant saturable est de  $1,8 \cdot 10^{24}$  ions/m<sup>3</sup> et la concentration de milieu amplificateur est  $1,4 \cdot 10^{25}$  ions/m<sup>3</sup>.

#### Justification pour les courbes :

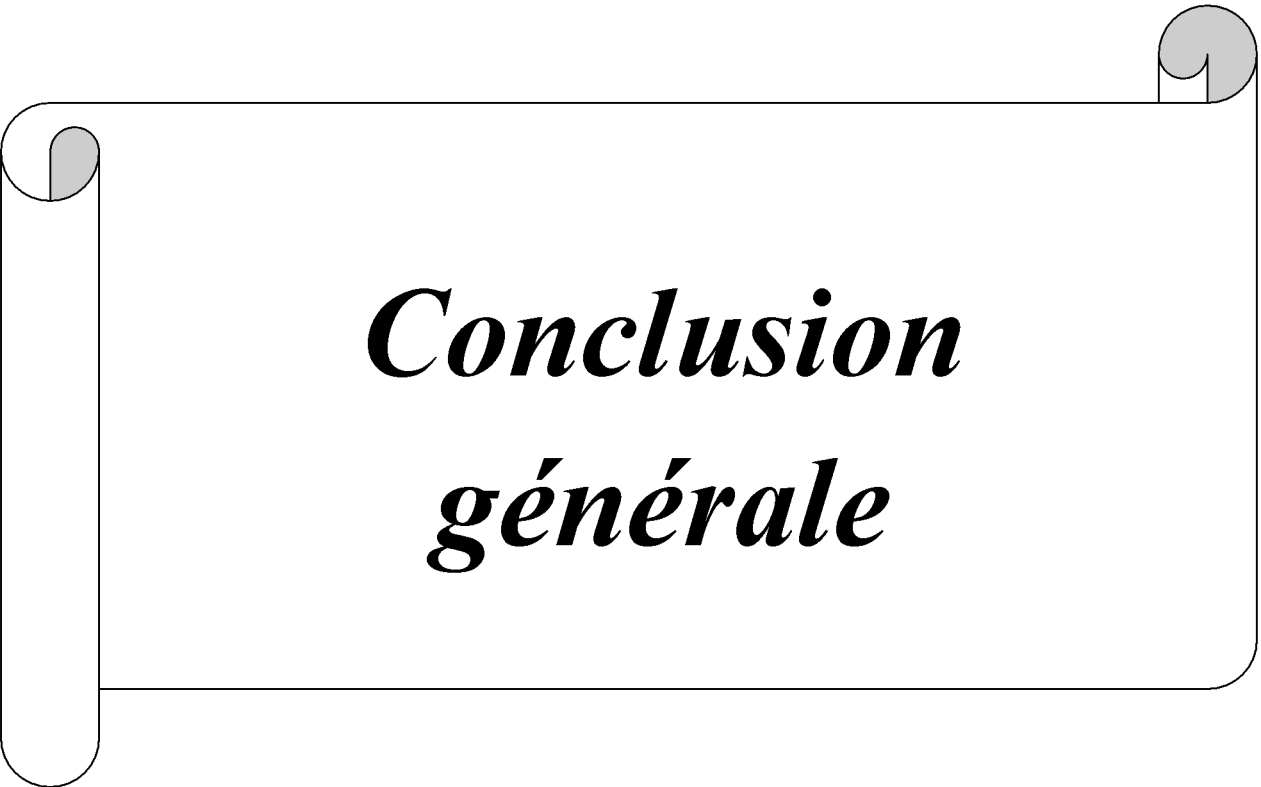
Ce qu'on a constaté, qu'il y a une différence entre les résultats analytiques et les résultats de simulations, ceci est due à la valeur d'inversion de population qu'on a utilisé dans le calcul du temps du déclenchement du laser, qui est une valeur stationnaire et non la valeur maximale car on n'avait pas pu la calculer jusqu'à maintenant.

- De ce qui précède on conclut qu'on trouve un accord qualitatif et non quantitatif entre les résultats de simulations et les résultats analytiques pour la durée du temps du déclenchement lorsque il y a fonctionnement du laser, par contre il n'y a pas d'accord lorsque il n'y a pas de

## **Chapitre III      résultats analytiques simulation numérique**

---

fonctionnement du laser, en effet le temps du déclenchement du laser tend vers l'infini on simulation par contre en analytique on trouve un temps qui n'est pas infini. Ceci s'explique par le fait que la valeur maximale de l'inversion de population utilisée pour la détermination du temps de déclenchement est approximer par la valeur stationnaire de l'inversion de population.

A decorative graphic of a scroll with a black outline and a light gray fill. The scroll is unrolled, with its ends curling upwards. It is positioned horizontally across the middle of the page.

# ***Conclusion générale***

## Conclusion générale

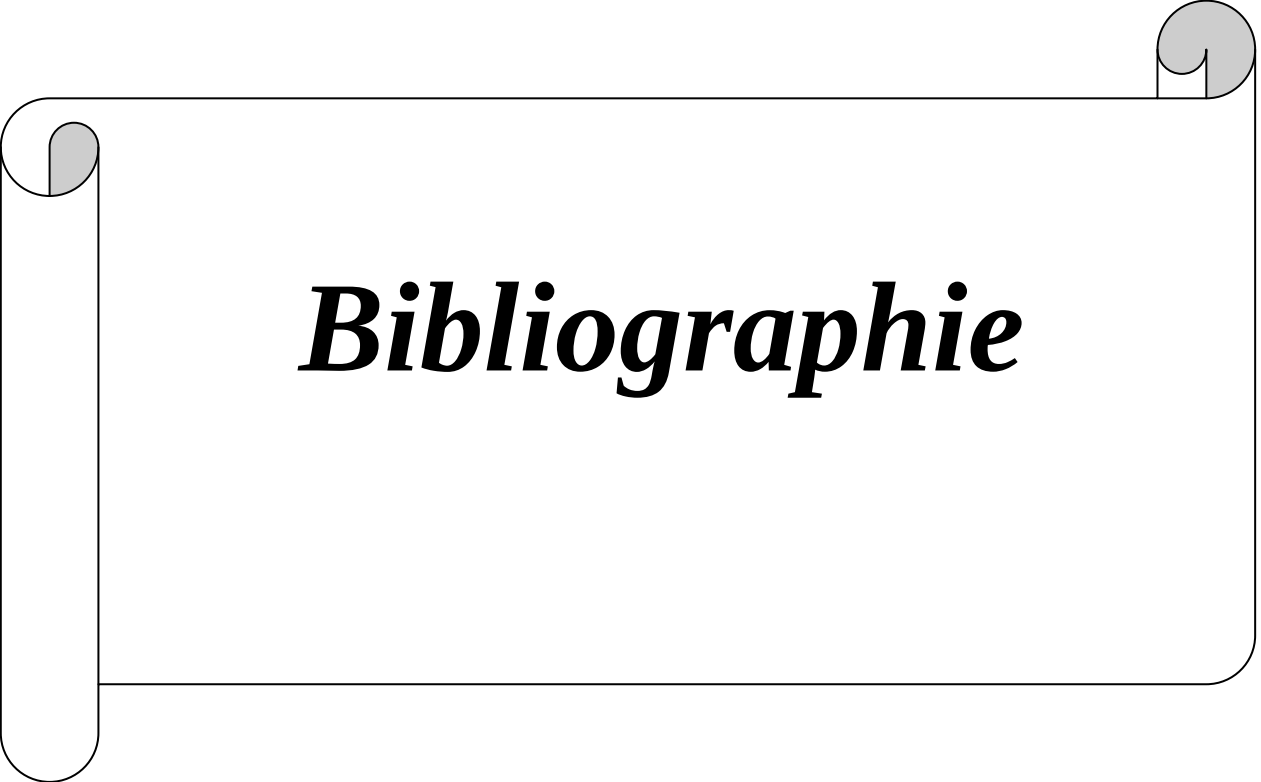
---

### Conclusion générale

Le but de ce travail est de calculer d'une manière analytique le temps de déclenchement d'un laser entièrement fibré passivement Q-déclenché par un absorbant saturable.

Les résultats trouvées pour le temps de déclenchement par la méthode analytique et par simulation sont dans l'ordre de grandeur lorsque il ya fonctionnement du laser, mais pas dans le cas où il n'ya pas de fonctionnement du laser. Lorsque la concentration de l'AS est supérieur à la zone critique, par simulation on trouve un temps de déclenchement qui tend ver l'infini or analytiquement on trouve une valeur constante. On constate la même chose lorsque la puissance pompe est inferieur à la puissance pompe seuil.

Certes, ce travail reste loin d'être complet, il construit néanmoins une bonne approche pour la compréhension des lasers entièrement fibré passivement Q-déclenché, aussi il nous a permis de savoir qu'on ne peut pas trouver le temps de déclenchement du laser avec une valeur approchées de l'inversion de population maximale.



# ***Bibliographie***

## *Bibliographie*

- [1] Mlle “KALAI Chafiq”, « Approche des lasers a fibrés passivement Q-déclenchés .Applications au laser  $\text{Yb}^{3+}:\text{Cr}^{4+}$  » Mémoire de Magister de l’université de tizi ousou.
- [2] “Johan BOULLET”, “ Laser a fibres de profil de gain discrétisé adaptes a l’émission de fortes puissances “ Thèse de doctorat de l’université de Limoges 2006.
- [3] “Mathieu DEVAUTOUR”, “ étude des fibres actives combinant large cœur et fort niveau de dopage pour l’émission uni modale “ Thèse de doctorat de l’université de Limoges 2009.
- [4] “ BOUDIA Naima”, “ étude d’un laser complètement fibré passivement Q-déclenché en mode locking“ Mémoire de Magister de l’université de tizi ousou 2011.
- [5] “Ali Hreibi”, “Hybridation de fibre optique et de nanoparticules semi-conductrices. Application aux sources lumineuses“ Thèse de doctorat de l’université de Limoges 2012.
- [6] “Elena OLMEDO HERRERO “, “Étude des effets non linéaires dans les lasers et amplificateurs de puissance à fibre double gaine dopée  $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ . “ Thèse de doctorat de l’école de paris 2003.
- [7] “ laboratoire de physique de lasers “, “ressources pédagogiques en ligne “
- [8] I.Fsaifes. “Encodage et décodage temporels “tout-optique “ à réseaux de Bragg pour l’accès multiple “. Thèse de doctorat de l’université de paris. 2007
- [9] O .Gourmala. “Etude et Réalisation des réseaux de Bragg pour des applications photoniques“. Thèse de magister de l’université de Tlemcen. 2006
- [10] A.F.Obaton, M.Douay, P.Miay, M.lièvre “caractérisation de réseaux de Bragg par réflectométrie optique a faible cohérence“

## Bibliographie

---

- [11] A.D.Kersey, Michael A.Davis, Heather J.Patrick, Michel LeBlanc, K.P.Koo, C.G.Askins, M.A.Putnam, and E.joseph Friebele. "Fiber Grating sensors «journal of light wave technology, vol.15.No.8, august 1997.
- [12] actuav.com » le portail des media numérique »
- [13] Sébastien Forget, "optique des lasers et faisceaux Gaussiens", laboratoire de physique des lasers, université de paris nord/13.
- [14] J.B.Lacourt thèse "Etude et Réalisation de laser a fibre auto-impulsionnel a base d'absorbants saturables " soutenu le 22 juin 2006 université de Rouen.
- [15] T.H.Maiman "stimulated optical radiation in ruby «Nature, vol. 184, P. 493, 1960.
- [16] Snitzer, E "proposed fiber cavities for optical lasers"«J.appl.phys.32:36-39, 1961
- [17] H.Djellout "Etude de l'influence des composantes d'un laser a fibre optique sur la puissance de sortie et la stabilité du laser" Thèse de magister a l'université UMMTO 2009.
- [18] Y. Jeong, J. K. Sahu, D. N. Payne, and J. Nilsson. "Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36 kW continuous-wave output power" Optical Society of American.2004.
- [19] L. Pan, I.Utkin, and R.Fedosejevs."High-repetition-rate passively Q-switched ytterbium doped fiber laser with Cr<sup>4+</sup>: YAG saturable absorber".Optical Society of America.2007.
- [20] D.Andresciani, F. cuti, F.Matera, and B. daino, D.Andresciani, F. cuti, F.Matera, of polarization on a low birefringence terrestrial fiber cable,"opt.Lett. 12, 844-846(1987)"
- [21] C.D.Poole, N.S.Bergano,R.E.Wenger, and H.J.Schulte," polarization dispersion and principale states in a 147-km undersea lightwave cable,"IEEE J. Lighwave technol 6, 1185-1190(1998)"

## Résumé :

Le présent travail porte sur la recherche des solutions semi-analytique des paramètres caractérisant les impulsions d'un laser passivement Q –déclenché. Le calcul semi-analytique du temps nécessaire au déclenchement en fonction des éléments constituant l'architecteur laser considéré et déterminé. La modélisation des paramètres est basée sur la résolution analytique du système d'équations différentielles couplé régissant le fonctionnement du laser associée aux observations du comportement des solutions des équations obtenues par des résolutions numériques.

**Mots clefs :** laser fibré, Q-déclenchement, équations cinétiques et absorbant saturable