

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique  
UNIVERSITE MOULOUD MAMMERRI, TIZI-OUZOU  
Faculté des sciences  
Département de Physique



# MEMOIRE DE MAGISTER

Spécialité : Physique  
Option : Science de la Matière

Présenté par

**Boudia Naima**

## *Thème*

*Etude d'un laser complètement fibré passivement  
Q- déclenché en mode locking*

### Devant le jury d'examen composé de :

Mme : Fadila LALAM	Professeur	UMMTO	Président
Mr : Rabah MOKDAD	MCA	UMMTO	Rapporteur
Mr : Mourad ZEMIRLI	Professeur	UMMTO	Examineur
Mr : Arezki BENFDILA	Professeur	UMMTO	Examineur
Mr : Mustapha BENARAB	Maitre Assistant. A	UMMTO	Invite

**Soutenue le 02 /11/2011**

## **Remerciements :**

Ce travail a été effectué au laboratoire de Physique Chimie Quantique de l'Université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou.

Je tiens à remercier Monsieur Rabah MOKDAD maître de conférences à l'Université Mouloud Mammeri rapporteur de ce travail. Je remercie également Madame Fadila LALAM, professeur à l'Université Mouloud Mammeri qui m'a fait l'honneur de présider le jury. Je suis également très reconnaissant envers Messieurs Arezki BENFDILA, professeur à l'université Mouloud Mammeri et Mourad ZEMIRLI, professeur à l'université Mouloud Mammeri d'avoir accepté le rôle d'examineur. Je tiens à présenter ma profonde gratitude à Mustapha BENARAB avec lequel j'ai travaillé durant toute la durée de mon travail. Son expérience dans le domaine des lasers à fibre, sa bonne humeur quotidienne et sa disponibilité m'ont été fort bénéfiques.

Ce travail est largement bénéficié des compétences et du soutien d'Ammar HIDEUR, professeur à l'université de Rouen, je tiens à lui exprimer ma profonde reconnaissance et ma sincère admiration.

Ce travail ne serait pas sans mon mari, mes enfants, mes Parents et tous les membres de mes deux famille qui m'ont toujours accompagné et encouragé dans mes efforts pour accéder à toujours plus de connaissance. Je les remercie.

Ce travail a également bénéficié du soutien des mes collègues et amis pour leur soutien, et à tout ceux qui mon aidé de prés ou de loin à la réalisation de ce mémoire.

<b>Introduction générale</b>	1
<b>Chapitre I : Généralités sur les lasers à fibres optiques</b>	
I. Rappel sur les lasers et les fibres optiques	4
I.1. Les lasers à fibre	5
I.2. Généralités sur les fibres	5
I.2.1. Les fibres optiques	5
I.2.2. Les différents paramètres caractérisant les fibres optiques	7
I.2.3. Les fibres dopées aux ions de terres rares	10
I.2.4. Structure d'une fibre dopée à double gaine	11
I.3. Cavité résonnante Fabry-Perot	13
I.4. Fibres monomodes et multimodes	14
I.4.1. Fibres multimodes	14
I.4.2. Fibre monomode	15
I.5. Modes longitudinaux et transverses d'un laser	15
I.6. Les effets non-linéaires dans les fibres optiques	18
I.6.1. Effet Kerr	19
I.6.2. Diffusion Brillouin stimulée	20
I.6.3. La diffusion Raman	21
I.7. Réseaux de Bragg dans les fibres	22
I.7.1. Lasers à réflecteurs de Bragg répartis	23

I.7.2. Miroir de Bragg	24
I.8. Laser à modes synchronisés	25
I.9. Les absorbants saturables	29
I.10. Régime impulsionnel dans les lasers	27
I.10.1. Laser passivement et activement Q-déclenché	29
I.10.2. Le régime de verrouillage de modes	31
I.10.2.1. Principe de fonctionnement	31
I.10.2.2. Etat de l'art du verrouillage de modes dans les lasers à fibre	31
I.11. les absorbants saturables	35
 <b>Chapitre II : La théorie de mode locking</b>	
II.1. Laser à verrouillage de modes	36
II.1.1. Les lasers à verrouillage de mode actif	39
II.1.2. Les lasers à verrouillage mode passif	44
II.2. Techniques de verrouillage de modes passifs	46
II.2.1. Le laser à rotation non-linéaire de polarisation	46
II.2.2. Verrouillage de modes avec absorbant saturable semi-conducteur utilisé en transmission:SESAT	53
II.2.3. Verrouillage de modes avec absorbant saturable semi-conducteur utilisé en réflexion: SESAM	55
II.2.4. Verrouillage de modes avec absorbant saturable absorbant saturable à base de nanotubes de carbone (NTC)	56
II.3. La théorie du verrouillage de mode avec un absorbant saturable rapide	58
II.3.1. Sans GDD et SPM	59

II.3.2. Avec la GDD et SPM	60
<b>Chapitre III : Calcul et résultats obtenus</b>	
III.1. Résultat obtenu en régime Q-déclenché	62
III.2. Résultat obtenu pour un laser à verrouillage de modes dopé Nd <sup>3+</sup>	66
III.3. Résultat obtenu pour un laser à verrouillage de modes dopé Yb <sup>3+</sup>	67
III.4. Résultat obtenu pour un laser à verrouillage de modes dopé Er <sup>3+</sup>	70
<b>Conclusion Générale</b>	73
<b>Références</b>	75

### Introduction générale :

La démonstration théorique du phénomène d'émission stimulée en 1917 par A. Einstein marque le début de la compréhension de l'effet laser. Ces travaux ont permis la mise en place du concept d'amplification de la lumière par émission stimulée.

Les lasers à fibre dopée aux ions de terre rare ont été inventés dans le début des années 1960 [1]. Le premier laser multimode pompé par lampe flash délivrait quelques mW de puissance de sortie à 1  $\mu\text{m}$ . Pendant plusieurs années les difficultés technologiques liées à la fabrication de fibres optiques à faibles pertes et la limitation de l'efficacité du pompage sont restés un obstacle à leur développement. [2]

Ce n'est qu'au milieu des années quatre vingt, lorsque le processus de fabrication des fibres est mieux contrôlé et que la technologie des diodes laser a atteint une maturité suffisante que l'intérêt des lasers à fibre est devenu apparent. En effet, en 1985 et pour la première fois, Poole et al réussissent à incorporer des ions de terres rares dans des fibres optiques monomodes [3]. Ils réalisent ainsi le premier laser à fibre monomode dopée néodyme pompé par diode avec un seuil inférieur à 1 mW [4]. Depuis, des lasers à fibre dopée avec différents ions de terres rares tels que l'holmium, le thulium, le praséodyme ou l'ytterbium... ont été réalisés. En particulier, la démonstration de l'amplificateur à fibre dopée erbium fonctionnant autour de 1.55  $\mu\text{m}$  en 1987 a apporté un progrès significatif dans le domaine des télécommunications optiques [5]. Il s'en est suivi un intérêt particulier pour les lasers et les amplificateurs à fibre dopée erbium, ce qui n'a pas empêché le développement d'autres sources laser à d'autres longueurs d'onde.

En fonction de l'application visée, les ions terres rares sont insérés dans des matrices plus ou moins ordonnées. L'insertion de l'ion ytterbium dans une matrice amorphe comme la silice permet d'avoir des sections efficaces d'émission élevées et ouvre la possibilité de générer des impulsions très courtes (femto secondes) [6].

Parmi les avantages des lasers à fibre on peut citer leur excellente dissipation thermique, les procédures simples de dopage des fibres optiques et leur compatibilité pour un pompage avec des diodes laser monomodes, ce qui en fait des dispositifs très compacts. Le confinement de l'énergie optique sur de grandes longueurs d'interaction permet des gains élevés. Les lasers à fibre présentent de larges bandes de gain du fait de l'élargissement inhomogène dans les verres, ce qui permet la génération d'impulsions ultracourtes. Ils sont faciles à régler car la fibre constitue un guide pour l'onde laser et élimine ainsi les effets de diffraction. De plus, la disponibilité de composants optiques à fibre minimise la nécessité

d'utiliser des éléments optiques massifs et donc les problèmes d'alignement mécanique. Différentes cavités optiques peuvent être construites très facilement telles que la cavité Fabry-Perot, la cavité en anneau ou la combinaison des deux. Un autre avantage des lasers à fibre provient de la possibilité d'exploitation des effets non-linéaires dans les fibres optiques pour la génération de nouvelles longueurs d'ondes (effets Raman et Brillouin) ou le verrouillage de modes (effet Kerr).

En plus du fonctionnement en continu, les lasers à fibre peuvent être utilisés en régime de blocage de modes ou en régime déclenché pour générer des impulsions plus au moins courtes.

Des lasers à fibre dopée avec différents ions de terres rares fonctionnant en régime déclenché ont été démontrés dès 1986 avec des impulsions de quelques centaines de nanosecondes. La même année un laser à fibre à verrouillage de modes actif utilisant un modulateur acousto-optique pour moduler les pertes a été réalisé [7], les impulsions obtenues alors sont de l'ordre de la nanoseconde. L'utilisation d'un modulateur de phase a permis de générer des impulsions de 20 ps, mais les impulsions les plus courtes sont générées par le verrouillage de modes passif. En effet, l'exploitation de l'effet Kerr optique dans différentes configurations optiques a permis de générer des impulsions très courtes. Des impulsions aussi courtes que 42 fs ont ainsi été obtenues dans un laser à fibre dopée néodyme [8]. Actuellement, des lasers à fibre avec des impulsions de quelques dizaines à quelques centaines de femto secondes sont disponibles sur le marché à différentes longueurs d'onde. L'absorbant saturable est une des solutions les plus courantes pour obtenir un régime impulsif déclenché ou verrouillé en phase. Différentes natures d'absorbants saturables ont été envisagées depuis les premières réalisations de lasers impulsifs comme les cristaux, les fibres optiques dopées ou les semi-conducteurs. Depuis le début des années 1990 et l'invention de l'absorbant saturable semi-conducteur à multipuits quantiques, principalement placé en microcavité et utilisé comme miroir (SESAM), cette nature d'absorbant saturable semble avoir pris le pas sur les autres types d'absorbants saturables en ce qui concerne la génération d'impulsions dans les lasers fonctionnant autour de longueurs d'onde de 1  $\mu\text{m}$  et 1,5  $\mu\text{m}$ . L'avantage principal de ces absorbants saturables est qu'il est possible de modifier les propriétés optiques de ces structures comme la longueur d'onde de fonctionnement, l'absorption [9].

Ce travail est consacré à l'étude d'un laser complètement fibré passivement Q-déclenché en mode locking. Le plan du manuscrit est le suivant :

Dans le premier chapitre nous présentons les généralités sur les lasers fibrés, Les effets non-linéaires dans les fibres optiques, laser à modes synchronisés, Les absorbants saturables, l'état de l'art du verrouillage de modes dans les lasers à fibre. Le deuxième chapitre est consacré au rappel des différentes techniques de verrouillage de modes passif. Nous nous intéresserons plus particulièrement à la technique de la rotation non-linéaire de la polarisation utilisée tout au long des calculs. Le troisième chapitre a pour objectif le calcul de la largeur a mi-hauteur des pulses sortant du laser pour trois dopants des fibres optiques ( $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{YB}^{3+}$ ,  $\text{Er}^{3+}$ ) et faire une comparaison des résultats.



**Chapitre I**

**Généralités sur les**

**Lasers à fibres**

**optiques**

Les impulsions lumineuses sont aujourd'hui un des principaux outils de mesure des phénomènes ultra-rapides mais elles trouvent aussi des applications dans des domaines aussi variés que le micro-usinage ou la chirurgie.

Deux méthodes sont généralement utilisées pour faire fonctionner un laser en régime impulsionnel : le déclenchement (Q-switch) et le verrouillage de modes (Mode locking). Le premier laser déclenché émettant des impulsions a été rapporté en 1963 [10], soit 3 ans après la première démonstration expérimentale d'un laser (laser rubis de Maiman) [11]. Les impulsions émises avec cette technique sont de longues durées (de l'ordre de la nanoseconde à la microseconde) et énergétiques. Au contraire les impulsions émises par la technique du verrouillage de modes sont courtes (quelques femtosecondes à quelques picosecondes). Le premier laser fonctionnant selon cette méthode a été rapporté en 1966 [12].

Parallèlement les fibres optiques dopées aux ions de terre-rare se sont révélées être de bons milieux amplificateurs en vue de la réalisation de lasers. Le premier laser à fibre a été réalisé en 1964 [13]. Ce laser multimode était pompé par lampe flash et délivrait quelques milliwatts de puissance de sortie à une longueur d'onde de  $1 \mu\text{m}$ . Plusieurs difficultés étaient alors rencontrées à cette période lors de la conception de lasers à fibre, notamment liées à la conception des fibres optiques à faibles pertes et à l'efficacité du pompage de ces fibres. Ce n'est que dans les années 80 [14] que le premier laser à fibre monomode à faible perte a été réalisé, grâce à une fibre dopée en ions néodyme, délivrant quelques milliwatts de puissance de sortie. L'amélioration des techniques de pompage et de la conception des fibres optiques font que les lasers à fibre sont aujourd'hui capables de générer en continu des puissances de sortie de l'ordre de quelques kilowatts. Des cœurs de fibre fortement dopés ont été réalisés avec divers ions de terre rare comme le néodyme, l'erbium, l'ytterbium, le thulium... [15].

### **I. Rappel sur les lasers et les fibres optiques :**

Le but de ce chapitre est de présenter le contexte de notre étude. Après un bref rappel sur les lasers à fibre, nous décrirons les différentes techniques permettant d'obtenir un régime impulsionnel dans les lasers.

### I.1. Les lasers à fibre :

Un laser repose sur 3 éléments : un milieu amplificateur, un système de pompage et une cavité. Le milieu amplificateur est une fibre optique dopée aux ions terres rares. Le pompage de ces lasers peut être longitudinal ou transverse. Le pompage longitudinal a une efficacité plus grande mais le taux de pompage n'est pas homogène (dans toute la fibre), Ceci implique une inversion de population, et donc le gain, varient en général le long de la fibre contrairement au pompage transverse homogène. Le pompage des lasers à fibre se fait de plus en plus par diode laser et de manière longitudinale. Un des avantages très important des lasers à fibre est qu'ils possèdent une excellente dissipation thermique. Les cavités peuvent être très variées selon le type de laser que l'on souhaite développer. Une des caractéristiques principales d'un laser à fibre est le confinement de l'onde dans la structure guidante. [16]

### I.2. Généralités sur les fibres :

#### I.2.1. Les fibres optiques :

Les fibres optiques sont des excellentes candidates pour réaliser des élargissements de spectre importants. En effet la possibilité de confiner, avec peu de pertes, un champ électromagnétique fort sur de grandes distances, tout en maîtrisant les conditions de dispersion, permet de mieux contrôler l'apparition des effets non linéaires à l'origine des conversions fréquentielles. De plus, la maîtrise du profil d'indice de la fibre permet d'obtenir des conditions particulières de propagation (unimodale ou multimodale, en tenant compte de la polarisation) et de ce fait, l'instauration d'effets non linéaires particuliers de type paramétriques. La possibilité de réaliser des guides dans des matériaux très différents (silice, chalcogénure, tellure, ...) ou de pouvoir doper ce même matériau avec de multiples ions permet de modifier la susceptibilité non linéaire d'ordre trois. [17]

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.1)

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  $\Delta = \frac{n_c^2 - n_g^2}{2n_g^2}$ ,  $r$  la distance à l'axe,  $a$  rayon du cœur,  $\alpha$  l'exposant du profil d'indice.

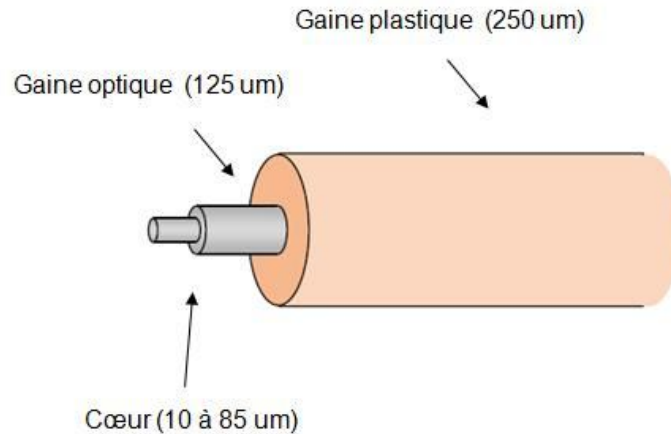


Figure I.1: fibre optique

- **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 maximal  $\theta_0$ , voir figure(I.2). Ainsi le rayon à l'intérieur de la fibre optique est guidé par réflexion totale à l'interface cœur gaine. [18]

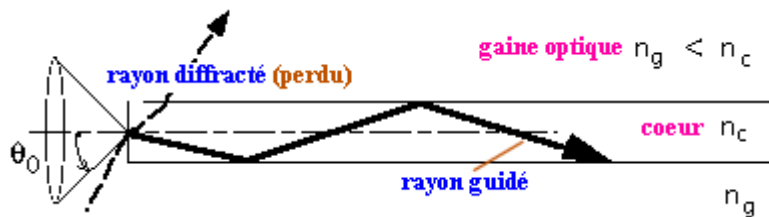


Figure I.2 : ouverture numérique

### I.2.2. Les différents paramètres caractérisant les fibres optiques :

- **L'atténuation  $\alpha$ :**

L'atténuation  $\alpha$  correspond à la perte de puissance du signal optique se propageant dans le guide et elle est caractérisée par la différence entre la puissance injectée  $P_i$  et la puissance de sortie  $P_s$ . Ce paramètre a été particulièrement étudié pour les applications en télécommunications afin d'augmenter les distances de liaison par fibre optique.

Les pertes, représentées par le coefficient d'atténuation linéique  $\alpha$ , varient en fonction de la longueur d'onde à cause de l'absorption et de la diffusion Rayleigh. La Figure I.3 montre la courbe d'atténuation d'une fibre en silice standard monomode (SMF « Single Mode Fiber »). Les pertes aux basses longueurs d'onde sont liées à la diffusion Rayleigh alors qu'aux hautes longueurs d'onde elles sont engendrées par l'absorption. La présence d'ions OH<sup>-</sup> induit une augmentation des pertes autour de 1400 nm. Dans ces conditions, les pertes les plus faibles sont de l'ordre de 0,2 dB/km autour de 1550 nm.

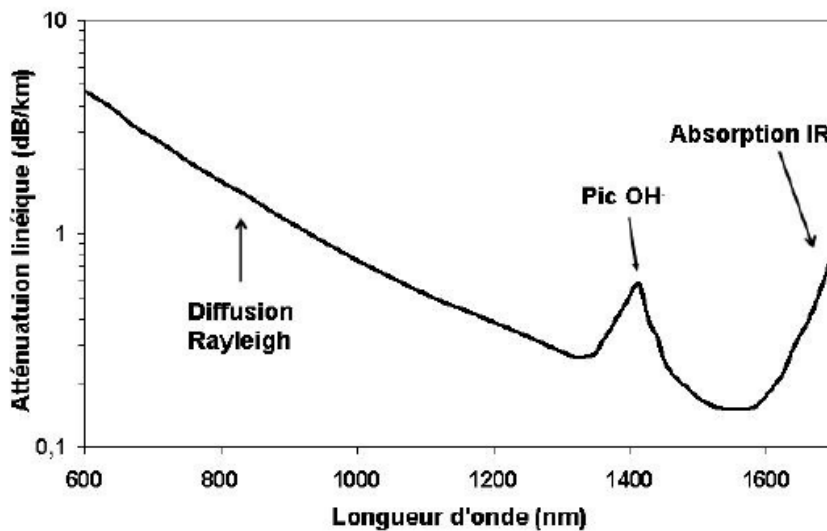


Figure I.3 : Courbe d'atténuation spectrale d'une fibre en silice standard

Dans la majorité des cas, le coefficient d'atténuation linéique  $\alpha$  est exprimé en  $dB/km$  comme défini dans l'équation suivante :

$$\alpha(dB/km) = -\frac{10}{L} \log\left(\frac{P_s}{P_i}\right) = 4,343\alpha(km^{-1}) \quad (I.1)$$

L : la longueur du guide d'onde.

• **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 optique subira un étalement temporel plus ou moins important en fonction de sa longueur d'onde centrale et de sa largeur temporelle. La dispersion chromatique d'un guide est la somme de la dispersion du matériau et de la dispersion introduite par l'effet de guidage, sa valeur peut donc être modifiée et contrôlée par l'introduction d'un dopage.

L'effet de la dispersion chromatique peut être évalué numériquement en utilisant le développement en série de Taylor de la constante de propagation  $\beta(\omega) = n(\omega) \cdot \omega / c$  autour de la pulsation centrale  $\omega_0$  de l'impulsion :

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \frac{1}{24} \beta_4(\omega - \omega_0)^4 + \dots \quad (\text{I.2})$$

Ou 
$$\beta_m = \left[ \frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right]_{\omega=\omega_0} \quad \text{avec } m = 0, 1, 2, \dots$$

Le terme  $\beta_1$  est inversement proportionnel à la vitesse de groupe  $v_g$  de l'onde et  $\beta_2$  correspond à la dérivée par rapport à  $\omega$  de la vitesse de groupe plus connue sous le nom de dispersion de vitesse de groupe (GVD « Group Velocity Dispersion ») :

$$\beta_1 = \frac{1}{v_g} = \frac{1}{c} \left( n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right)$$

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left( 2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2n}{d\omega^2} \right)$$

Le terme  $\beta_2$  est très peu utilisé dans le domaine des fibres optiques, le terme de dispersion chromatique, notée  $D_c$  est exprimé en ps/ (nm.km), et défini par la relation suivante :

$$D_c(\lambda) = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2(\lambda) \quad (\text{I.3})$$

La figure (I.4) montre les courbes  $D_c(\lambda)$  et  $\beta_2(\lambda)$  d'une fibre. Lorsque la dispersion chromatique est négative (soit  $\beta_2 > 0$ ), on parle de régime de dispersion normal.

Dans ce cas, les grandes longueurs d'onde (infra rouges) se propagent plus rapidement que les basses longueurs d'onde. Au contraire, en régime de dispersion anormal, la dispersion

chromatique est positive (soit  $\beta_2 < 0$ ). Les grandes longueurs d'onde se propagent plus lentement que les basses longueurs d'onde. Le régime de dispersion joue un rôle important dans l'apparition d'effets non linéaires.

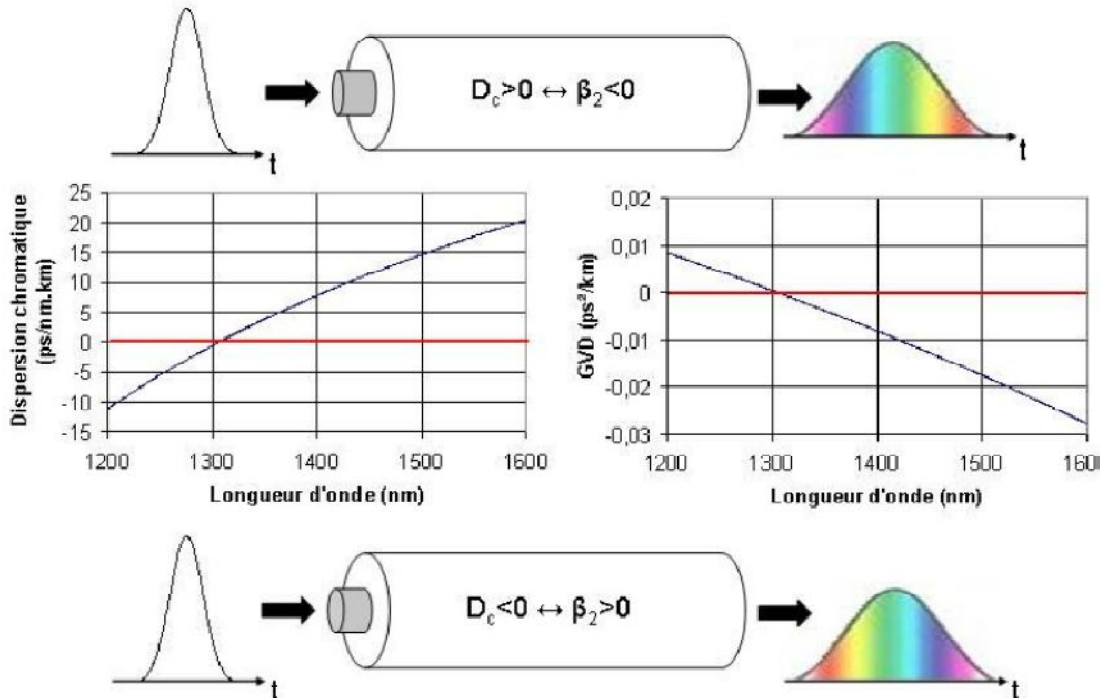


Figure I.4 : Courbes de dispersion chromatique et de dispersion de vitesse de groupe d'une fibre en fonction de la longueur d'onde

- **La longueur d'onde de coupure  $\lambda_c$ :**

La longueur d'onde de coupure  $\lambda_c$  correspond à la plus haute longueur d'onde permettant à un mode transverse de se propager dans le guide. Cela signifie qu'au-dessus de cette valeur limite, le mode considéré ne peut se propager sans subir de pertes importantes. Cette grandeur dépend des paramètres optogéométriques de la fibre.

- **Le coefficient non linéaire  $\gamma$ :**

Ce coefficient permet d'évaluer la réponse non linéaire d'un tronçon de fibre à une excitation donnée. Plus ce coefficient est élevé, plus la fibre est considérée comme non linéaire. Il est défini par :

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{eff}} \text{ en m}^{-1} \cdot \text{W}^{-1} \quad (\text{I.4})$$

Où  $n_2$  correspond à l'indice de réfraction non linéaire du matériau et vaut  $\sim 2,6 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  pour la silice pure.  $A_{eff}$  est l'aire effective du mode se propageant dans le guide, calculée à partir de la distribution transverse du champ électrique  $E(x,y)$  comme décrit dans l'équation suivante :

$$A_{eff} = \frac{[\iint_{-\infty}^{\infty} |E(x,y)|^2 dx dy]^2}{\iint_{-\infty}^{\infty} |E(x,y)|^4 dx dy} \quad (\text{I.5})$$

Dans une fibre standard en silice utilisée dans les télécommunications, le coefficient non linéaire est proche de  $3 \text{ km}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$  à  $1,55 \mu\text{m}$ . Dans une fibre hautement non linéaire en silice, le coefficient  $\gamma$  est supérieur à  $10 \text{ km}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$  et peut atteindre des valeurs proches de  $200 \text{ km}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$ . Le coefficient  $\gamma$  peut être bien supérieur dans le cas où l'on utilise un matériau autre que la silice. Des fibres optiques en chalcogénure ou en tellure permettent par exemple d'atteindre des coefficients supérieurs à  $2000 \text{ km}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$  pour un cœur de  $40 \mu\text{m}^2$  à  $1,55 \mu\text{m}$ .

En connaissant le coefficient non linéaire du guide  $\gamma$  et la puissance injectée  $P_0$  dans la fibre optique, il est possible de calculer, de manière approximative, la longueur à partir de laquelle les effets non linéaires commencent à apparaître ; elle est appelée longueur non linéaire  $L_{NL}$ . [17]

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad (\text{I.6})$$

### I.2.3. Les fibres dopées aux ions de terres rares :

- **Les ions de terres rares :**

Les ions de terres rares composent la famille des lanthanides, dont les numéros atomiques sont compris entre 57 (lanthane) et 71 (lutécium). Ces ions possèdent la même structure électronique externe saturée ( $5s^2 5p^6 6s^2 5d^{10}$ ) 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 et 5d soient



remplies. Ainsi, chaque ion de terres rares possède des propriétés optiques propres liées au nombre d'électrons présents sur cette sous couche.

- **Amplificateurs à fibre dopée :**

Les amplificateurs à fibre dopée ont été introduits dès 1964 [2] et commercialisés au début des années 1990. Il s'agit de morceaux de fibres optiques de longueur variant de quelques centimètres à quelques dizaines de mètres dans le cœur desquelles ont été ajoutés des ions de terre rare. Le dopant le plus utilisé est l'erbium qui permet d'obtenir du gain qui couvre les longueurs d'onde de 1528 à 1563 nm. Lorsqu'un pompage est effectué dans la fibre, les dopants passent dans un état de plus haute énergie dit exciter, donc l'inversion de population on retrouve le phénomène d'amplification par émission stimulée.

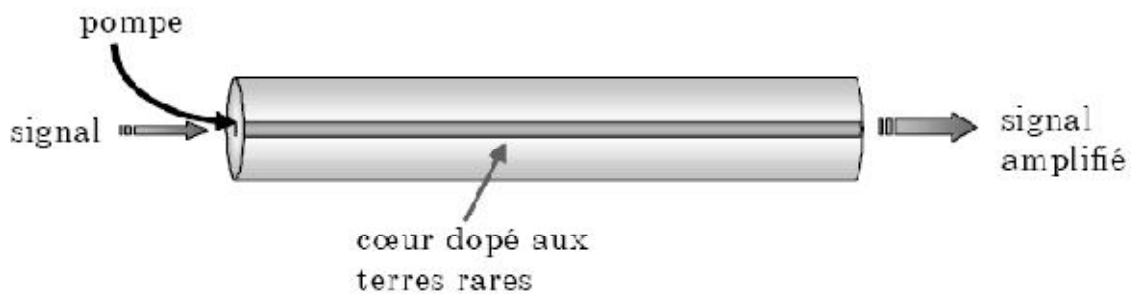


Figure I.5 : Schéma d'un amplificateur à fibre dopée

Les amplificateurs conventionnels à fibre dopée erbium (EDFA) sont en général des dispositifs à faible puissance à cause de la difficulté à coupler une grande puissance de pompe dans le cœur dopé d'une fibre monomode.

Il existe des diodes lasers multi modes qui peuvent émettre une puissance de sortie beaucoup plus élevée; cependant leur utilisation est impossible pour le pompage des fibres monomodes du fait de leur large tache de lumière. Ce problème a été résolu par la fabrication des fibres à double gaine. Ces fibres, par leur géométrie, permettent l'utilisation de diodes laser multimode de forte puissance. Elles présentent aussi d'autres avantages qui rendent

possible l'obtention de gains élevés, comme par exemple une amélioration considérable du rendement d'injection tout en maintenant un rendement d'absorption acceptable.

### I.2.4. Structure d'une fibre dopée à double gaine :

Une fibre à double gaine présente une structure très simple (figure I.6)) Elle est composée d'un cœur actif monomode d'indice de réfraction  $n_c$  dans lequel le signal est confiné. La longueur d'onde de pompe se propage dans une première gaine (ou gaine interne) multimode en silice pure dont l'indice de réfraction est  $n_{gi}$ . Cette gaine agit à la fois comme un guide d'onde pour la pompe et comme une gaine pour le cœur dopé monomode. Les diamètres typiques du cœur ( $d_c$ ) et de la gaine interne ( $d_{gi}$ ) sont  $d_c = 6-10 \mu\text{m}$  et  $d_{gi} : 60-300 \mu\text{m}$  respectivement.

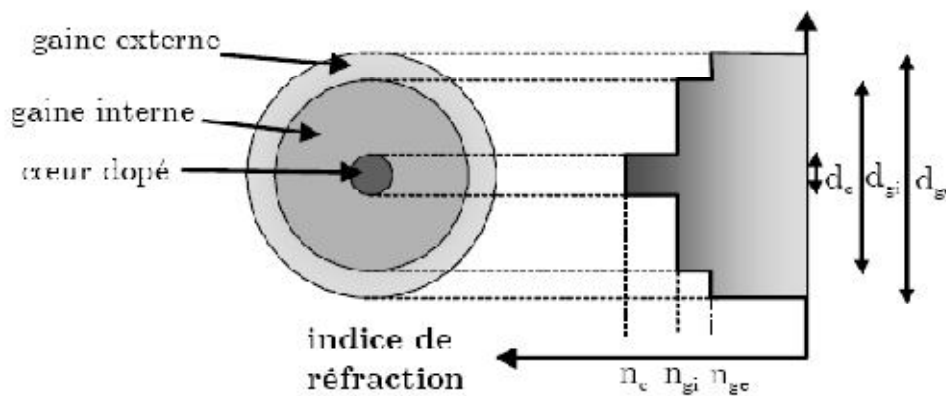


Figure I.6 : Structure d'une fibre à double gaine.

La première gaine est entourée d'une deuxième gaine ou gaine externe dont l'indice de réfraction est  $n_{ge} < n_{gi}$  afin de confiner le signal pompe dans la première gaine. Le matériau de cette deuxième gaine est normalement un polymère d'indice de réfraction bas présentant une ouverture numérique de l'ordre de 0,45. Il est également possible d'utiliser de la silice fortement dopée, qui présente une ouverture numérique inférieure à 0,22.

Quand la pompe traverse le cœur, elle est absorbée et l'inversion de population est donc possible (figure I.7). Le signal amplifié se propage de manière monomode dans le cœur. Plus le couplage entre la pompe et le cœur est grand, plus le processus d'amplification est important.

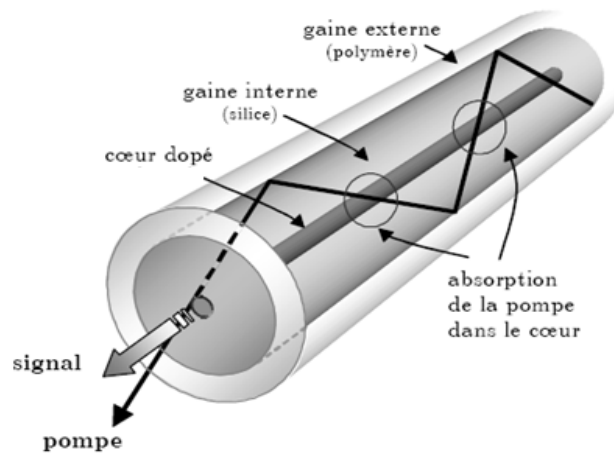


Figure I.7 : Transmission dans une fibre à double gaine [19].

### I.3. Cavité résonnante Fabry-Perot :

Une cavité Fabry-pérot est constituée de deux miroirs plans  $M_1$  et  $M_2$  parallèles, de coefficients de réflexions et de transmission en amplitude qui sont respectivement  $r_1$ ,  $r_2$  et  $t_1$ ,  $t_2$ , et d'une longueur  $L_0$  entre les deux miroirs voir figure (1.8)

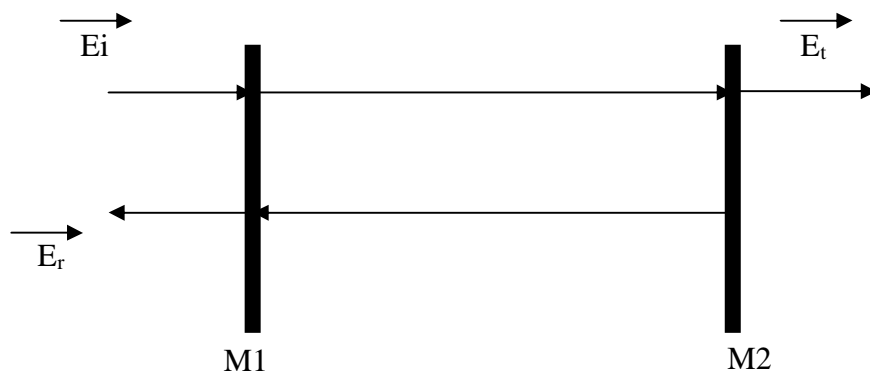


Figure I. 8 : cavité Fabry- Perot

#### I.4. Fibres monomodes et multimodes :

Les fibres optiques peuvent être classées en deux catégories selon le diamètre de leurs cœurs et la longueur d'onde utilisée

##### I.4.1. Fibres multimodes :

Dans les fibres multimodes 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 général compris entre 50 et 90  $\mu\text{m}$  et 125  $\mu\text{m}$  pour le diamètre extérieur de la gaine.

- **Fibre multimode à saut d'indice :**

C'est la plus ordinaire. Le cœur a un relatif 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.9

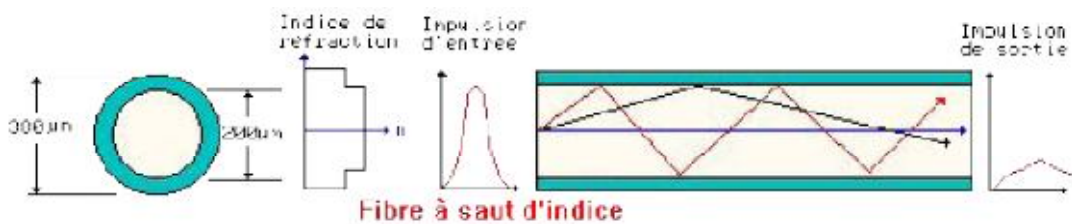


Figure I.9 : Fibre optique multi mode à saut d'indice.

- **Fibre multimodes à 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 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. la figure I.10 montre la fibre optique à gradient d'indice.

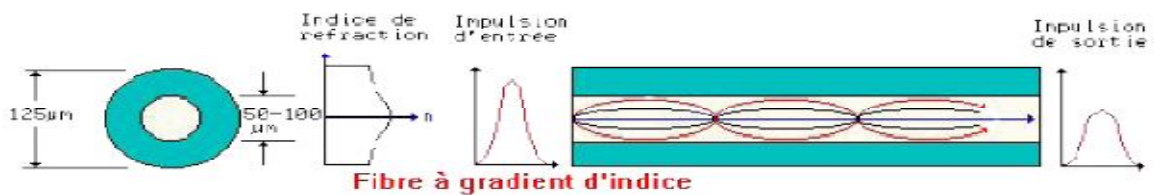


Figure I.10: fibre optique multi mode à saut d'indice.

### I.4.2. Fibre monomode :

La lumière est transportée avec un seul mode, les cœurs des fibres monomodes sont beaucoup plus étroits, elles ne permettent qu'un seul mode de transmission [20]. Le diamètre de cœur n'est que de 4 à 10 μm alors que le diamètre de la gaine reste de 125 μm (pour une bonne protection du cœur de la fibre).

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

La figure I.11 montre la fibre optique monomode.

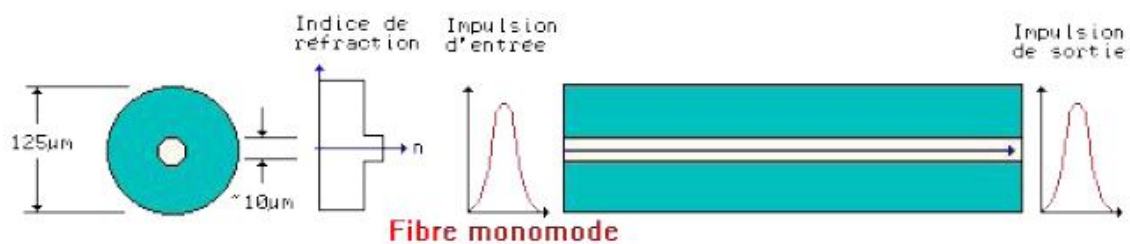


Figure I.11 : Fibre optique Monomode.

### I.5. Modes longitudinaux et transverses d'un laser :

Le laser est susceptible d'osciller sur toute fréquence propre de la cavité située dans la partie de la courbe de gain où l'amplification l'emporte sur les pertes. Le mode oscillant est caractérisé par trois entiers : m et n sont relatifs à la détermination du mode transverse  $u_{nm}$ , et p est associé à la condition de bouclage sur un tour de cavité. La phase devant se reproduire identiquement à elle-même après un aller-retour on en déduit la condition suivante:

$$\omega_{mnp} \frac{L}{c} - 2[\varphi_{mn}(L_0) - \varphi_{mn}(0)] = 2p\pi \quad (I.7)$$

avec  $L = 2L_0$ .

$[\varphi_{m,n}(L_0) - \varphi_{m,n}(0)]$  correspond au déphasage de l'onde transverse entre les extrémités de la cavité, ce déphasage étant multiplié par deux puisque la lumière effectue un aller-retour.

Nous pouvons réécrire l'équation précédente sous la forme :

$$\omega_{m,n,p} = \frac{c}{2L_0} \left[ 2p\pi + 2(n+m+1) \tan^{-1} \left( \frac{L_0}{z_r} \right) \right] \quad (\text{I.8})$$

$Z_r$  : est appelée la longueur de Rayleigh et décrit la divergence du faisceau (voir figure(I.12))

- Un mode  $\nu_{m,n,p}$  = un triplet  $m,n,p$
- $m,n$  modes transverses
- $p$  modes longitudinaux
- **Modes longitudinaux :**

La condition d'oscillation pouvait être vérifiée par plusieurs modes longitudinaux du laser. Le nombre de modes susceptibles d'osciller est associé au rapport entre la largeur de la courbe de gain et l'intervalle  $c/L_{cav}$  entre modes longitudinaux ( $L_{cav}$  est la longueur optique parcourue par la lumière sur un tour de cavité). Il s'ensuit que le laser peut osciller à certains instants sur deux modes, et à d'autres instants sur trois.

- **Modes transverses d'un laser :**

Une description plus correcte du champ dans la cavité consiste à partir d'une distribution transversale non uniforme pour l'onde et à se poser le problème de la stabilité d'une telle distribution lorsque le faisceau s'est propagé sur un tour de cavité. La description de cette propagation doit naturellement prendre en compte les phénomènes de diffraction, ainsi que la réflexion sur les miroirs. Une telle structure stable, si elle existe, s'appelle un mode transverse de la cavité.

- **Faisceau gaussien :**

Considérons le champ électrique suivant correspondant à une onde de pulsation  $\omega$  se propageant dans la direction  $Oz$  :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{\epsilon} E(\vec{r}, t) \quad (\text{I.9})$$

Avec

$$E(\vec{r}, t) = \text{Re} \left\{ E_0 \exp \left( -\frac{x^2 + y^2}{\omega^2} \right) \exp \left( ik \frac{x^2 + y^2}{2R} \right) \exp [i(kz - \omega t - \varphi)] \right\} \quad (\text{I.10})$$

$\exp \left( ik \frac{x^2 + y^2}{2R} \right)$  décrit une variation transverse de phase caractéristique, pour les petites

valeurs de  $x$  et  $y$ , d'une onde sphérique de rayon de courbure  $R$ . Pour une propagation vers les  $z$  positifs, l'onde est divergente si  $R$  est positif comme on peut le constater en considérant les surfaces où la phase est constante. Elle est convergente dans le cas contraire ( $R < 0$ ).

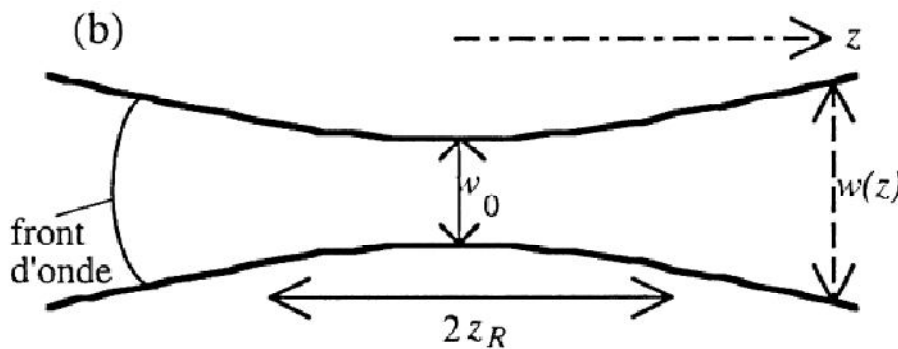


Figure I.12 : Évolution d'un faisceau gaussien

On a alors un faisceau divergent à partir du point  $x = y = z = 0$  limité par un cône de demi-angle au sommet  $\lambda/\pi w_0$ . Cette divergence, qui résulte simplement de la diffraction, est d'autant plus grande que la taille est petite. La taille des faisceaux doit être augmentée pour diminuer leur divergence dans certaines applications. La figure I.12 donne une représentation schématique d'un faisceau gaussien.

- **Mode gaussien fondamental d'une cavité stable :**

Considérons une cavité résonnante linéaire. Formée d'un miroir plan  $M_1$  et d'un miroir concave  $M_2$  de rayon de courbure  $R_2$  distants de  $L_0$  (Figure(I.13)).

S'il existe un faisceau gaussien dont les surfaces d'onde coïncident exactement avec chaque miroir, ce faisceau est un mode stable de la cavité. Un tel faisceau aura donc son col sur le miroir plan et il sera tel que

$$R(L_0) = R_2$$

d'où l'on déduit:

$$z_R = \sqrt{L_0(R_2 - L_0)} \quad (\text{I.11})$$

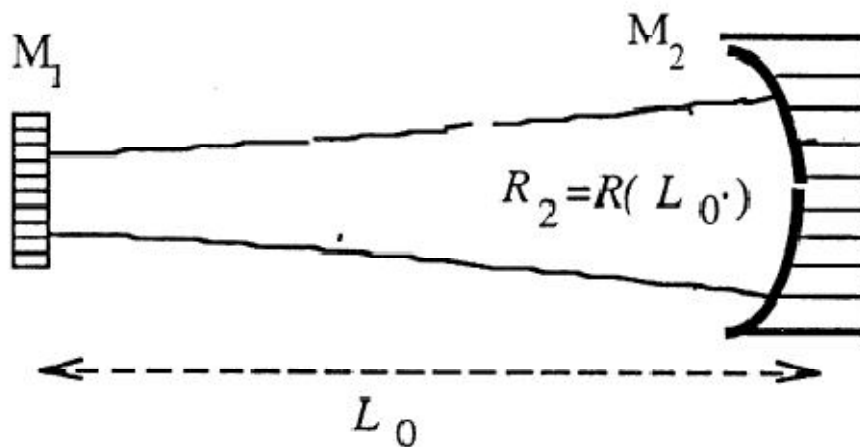


Figure I.13: Cavité stable composée d'un miroir de rayon de courbure  $R_2$  et d'un miroir plan séparé par une distance  $L_0$  inférieure à  $R_2$ . Mode gaussien fondamental de cette cavité.

L'équation (I.11) n'a de solution que si  $R_2 \geq L_0$

Cette relation est la condition de stabilité de la cavité. Si elle est vérifiée, il existe un mode gaussien dont les rayons de courbure sont adaptés aux deux miroirs de la cavité. [21]

### I.6. Les effets non-linéaires dans les fibres optiques :

Un canal de transmission est dit non linéaire lorsque sa fonction de transfert dépend du signal d'entrée. L'effet Kerr, la diffusion Raman et l'effet Brillouin sont les principales sources de non linéarité dans les fibres optiques.

Les phénomènes non-linéaires jouent un grand rôle dans les systèmes à fibre. Les effets non-linéaires sont également importants dans les lasers à fibre, l'effet Kerr optique dans les fibres optiques peut être exploité pour réaliser un effet d'absorbant saturable effectif capable d'initier des impulsions très courtes dans la cavité laser.



D'autres effets non-linéaires peuvent intervenir dans un laser à fibre, telles que les diffusions Brillouin et Raman, ces phénomènes peuvent être exploités pour générer d'autres longueurs d'onde du spectre optique (diffusion Raman) ou pour la fabrication de sources à multi-longueurs d'onde ainsi que des capteurs de température ou de pression (diffusion Brillouin). Mais, les effets non-linéaires dans les fibres optiques ne sont pas toujours bénéfiques et peuvent parfois causer des limitations dans les performances des dispositifs à fibres optiques. C'est le cas des diffusions Brillouin et Raman dans les lasers à fibre lorsqu'on veut réaliser un laser à une longueur d'onde donnée.

### I.6.1. Effet Kerr :

Lorsque des impulsions très brèves et très intenses traversent le cœur monomode d'une fibre optique, le vecteur de polarisation n'est plus proportionnel au champ électrique et l'indice de réfraction devient alors dépendant de l'intensité de l'onde optique. Le signal verra donc différents indices de réfraction selon que l'intensité soit faible ou fort. Ce phénomène introduit une dépendance en intensité de l'indice de réfraction de la forme :

$$n(t) = n_0 + n_2 I(t) \quad (\text{I.12})$$

où  $n_0$  est l'indice de réfraction linéaire,  $n_2$  l'indice non-linéaire pour l'intensité ( $n_2=3.2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  dans la silice mais sa valeur varie selon la quantité et la nature des dopants incorporés) et  $I(t)$  l'intensité optique. Malgré la faible valeur de  $n_2$ , les fortes intensités crêtes ainsi que la faible section du cœur dans les fibres monomodes rendent l'effet Kerr significatif dans le cas de la propagation d'impulsions ultracourtes, de l'ordre de la picoseconde.

La dépendance en intensité de l'indice de réfraction donne lieu à plusieurs effets intéressants dans les fibres optiques. Les plus connus sont l'automodulation de phase et la modulation de phase croisée.

On appelle automodulation de phase le déphasage auto-induit par une onde se propageant dans une fibre. Elle est calculée en écrivant la phase accumulée par une onde optique sous la forme :

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda}(nL) = \frac{2\pi}{\lambda}(n_0 + n_2 I)L \quad (\text{I.13})$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde et  $L$  la longueur de la fibre. La phase non-linéaire due à l'automodulation de phase est donnée par :

$$\phi_{NL} = 2 \frac{\pi n_2 IL}{\lambda}$$

L'une des conséquences de l'automodulation de phase sur la propagation d'impulsions ultracourtes dans une fibre optique est l'élargissement du spectre optique, l'automodulation de phase présente un grand intérêt pour le verrouillage de modes passif.

On appelle modulation de phase croisée le déphasage non-linéaire d'un champ optique induit par un autre champ se propageant simultanément dans la même direction dans la fibre. Dans le cas où deux champs  $E^+$  et  $E^-$  de même longueur d'onde se propagent dans une fibre optique, alors la phase non-linéaire de chacun des deux champs s'écrit :

$$\phi_{NL}^{\pm} = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 L \left( |E^{\pm}|^2 + \frac{2}{3} |E^{\mp}|^2 \right) \quad (\text{I.14})$$

avec  $\phi_{NL}^+$  et  $\phi_{NL}^-$  les phases non-linéaires des champs  $E^+$  et  $E^-$  respectivement et  $n_2$  l'indice non-linéaire pour le module du champ électrique. Le premier terme de gauche correspond à la contribution de l'automodulation de phase et le deuxième à celle de la modulation de phase croisée. [22-23]

### I.6.2. Diffusion Brillouin stimulée :

La diffusion Brillouin stimulée (SBS Stimulated Brillouin Scattering) trouve son origine dans l'interaction entre une onde de pompe avec une onde acoustique. Cette interaction crée une onde Stokes à une fréquence inférieure à la fréquence de pompe se propageant dans le sens opposé à celle-ci. La diffusion Brillouin stimulée peut être considérée comme un transfert d'énergie du signal de pompe vers des fréquences inférieures, ce qui constitue une limitation importante des systèmes de transmission, mais qui peut aussi être utilisé dans des nombreuses applications telles que les lasers et amplificateurs à effet Brillouin, ou encore la mesure du diamètre de mode des fibres.

La diffusion Brillouin résulte d'un couplage paramétrique entre une onde optique et une onde acoustique. Une onde optique (pompe) génère une onde acoustique par un processus d'électrostriction qui produit une modulation de l'indice de réfraction du milieu.

Le SBS peut avoir lieu en régime continu ou impulsionnel. Dans le cas du régime continu, il a été observé dans les amplificateurs à fibre double gaine dopée  $\text{Yb}^{3+}$  comme le montre la figure (I.14).

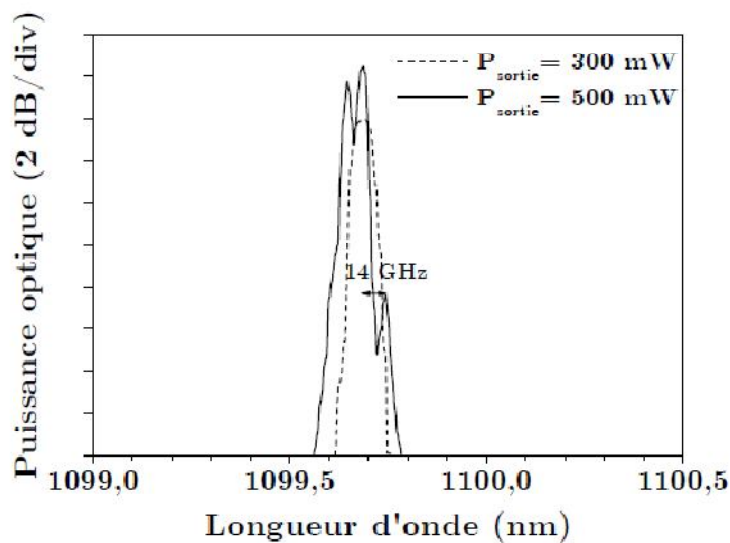


Figure I.14: Spectre de sortie d'un amplificateur Yb<sup>3+</sup> avec un signal continu en entrée [19].

### I.6.3. La diffusion Raman :

La diffusion Raman stimulée est un phénomène qui découle de l'interaction entre une onde optique et les vibrations des molécules du matériau dans lequel l'onde optique se propage. Elle est similaire à la diffusion Brillouin stimulée dans le sens où elle se manifeste à travers la génération d'une onde de Stokes décalée vers de fréquences plus basses. Par contre, les deux diffusions diffèrent considérablement sur d'autres aspects tels que la fréquence de décalage, la puissance de seuil, la valeur du gain et la largeur de raie principalement.

L'émission Raman est un effet non-linéaire qui se manifeste par la génération d'une fréquence décalée par rapport à l'onde pompe. Les effets Raman et Brillouin sont dus à un échange d'énergie entre le champ optique et le milieu diélectrique.

Lors de la propagation d'un champ optique intense dans un milieu non linéaire, un photon de l'onde pompe à la fréquence  $\omega_p$  est diffusé en un photon de fréquence  $\omega_s$ , la différence d'énergie étant absorbée par le centre diffuseur. L'excitation du milieu se traduit, le plus souvent, par une modification du niveau vibrationnel ou rotationnel des molécules. Le processus donne naissance à un photon de plus faible fréquence (onde Stokes) ou à un photon de plus grande fréquence (onde anti-Stokes). Il est à noter que l'intensité de la lumière diffusée à la fréquence anti-Stokes est généralement plus faible, de plusieurs ordres de grandeur que celle à la fréquence Stokes. Ce processus est appelé diffusion Raman spontanée

qui est caractérisée par un faible transfert d'une fraction de la puissance de l'onde pompe à l'onde Stokes. En présence de l'onde pompe  $\omega_p$  et de l'onde signal  $\omega_s$ , un processus d'amplification de l'onde  $\omega_s$  au détriment de l'onde  $\omega_p$  peut se mettre en place. On parle alors de diffusion stimulée.

Le spectre de gain Raman dans la silice, s'étend sur une bande de plus de 30 THz avec un maximum d'efficacité environ à  $\Omega_s = 13,2$  THz (Figure I.15).

Nous pouvons déterminer le seuil Raman stimulé par la relation (I.15) lorsque les intensités de la pompe et de l'onde Stokes deviennent comparables

$$P_{seuil} = \frac{KA_{eff}}{g_r L_{eff}} \quad (1.15)$$

Où  $K$  est une constante égale à 16 dans le cas où les polarisations de la pompe et de l'onde Stokes sont maintenues linéaires et parallèles,  $L_{eff}$  est la longueur effective de la fibre et vaut  $L_{eff} = [1 - \exp(-\alpha L)]/\alpha$  ( $\alpha$  : atténuation linéique). [24]

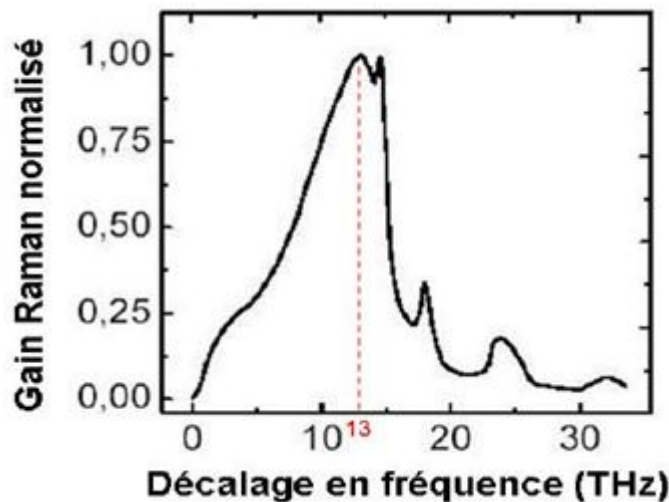


Figure I-15 : Profil spectral du gain Raman dans la silice [17]

### I.7. réseaux de Bragg dans les fibres :

La découverte des réseaux de Bragg photo-inscrits dans une fibre optique est comme souvent le fruit du hasard. En 1978, au cours d'une expérience d'optique non linéaire mettant en œuvre l'injection de l'émission d'un laser argon à 488 nm dans une fibre dopée au germanium, HILL [25] observa une chute progressive de la puissance en sortie de la fibre au profit d'une augmentation de la puissance réfléchie. Il avait alors photo-inscrit le premier

réseau de Bragg sans le savoir. En 1981, LAM et GARSIDE [26] expliquent que ce phénomène résulte d'une absorption à deux photons, en référence aux travaux de COHEN qui mit en évidence en 1958 une absorption de ce type de verre à 244 nm. C'est MELTZ [27] qui inscrit en 1989 le premier réseau de Bragg avec un laser à 244 nm au lieu de 488 nm. À cette longueur d'onde, le processus est beaucoup plus efficace, ce qui ouvre la porte à de nombreuses applications. MELTZ avait alors utilisé un montage interférométrique de type Mach-Zehnder pour inscrire des réseaux réfléchitifs dans l'infrarouge.

### I.7.1. Lasers à réflecteurs de Bragg répartis :

Les premiers lasers essayés sont donc des lasers à réflecteurs de Bragg couramment appelés par leur sigle anglais DBR. Nous rappelons qu'un laser est constitué de trois éléments principaux : une source de pompage, une cavité et un milieu amplificateur. Les premiers lasers à réflecteurs de Bragg répartis sont fabriqués à base de semi-conducteurs, avant d'apparaître plus tard dans des fibres optiques. C'est la diminution des pertes en transmission des fibres, leur dopage en ions terres rares, ainsi que le développement de l'écriture des réseaux d'indice par exposition UV, qui ont rendu possible la réalisation de ce type de structure dans des fibres. Le premier laser à fibre monomode longitudinal de type DBR lasant dans l'infrarouge, avec un seul réseau de Bragg cependant, fut obtenu par JAUNCEY[28] avec une cavité de 51 mm dopée au néodyme lasant à 1082 nm en 1988. C'est BALL [29] qui fabriqua le premier laser monomode à réflecteurs de Bragg répartis à 1550 nm dans une fibre dopée erbium en 1991, avec une longueur de cavité de 50 cm donc peu de robustesse quant à l'aspect monomode. En 1992, BALL et ZYSKIND [30] proposent des lasers à fibre dopée erbium plus robustes, car de longueurs de cavités plus courtes (respectivement de 10 cm et 2 cm) [31].

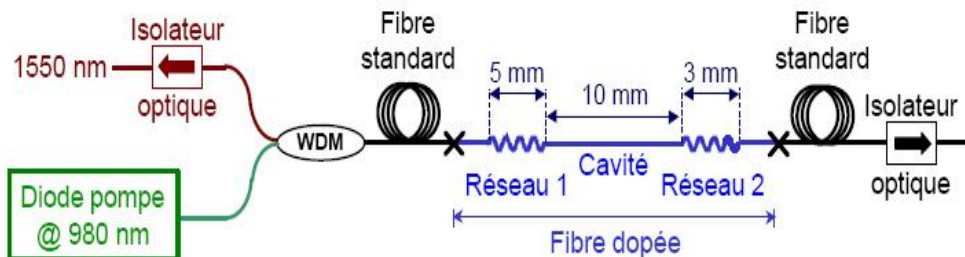


Figure I.16 : Présentation des lasers à réflecteurs de Bragg répartis.

### I.7.2. Miroir de Bragg :

Le miroir Bragg est une succession de surfaces planes transparentes d'indices de réfraction différents. 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 autre miroir ne peut égaler ce résultat (les pertes diélectriques étant plus faibles 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 optiques 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 fixées à  $e_i = \frac{\lambda_{bragg}}{4n_i}$  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 égal à  $\frac{2\pi}{\lambda_{bragg}} e_i n_i = \frac{\pi}{2}$ .

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

Considérons les 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 celui 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 celui d'indice plus fort, la réflexion à l'interface induit un déphasage de  $\pi$ .

La question de la réflectivité d'un matériau est très importante dans le domaine des lasers. La nécessité d'améliorer l'efficacité des cavités optiques des lasers, particulièrement pour les diodes lasers, a conduit à s'intéresser à l'amélioration des parois réfléchissantes de ces cavités. En effet, pour optimiser l'interaction d'une onde avec le milieu amplificateur, on renvoie l'onde plusieurs fois dans ce milieu à l'aide de réflecteurs (miroirs). Le milieu amplificateur est placé dans une cavité dont les parois doivent être les plus réfléchissantes possibles, afin d'augmenter considérablement la puissance réinjectée dans ce milieu, compenser les pertes

et produire un faisceau. C'est le principe de la cavité laser.

### I.8. Laser à modes synchronisés :

La synchronisation des modes est un moyen élégant pour produire des impulsions brèves. Pour en comprendre le principe, considérons d'abord un laser continu multi mode. La lumière émise comporte plusieurs composantes monochromatiques correspondant aux divers modes, et dont les phases sont a priori incorréllées. Le champ électrique à la sortie d'un tel laser est égal à :

$$E(t) = \sum_{k=0}^{N-1} E_0 \cos(\omega_k t + \varphi_k) \quad (\text{I.16})$$

Où  $N$  est le nombre de modes oscillants et les  $\varphi_k$  sont des variables aléatoires incorréllées. Nous avons supposé pour simplifier que tous les modes ont même amplitude  $E_0$ . La fréquence  $\omega_k$  de chaque mode est de la forme :

$$\omega_k = \omega_0 + k\Delta \quad (\text{I.17})$$

Où  $\frac{\Delta}{2\pi} = \frac{c}{L_{cav}}$  (intervalle entre modes) et  $\omega_0$  est la fréquence du mode  $k = 0$ .

L'intensité lumineuse, moyennée sur un temps long devant la période optique, mais court devant  $1/N\Delta$ , est égale à :

$$I(t) = \frac{NE_0^2}{2} + E_0^2 \sum_{j>k} \cos[(\omega_j - \omega_k)t + \varphi_j - \varphi_k] \quad (\text{I.18})$$

Pour obtenir ce résultat, nous avons éliminé les termes oscillant à  $\omega_j + \omega_k$  dont la période est courte.

Le laser à modes synchronisés fait apparaitre une intensité moyenne

$$I = \frac{NE_0^2}{2} \quad (\text{I.19})$$

et de fluctuation dont l'écart type  $\Delta I = \sqrt{(I(t) - \bar{I})^2}$ , pour des variables aléatoires incorréllées  $\varphi_k$ , dans la limite  $N \gg 1$ , l'écart type est égal à :

$$\Delta I = \bar{I} \quad (\text{I.20})$$

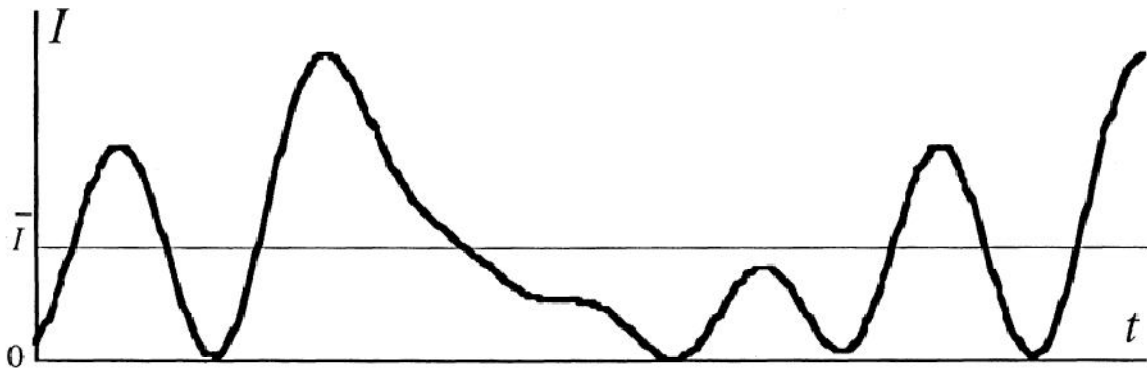


Figure I.17 : Variation de l'intensité d'un laser multimode en fonction du temps. Les phases des divers modes sont des variables aléatoires indépendantes. L'intensité fluctue autour de sa valeur moyenne correspondant à la droite horizontale.

En réécrivant l'intensité lumineuse donnée en (I.18) sous la forme :

$$I(t) = \frac{1}{2} \left| \sum_{k=0}^{N-1} E_0 e^{-i(\omega_k t + \phi_k)} \right|^2 \quad (\text{I.21})$$

Pour  $\phi_k = \phi$  :

$$I(t) = \frac{E_0^2}{2} \left| \sum_{k=0}^{N-1} e^{-i\omega_k t} \right|^2$$

En utilisant (I.17) :

$$I(t) = \frac{E_0^2}{2} \left| \sum_{k=0}^{N-1} e^{-ik\Delta t} \right|^2 \quad (\text{I.22})$$

Nous en déduisons l'expression suivante pour l'intensité lumineuse :

$$I(t) = \frac{E_0^2}{2} \frac{\left| \sin\left(N\Delta \frac{t}{2}\right) \right|^2}{\left| \sin\left(\Delta \frac{t}{2}\right) \right|^2} \quad (\text{I.23})$$

La figure I.18 montre l'allure de  $I(t)$ . Le laser émet des impulsions lumineuses dont la période de répétition  $T$  est :

$$T = \frac{2\pi}{\Delta} = \frac{L_{cav}}{c} \quad (\text{I.24})$$

L'intensité de chaque impulsion est égale à :



$$I_{\max} = \frac{N^2 E_0^2}{2} \quad (\text{I.25})$$

La largeur temporelle de chaque impulsion est :

$$\frac{2\pi}{N\Delta} = \frac{T}{N} \quad (\text{I.26})$$

Les impulsions sont d'autant plus intenses et plus courtes que le nombre de modes oscillant  $N$  est élevé. Ce nombre de modes est proportionnel à la largeur spectrale de la courbe de gain. Pour avoir des impulsions très courtes, il faut que cette largeur soit très grande [32].

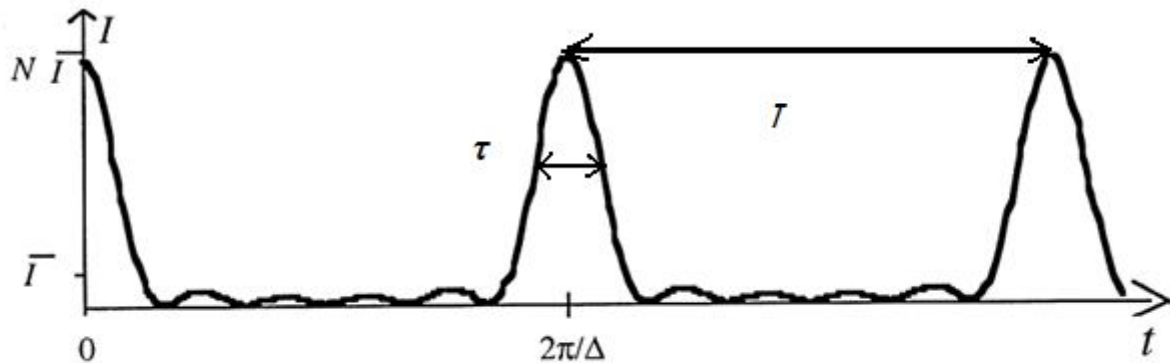


Figure I.18 : Intensité d'un laser à modes synchronisés en fonction du temps. La courbe ci-dessus représente l'intensité résultant de l'addition cohérente des champs de  $N$  modes lasers de même amplitude et équidistants (séparation entre modes  $\Delta$ ).

### I.9. Les absorbants saturables :

Les absorbants saturables sont des matériaux dont la transmission varie selon l'excitation lumineuse à laquelle ils sont soumis. Dans un régime de faible excitation lumineuse, la transmission de l'absorbant saturable est minimale ( $T_0$ ). Au-delà d'une certaine valeur de l'intensité incidente ( $I_{\text{sat}}$ ), la transmission de l'absorbant saturable augmente jusqu'à ce qu'elle atteigne la valeur de la transmission résiduelle ( $T_{\text{résiduelle}}$ ). La différence de transmission entre l'état absorbant et l'état saturé est appelée la transmission différentielle ( $\Delta T$ ) [16].

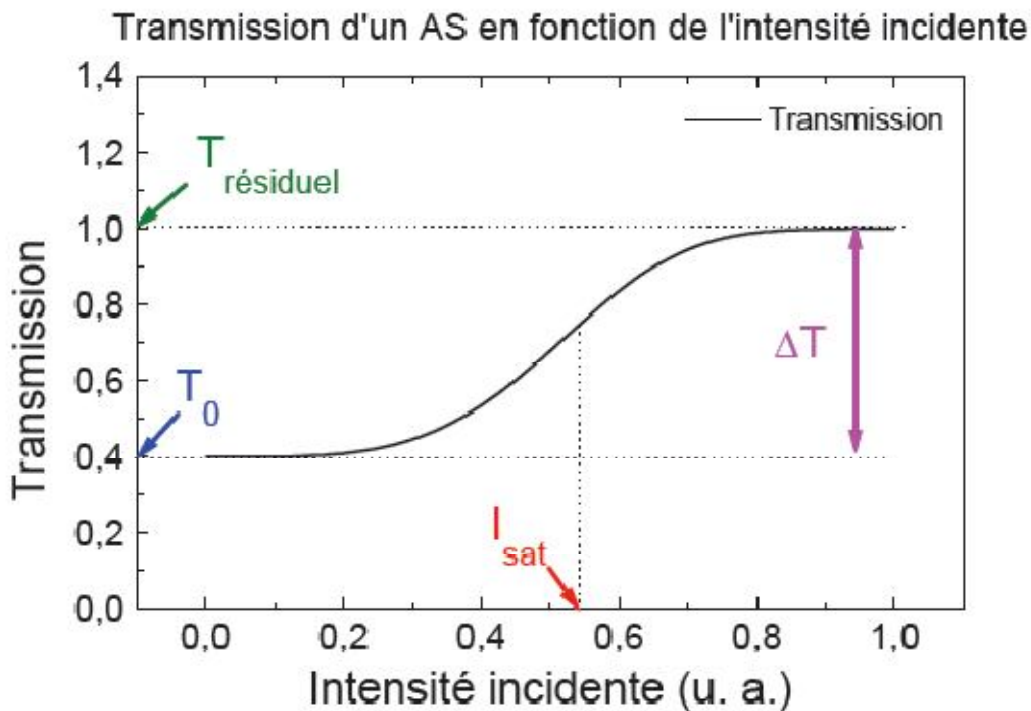


Figure I.19 : Transmission d'un absorbant saturable en fonction de l'intensité incidente.

$T_0$  est la transmission linéaire,  $T_{\text{résiduel}}$  est la transmission résiduelle de l'absorbant saturé,  $\Delta T$  est la transmission différentielle et  $I_{\text{sat}}$  est l'intensité de commutation c'est à dire l'énergie nécessaire pour blanchir l'AS.

Le déclenchement d'un laser par insertion d'un absorbant saturable dans la cavité présente de nombreux avantages :

- possibilité d'obtenir des impulsions courtes
- déclenchement de laser sans apport d'énergie extérieure
- possibilité d'intégration importante du laser

Les absorbants saturables sont des absorbants résonnants non linéaires dont le coefficient d'absorption peut varier de façon réversible sous l'effet d'un flux lumineux suffisamment intense de fréquence déterminée.

Le fonctionnement d'un absorbant saturable repose sur l'effet optique non linéaire de transparence induite par voie optique : un milieu opaque à l'état initial devient transparent lorsque le rayonnement auquel il est soumis devient suffisamment intense. Pour déclencher un laser par absorbant saturable, le matériau doit présenter une absorption à la longueur d'onde émise par le laser.

### I.10. Régime impulsionnel dans les lasers :

Deux grandes familles de méthodes permettent de générer des impulsions dans les lasers : le déclenchement par modulation des pertes (Q-switch) et le verrouillage de modes (mode locking).

Les principales techniques d'émission d'impulsions dans les lasers à fibre sont répertoriées sur la figure (I.20). [16]

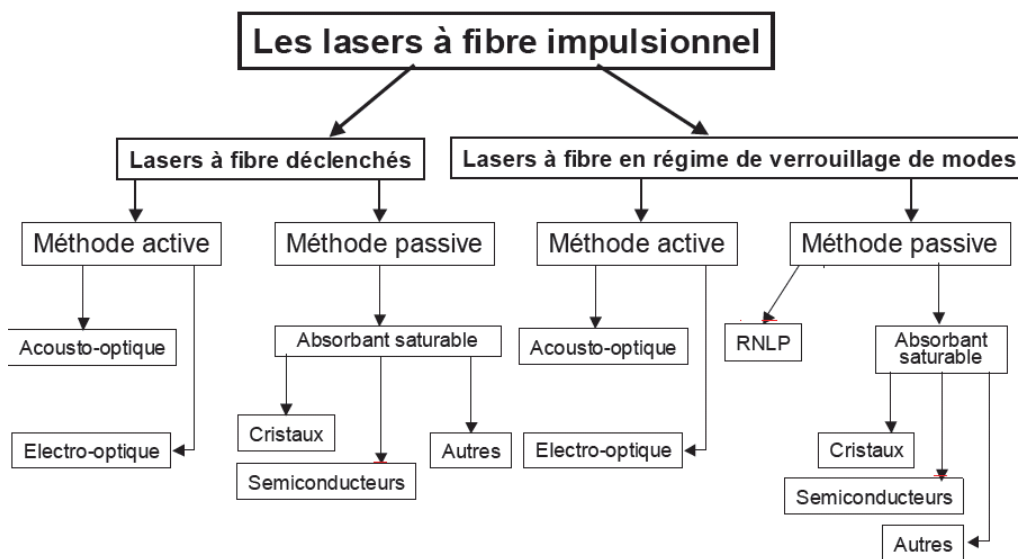


Figure I.20: Régimes impulsionnels dans les lasers à fibre.

#### I.10.1. Laser passivement et activement Q-déclenché :

Le but d'un laser activement ou passivement Q-déclenché est d'avoir des impulsions géantes, et pour cela on insère à l'intérieur de la cavité des pertes modulées qui empêchent momentanément la production d'oscillations dans la cavité, pour augmenter le gain considérablement, et ainsi quand la cavité sera rétablie (existence d'oscillations) elle libère toute l'énergie emmagasinée (inversion de population) par émission stimulée sous forme d'une pulse de grande énergie.

La différence entre un laser activement et passivement Q-déclenché réside dans la façon de faire moduler les pertes de la cavité. Dans les lasers activement Q-déclenchés on utilise des modulateurs à commande externe [33-34]. Par contre les pertes sont modulées dans les lasers passivement Q-déclenchés par un absorbant saturable.

L'évolution temporelle des différents paramètres régissant le fonctionnement d'un laser passivement Q-déclenché sont décrit par la figure I.21, où les pertes sont dues principalement à l'absorbant saturable, et le gain représente l'inversion de population dans le milieu amplificateur produit par le signal pompe.

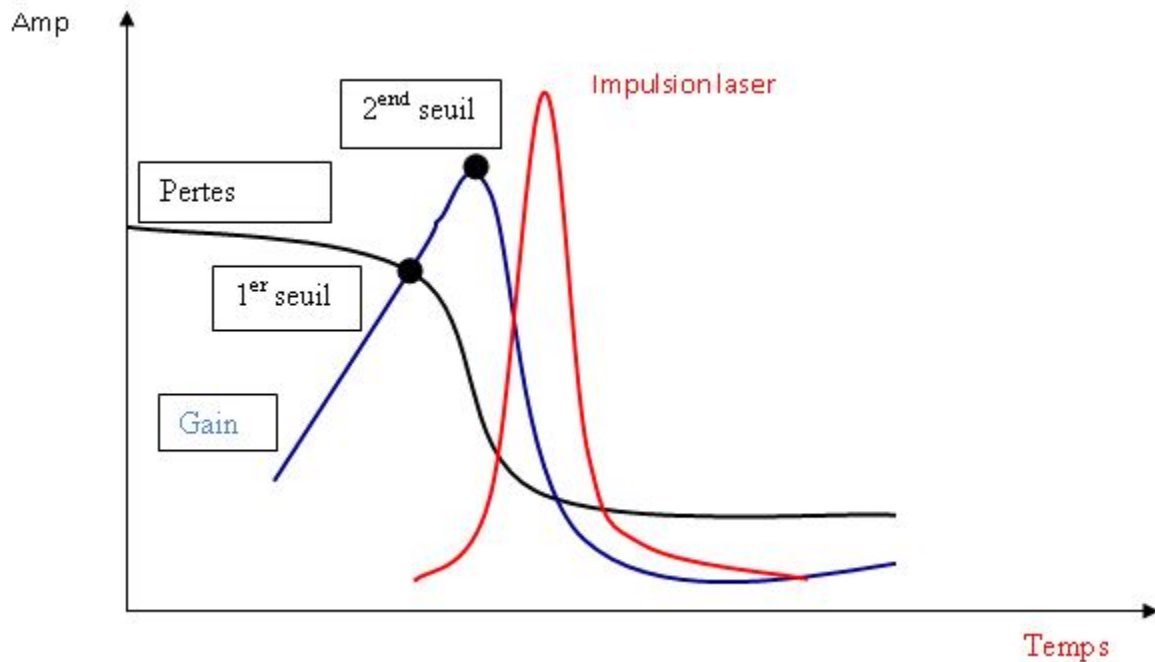


Figure I.21 : Evolution temporelle d'une impulsion

Pour avoir un fonctionnement impulsionnel on introduit des pertes à l'intérieur de la cavité (absorbant saturable) dans le but d'empêcher la production d'oscillations laser et faire ainsi augmenter le gain. Quand le gain devient égal aux pertes, au premier seuil, tout en continuant de pomper, les pertes commencent à diminuer fortement du fait de l'émission spontanée amplifiée (puisque il y a émission spontanée amplifiée alors l'absorbant saturable absorbe, ce qui implique diminution des pertes dans la cavité laser), tandis que le gain, continue d'augmenter d'une manière moins forte (état dû à l'émission spontanée amplifiée qui fait décroître l'inversion de population).

Au second seuil, lorsque le flux intra-cavité a atteint l'énergie de commutation de l'absorbant saturable, ce dernier sature et sa transmission augmente. Etant donné que les pertes ont diminué, l'inversion de population importante dans le milieu à gain chute brutalement avec émission de photons, il y a création d'une impulsion lumineuse

### **I.10.2. Le régime de verrouillage de modes :**

#### **I.10.2.1. Principe de fonctionnement :**

Le régime de verrouillage de modes permet la génération d'impulsions courtes ( $\sim$  ps à  $\sim$  fs). Nous allons rappeler le fonctionnement de cette technique.

Dans le spectre optique d'un laser, les différentes fréquences permises sont définies par le milieu amplificateur qui doit proposer plus de gain que de pertes pour ces fréquences et par la cavité qui constitue un interféromètre qui ne laisse la possibilité qu'à certaines fréquences discrètes d'exister. Ces fréquences sont appelées "modes longitudinaux" et peuvent être considérées comme un assemblage d'oscillateurs quasi-indépendants dans le cas d'un milieu à élargissement inhomogène ce qu'est la fibre optique dopée aux ions de terre rare. Si ces modes oscillent indépendamment les uns des autres, le signal lumineux émis est continu.

En revanche s'ils présentent une relation de phase fixe entre eux, on parle de verrouillage de modes et le laser émet des impulsions lumineuses courtes à une fréquence de répétition correspondant à l'Intervalle Spectral Libre (ISL) de la cavité

#### **I.10.2.2. Etat de l'art du verrouillage de modes dans les lasers à fibre :**

De nos jours, deux techniques sont principalement utilisées dans les lasers à fibre : la Rotation Non-Linéaire de la Polarisation (RNLP) et l'utilisation d'un absorbant saturable. Les absorbants saturables ont été précédemment utilisés dans d'autres types de lasers (colorants, solides...). Les premiers absorbants saturables utilisés étaient les colorants qui possèdent une large bande d'absorption favorable au régime de verrouillage de modes. Ces absorbants saturables ont été massivement utilisés dans les années 1970 et 1980 avec des lasers à colorants [35] et ont permis d'obtenir des durées d'impulsions plus courtes que 10 fs [36].

Ils ont aussi été utilisés pour amorcer le régime impulsif, avec des lasers fonctionnant en régime impulsif grâce au Kerr-lens mode locking (verrouillage de modes par effet de lentilles de Kerr). Depuis le début 1990, la plupart des travaux sur les lasers à verrouillage de modes par absorbants saturables concernent les SESAMs à multipuits quantiques [37].

Les avantages de ce type d'absorbant est qu'il est possible de contrôler la longueur d'onde d'absorption en variant les paramètres de fabrication. Il est aussi possible d'ajuster le niveau d'absorption non-saturée en faisant varier le nombre et l'épaisseur de ces puits quantiques.

Nous intéressons aux deux principales techniques utilisées à l'heure actuelle pour générer des impulsions courtes avec un laser à fibre.

- **La technique de la Rotation Non-Linéaire de la Polarisation (RNLP) :**

La rotation non-linéaire de la polarisation, aussi appelée Polarisation-Additive Pulse Mode locking (P-APM) est basée sur l'effet Kerr-optique. Une impulsion se propageant dans une fibre optique voit sa polarisation évoluer non-linéairement. A l'aide de contrôleurs de polarisation et d'un polariseur il est possible de faire en sorte que les ailes de l'impulsion subissent plus de pertes que le centre. Le schéma de la figure (I.22) permet de comprendre le processus.

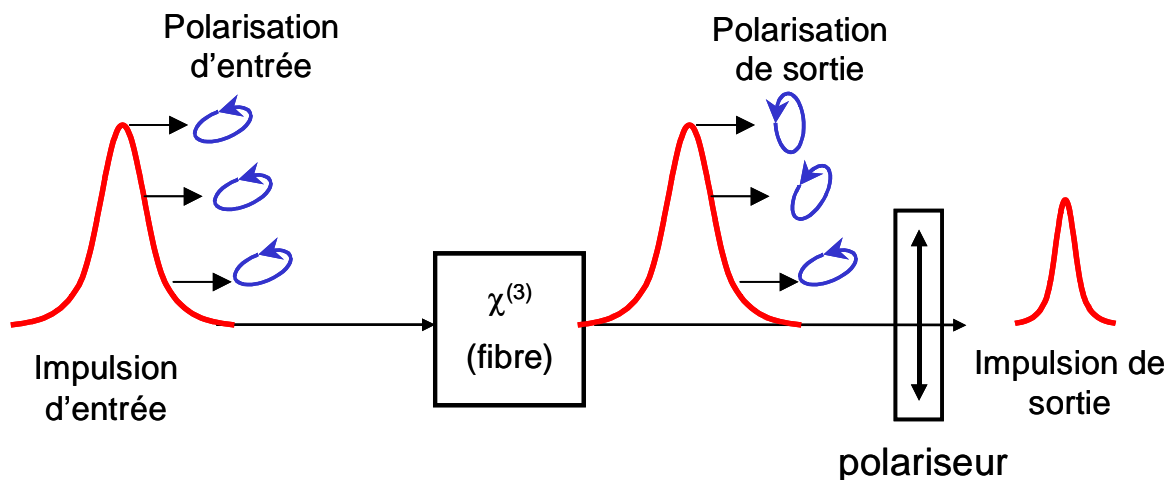


Figure I.22 : principe de la technique du verrouillage de modes par la RNLP.

A la sortie du polariseur toutes les composantes de l'impulsion sont polarisées linéairement et dans le même sens. Après le contrôleur de polarisation (lame demi-onde + lame quart d'onde), l'état de polarisation de l'impulsion est elliptique. Pendant la traversée de la fibre, l'état de polarisation du centre de l'impulsion a tourné à cause de l'effet Kerr tandis que l'état de polarisation des ailes de l'impulsion n'a pas changé. Il en résulte que le centre de

l'impulsion subit moins de pertes que les ailes à la traversée de l'analyseur, le deuxième contrôleur de polarisation est éventuellement utilisé pour compenser la biréfringence linéaire naturelle de la fibre. On a donc un système qui favorise l'apparition d'impulsions lumineuses. Avec cette méthode, des impulsions de 38 fs de durée ont été générées dans un laser à fibre dopée néodyme. L'adjonction d'un modulateur externe est alors nécessaire pour initier le régime impulsionnel [38]. Il est à noter que les configurations de cavité linéaire (type Fabry-Pérot) proscrivent l'utilisation de la RNLP pour initier le régime de verrouillage de modes. En configuration de cavité en anneau, cette technique a été utilisée avec succès dans le cas de laser à fibre dopée erbium et ytterbium dans différents régimes de dispersion [39].

- **L'absorbant saturable :**

Le verrouillage de modes obtenu par absorbant saturable dans les lasers à fibre est connu depuis l'année 1966. L'absorbant saturable absorbe les ailes de l'impulsion de puissances instantanées insuffisantes pour le saturer tandis que le centre de l'impulsion est assez intense pour blanchir l'absorbant et ainsi le rendre transparent. Depuis les années 1990, les absorbants saturables semi-conducteurs sont devenus un des matériaux les plus appréciés pour la réalisation de source laser en verrouillage de modes, notamment utilisés en réflexion dans une cavité de type Fabry-Pérot [40]. L'intérêt porté sur les absorbants saturables semi-conducteurs s'explique par les propriétés optiques intéressantes que possèdent ces matériaux comme par exemple une forte non-linéarité ou la possibilité de contrôler la longueur d'onde de fonctionnement...

Très longtemps un absorbant saturable rapide (dont le temps de relaxation a une durée plus courte ou égale à celle de l'impulsion) semblait absolument nécessaire à l'obtention du régime de verrouillage de modes. Cependant pour la plupart des expériences, les impulsions ont des durées plus courtes que celles de l'absorbant saturable [41]. Des travaux théoriques ont été menés pour expliquer ces régimes. Lorsque l'absorbant saturable est rapide (figure I.23), il ne laisse passer que le centre de l'impulsion qui est intense tandis que les ailes et les instabilités hors de l'impulsion sont absorbées car l'absorbant saturable est assez rapide pour relaxer dans son état initial fortement absorbant. Dans ce cas, le fonctionnement est similaire à celui de la RNLP décrit précédemment.

Une solution possible consiste alors à leur adjoindre dans la cavité un absorbant saturable plus lent qui initiera quant à lui la formation de l'impulsion. L'obtention d'impulsions courtes avec un absorbant saturable lent peut être observée quand elle est combinée à une saturation de l'amplification dans le milieu amplificateur. Cette situation est possible car le gain sature moins vite que les pertes : la fenêtre de gain net (période pendant laquelle le gain est supérieur aux pertes) est donc relativement courte comme l'illustre la figure (I.24).

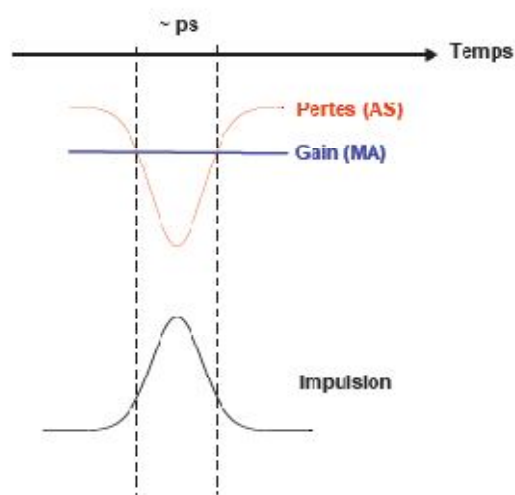


Figure I.23 : Représentation schématique du gain et des pertes dans le cas d'un absorbant saturable rapide et d'un milieu à gain avec un temps de relaxation lent.

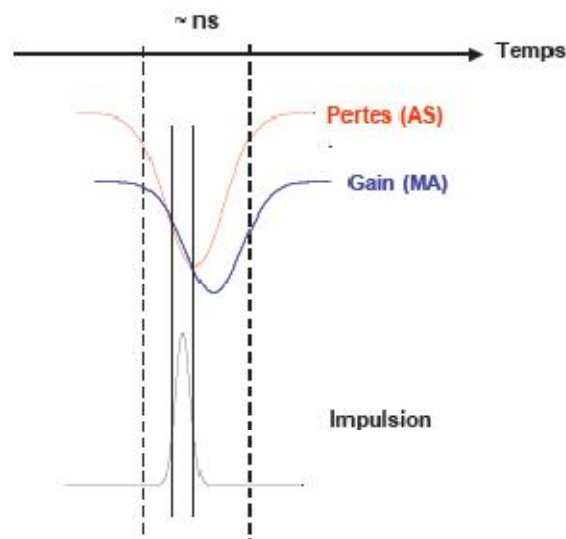


Figure I.24 : Représentation schématique du gain et des pertes dans le cas d'un absorbant saturable lent et d'un milieu à gain avec un temps de relaxation faible. La fenêtre du gain net est comprise entre les deux traits pleins verticaux.



# **Chapitre II**

## **La théorie de mode locking**

Les lasers à fibres dopées aux ions de terres rares présentent de grandes potentialités pour la génération et la manipulation d'impulsions courtes. Des sources à impulsions femtosecondes très compactes et de grande fiabilité ont été développées [42-43]. Les lasers à fibres peuvent être verrouillés en phase de façon active ou passive. Le verrouillage actif consiste à moduler le gain ou les pertes du laser à l'aide d'une source de modulation externe. Nous avons choisi d'utiliser la technique plus séduisante du verrouillage passif qui ne nécessite pas de source externe, de plus elle nous permet d'avoir des durées de vie des niveaux hauts assez grandes de l'ordre de (ms) dans la fibre dopée aux ions de terres rares, le gain ne réagit pas durant le temps d'un aller retour dans la cavité. Un absorbant saturable très rapide est donc nécessaire pour établir un régime à verrouillage de modes avec des impulsions courtes. Une fluctuation de l'intensité peut initier un régime impulsif et l'absorbant saturable raccourcit les impulsions et amplifie ce phénomène. Les méthodes principalement utilisées pour générer des impulsions sub-picosecondes dans les lasers à fibre sont : l'absorbant saturable à semi-conducteur à transmission SESAT, à réflexion SESAM et l'absorbant saturable à base de nano tube de carbone SAINT et la rotation non linéaire de la polarisation. La dernière est basée sur l'effet Kerr le long de la fibre optique qui permet de produire un effet d'absorbant saturable artificiel très rapide qui participe au raccourcissement de l'impulsion. Dans la suite nous allons décrire ces techniques.

### **II.1. Laser à verrouillage de modes :**

Le fonctionnement d'un laser en modes bloqués repose sur la mise en phase des modes longitudinaux de la cavité, par l'ajustement de la cadence de répétition au temps d'aller retour d'une impulsion dans la cavité. Comme un milieu amplificateur présente un gain variant en fonction de la longueur d'onde, certains modes longitudinaux de la cavité vont être favorisés par rapport à d'autres, la durée de l'impulsion ainsi que sa puissance crête est inversement proportionnelle au nombre des modes longitudinaux se propageant en phase dans la cavité. L'utilisation de milieux amplificateurs à gain large bande est favorisée dans ces architectures pour conserver le plus grand nombre de modes au sein de la cavité et accéder à des durées d'impulsions courtes (de l'ordre de la picoseconde à la centaine de femtoseconde).

Les lasers à verrouillage de modes constituent l'autre grande famille de lasers impulsifs. Ce régime de fonctionnement est totalement différent du régime déclenché. Le fonctionnement laser en régime déclenché repose sur l'introduction dans la cavité résonante

d'un obturateur qui altère l'effet laser temporairement, provoquant ainsi une accumulation d'énergie dans le milieu amplificateur qui est pompé en continu. Cette énergie importante est libérée brutalement lors de l'ouverture de l'obturateur, créant ainsi une impulsion brève très puissante. Ce dernier mode de fonctionnement donne accès à un régime impulsif qui peut répondre à notre attente en termes de durée d'impulsion (nanoseconde), de la cadence (kilohertz) et de la puissance crête (plusieurs kilowatts).

Dans une cavité laser libérée de toute non-linéarité autre que le milieu laser lui-même, un pompage continu produit un rayonnement continu, affecté de fortes fluctuations dues principalement aux interférences entre les différents modes longitudinaux du laser ayant entre eux des relations de phase aléatoires.

La base du régime à verrouillage de mode consiste à contrôler parfaitement les phases de tous les modes susceptibles d'osciller dans une cavité laser donnée. En effet, si on arrive à maintenir constants dans le temps les déphasages entre modes, on peut produire un train périodique d'impulsions très courtes avec une période directement proportionnelle à la longueur de la cavité laser.

Le fonctionnement en verrouillage de modes nécessite un grand nombre de modes qui oscillent dans la cavité. Ces modes sont décalés en fréquence de l'inter mode de la cavité, soit  $\Delta\nu = c/2L$  où  $L$  est la longueur de la cavité et  $c$  la vitesse de la lumière.

On écrit le champ électrique total en un point donné de la cavité laser :

$$E(t) = \sum_m E_m(t) \quad (\text{II.1})$$

Où la sommation s'étend sur  $N$  modes oscillants et  $E_m(t)$  est le champ électrique associé au mode  $m$  qui s'écrit :

$$E_m(t) = \varepsilon_m e^{i(2\pi\nu_m t + \varphi_m)} \quad (\text{II.2})$$

Avec  $\varepsilon_m$  l'amplitude du mode  $m$ ,  $\nu_m$  la fréquence avec  $\nu_m = m \times c/2L$  et  $\varphi_m$  sa phase [44].

Dans le régime mode locking, plusieurs modes existent dans la cavité laser avec une certaine relation de phase. On dit que ces modes sont synchronisés puisqu'ils se trouvent périodiquement en phase. La figure (II.1) donne une représentation de  $2N + 1$  modes dans le domaine temporel qui se trouvent en phase aux instants  $t = t_0 + kT$ ,  $k$  étant un nombre entier. Les modes correspondent individuellement à une raie d'onde continue mais leur mise en phase forme une interférence constructive produisant des impulsions lumineuses avec une période  $T$ . Le spectre optique associé à ce train d'impulsions est donc composé de modes régulièrement espacés avec un intervalle  $1/T$ . Ce spectre optique correspond à la transformée

de Fourier du train d'impulsions et son enveloppe globale est reliée à la forme de chaque impulsion du train [45].

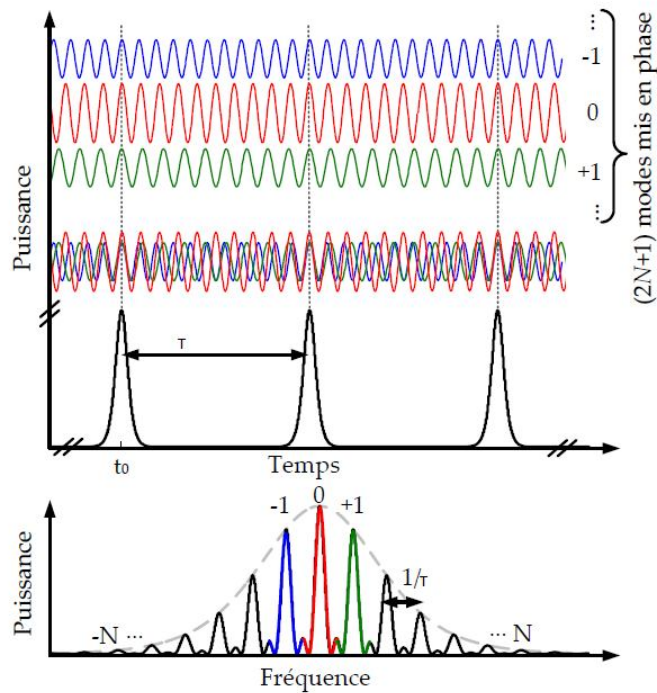


Figure II.1 : Description spectrale et temporelle du mode locking.

La mise en phase de  $2N + 1$  modes (mode locking) l'onde forme une interférence constructive produisant des impulsions lumineuses espacées de  $T$ . La période du spectre optique correspondant est de  $1/T$ . Les représentations temporelles et spectrales sont présentées en haut et en bas de la figure respectivement.

Tenant compte de tous les effets linéaires: les pertes, la dispersion, le gain et le profil de la dispersion de gain, ainsi que les non-linéaires comme  $q(T, t)$ , l'absorbant saturable et automodulation de phase (SPM) avec  $\delta$  le coefficient d'automodulation de phase, on retrouve la master équation de verrouillage de mode donnée par Haus [46].

$$\begin{aligned}
 T_R \frac{\partial A(T, t)}{\partial T} = & -lA(T, t) + j \sum_{n=2}^{\infty} D_n \left( j \frac{\partial}{\partial t} \right)^n A(T, t) \\
 & + g(T) \left( 1 + \frac{1}{\Omega_g^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) A(T, t) \\
 & - q(T, t) A(T, t) - j \delta |A(T, t)|^2 A(T, t)
 \end{aligned} \tag{II.3}$$

### II.1.1. Les lasers à verrouillage de mode actif :

Les lasers à fibre en mode locking actifs sont constitués d'une cavité, qui en plus des éléments essentiels d'un laser inclut un modulateur d'amplitude (AM) ou de phase (FM) comme cela est montré sur la figure (II.2).

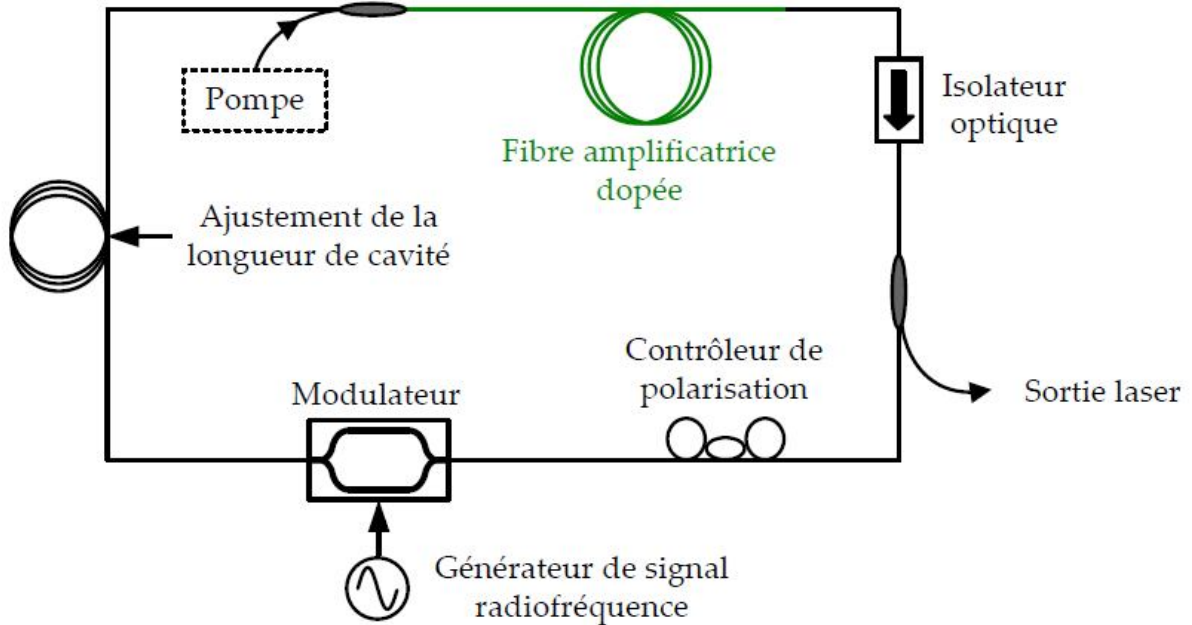


Figure II.2 : Laser mode locking actif.

L'élément inséré dans la cavité est le modulateur dont le rôle mène au régime mode locking. La fréquence de modulation doit être égale à la fréquence intrinsèque de la cavité :

$$\frac{1}{T_R} = \frac{c}{nL} \quad (\text{II.4})$$

Où  $T_R$  est le temps d'un aller-retour dans la cavité,  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide,  $n$  l'indice de groupe et  $L$  la longueur de la cavité en anneau ( $2L$  dans le cas d'une cavité linéaire).

On aura une impulsion au moment de l'ouverture du modulateur après un aller retour dans la cavité, rendue plus courte après chaque passage dans le modulateur, l'impulsion atteint un état stationnaire après un certain temps. Le modèle classique de ce type de laser considère une impulsion gaussienne, ce qui est justifié dans la plupart des cas et une modulation sinusoïdale de fréquence  $f_m$  dont la profondeur  $m$  peut varier. Lorsque la condition de stationnarité est atteinte, la durée de l'impulsion  $\Delta\tau$  à mi-hauteur (FWHM) est donnée par:

$$\Delta\tau^4 = \frac{2g}{m \cdot f_m \cdot \Delta f_g} \quad (\text{II.5})$$

Où  $\Delta f_g$  est la largeur spectrale du gain, La figure (II.3) montre comment l'impulsion passe à travers le modulateur lorsqu'il s'ouvre à chaque tour de cavité.

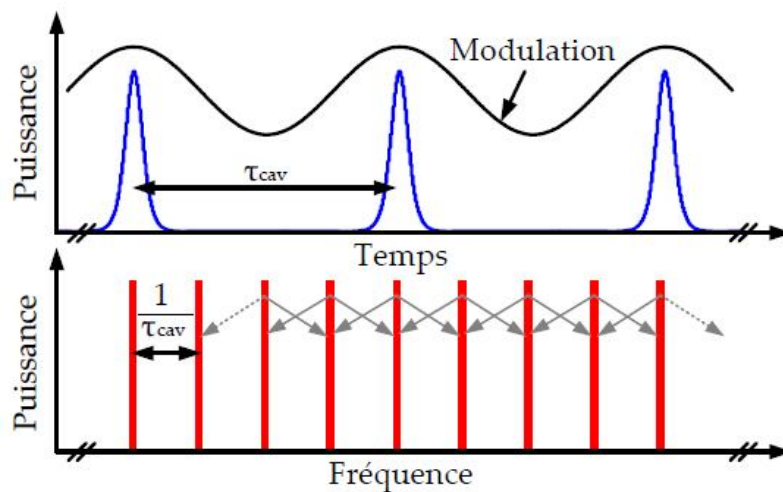


Figure II.3 : Principe du mode locking actif.

- **Verrouillage de mode actif par modulation de pertes :**

Le verrouillage de Mode active a été étudié en 1970 par Kuizenga et Siegman à l'aide d'analyse d'une impulsion gaussienne [47]. Nous voulons employer l'approche de la master équation (II.3), qui donnera également la compréhension dans la stabilité de la solution d'une impulsion gaussienne.

L'introduction d'un modulateur de perte dans la cavité, par exemple un modulateur acousto-optique, selon les pertes intra-cavité qui varient périodiquement selon l'équation suivante  $q(t) = M(1 - \cos(\omega_M t))$ . La fréquence de modulation doit être en accord avec le temps d'aller-retour dans la cavité,  $\omega_M = 2\pi/T_R$  (voir Figure II.4).

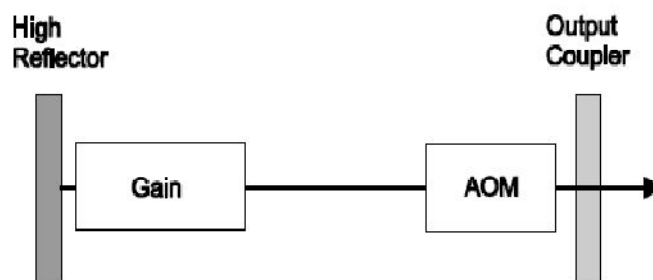


Figure II.4: laser à verrouillage de mode actif avec un modulateur d'amplitude (acousto-optique-Modulateur).

Le processus de verrouillage de mode est alors décrit par la master équation suivante :

$$T_R \frac{\partial A}{\partial T} = \left[ g(T) + D_g \frac{\partial^2}{\partial t^2} - l - M(1 - \cos(\omega_m t)) \right] A \quad (\text{II.6})$$

Si on néglige la GDD et la SPM. Toutes les formes des impulsions obtenues par cette équation sont dues au gain, les pertes et au modulateur (voir le Figure II.5).

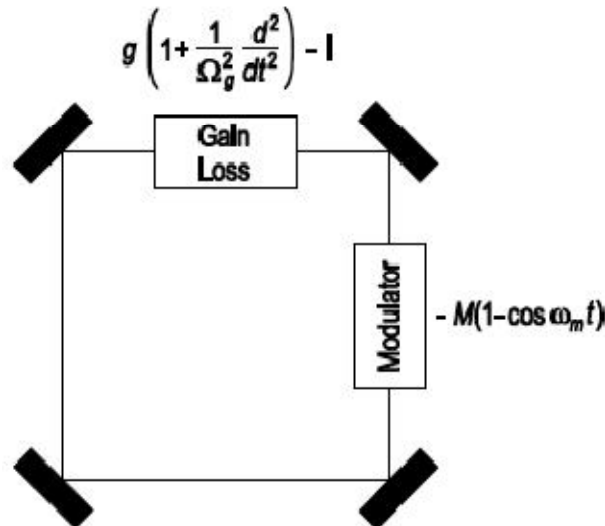


Figure II.5 : représentation schématique de la master équation pour un laser à verrouillage de mode active

Si on fixe le gain dans l'équation (II.6) à sa valeur stationnaire. Cette équation est une équation différentielle partielle linéaire qui peut être résolu par la séparation des variables. Les impulsions auront une largeur beaucoup plus courte que le temps d'aller-retour  $T_R$ . Elles seront situées dans le minimum de la modulation de perte où la fonction cosinus peut être rapprochée par une parabole et nous obtenons :

$$T_R \frac{\partial A}{\partial T} = \left[ g - l + D_g \frac{\partial^2}{\partial t^2} - M_s t^2 \right] A \quad (\text{II.7})$$

$M_s$  est la force de modulation, correspond à la courbure de la modulation de perte dans le domaine de temps au point minimum de perte.

$$D_g = \frac{g}{\Omega_g^2}$$

$$M_s = \frac{M\omega_M^2}{2}$$

- **Verrouillage de mode actif par la modulation de phase :**

Des bandes latérales peuvent également être produites par un modulateur de phase au lieu d'un modulateur d'amplitude. Ces bandes latérales produites mènent à un chirp sur l'impulsion mesurée. On remplace la modulation  $M$  par l'imaginaire  $jM$  dans l'équation(II.6). On retrouve l'équation suivante :

$$T_R \frac{\partial A}{\partial T} = \left[ g(T) + D_g \frac{\partial^2}{\partial t^2} - l - jM(1 - \cos(\omega_M t)) \right] A \quad (\text{II.8})$$

- **Verrouillage de mode actif avec la SPM :**

L'addition de l'automodulation de phase dans le milieu de gain à connu un grand intérêt surtout après avoir obtenue une durée courte de l'ordre de quelques ps de l'impulsion. Cette analyse prouve que la SPM peut réduire la durée de certaines impulsions, mais elle nous donne une évaluation importante quand elle se présente en verrouillage de mode actif et l'évaluation devient instable quand la SPM est seule. Considérons le cas d'un laser activement verrouillé avec la SPM, voit figure (II.6) On peut écrire l'équation principale correspondante :

$$T_R \frac{\partial A}{\partial T} = \left[ g(T) + D_g \frac{\partial^2}{\partial t^2} - l - M_s t^2 - j\delta|A|^2 \right] A \quad (\text{II.9})$$



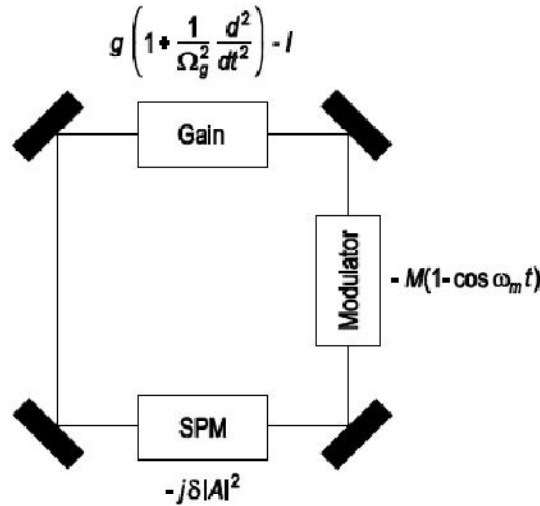


Figure II.6: verrouillage de mode actif avec SPM

Il n'y a aucune solution analytique à cette équation. Mais on peut la déduire à partir de l'équation (II.8) qui à la même forme que (II.9). Tant que l'application de la SPM est limitée, il y a apparition d'un chirp sur l'impulsion. La solution de l'équation (II.9) est donnée par :

$$A_0(t) = A \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau_a^2}(1 + j\beta) + j\psi T / T_R\right) \quad (\text{II.10})$$

Nous tenant compte d'un déphasage  $\Psi$  par aller-retour, et remplaçons cette solution dans l'équation (II.9) nous obtiendrons l'équation suivante :

$$j\psi = g - l + D_g \left[ \frac{t^2}{\tau_a^4}(1 + j\beta)^2 - \frac{1}{\tau_a^2}(1 + j\beta) \right] - M_s t^2 - j\delta|A|^2 \left( 1 - \frac{t^2}{\tau_a^2} \right) \quad (\text{II.11})$$

$\tau_a$  : Largeur de l'impulsion

$\beta$  : Le chirp

$\Psi$  : le déphasage d'un aller-retour

$g-l$  : excès de gain nécessaire

$\delta|A|^2 = \phi_0$  : déphasage maximal non linéaire dû à SPM

Les parties réelles et imaginaires des limites quadratiques mènent à :

$$0 = \frac{D_g}{\tau_a^4} (1 - \beta^2) - M_s \quad (\text{II.12})$$

$$0 = 2\beta \frac{D_g}{\tau_a^4} + \frac{\phi_0}{\tau_a^2} \quad (\text{II.13})$$

Les termes constants donnent l'excès du gain et la phase d'un aller-retour supplémentaire.

$$g - l = \frac{D_g}{\tau_a^2} \quad (\text{II.14})$$

$$\psi = D_g \left[ -\frac{1}{\tau_a^2} \beta \right] - \phi_0 \quad (\text{II.15})$$

Les équations suivantes donnent directement le chirp et la durée de l'impulsion :

$$\beta = -\frac{\phi_0 \tau_a^2}{2D_g} \quad (\text{II.16})$$

$$\tau_a^4 = \frac{D_g}{M_s + \frac{\phi_0^2}{4D_g}} \quad (\text{II.17})$$

Le résultat principal de cette partie est le verrouillage de mode actif avec un modulateur d'amplitude qui mène aux impulsions gaussiennes. Le verrouillage de mode peut également être réalisé par un modulateur de phase qui donne des impulsions gaussiennes chirpées.

### II.1.2. Les lasers à verrouillage mode passif :

Le blocage de modes passif permet d'obtenir des impulsions plus courtes, qui reposent sur l'utilisation d'un effet non linéaire capable de produire des impulsions ultra-courtes sans composant actif dans la cavité. Si le laser fonctionne préférentiellement dans les conditions où l'élément non linéaire fonctionne à forte puissance crête incidente, les différents modes du laser se verrouillent en phase et on obtient un fonctionnement impulsif dit « mode bloqué » ou « mode locking ».

Dans le domaine optique, les matériaux transparents ordinaires présentent presque tous une dispersion positive ou normale. Il convient donc d'ajouter des éléments réalisant une dispersion négative afin d'introduire ces effets. L'utilisation des paires de prismes ou des paires de réseaux qui réalisent une dispersion négative en ajoutant des retards géométriques de certaines longueurs d'onde par rapport aux autres. Un autre dispositif permettant d'obtenir de très fortes dispersions négatives est l'interféromètre de Gires-Tournois [48]. Les miroirs

chirpés, utilisant des multicouches diélectriques habituellement calculées permettent aujourd'hui d'obtenir des dispersions négatives de façon extrêmement compacte. Les fibres optiques à base de silice possèdent une dispersion nulle au voisinage de 1.5  $\mu\text{m}$ , ce qui correspond au domaine de gain du milieu « silice dopé Erbium ». Les lasers impulsionsnels à fibre dopée Erbium bénéficient de cette propriété. De manière générale, en optique guidée, il est possible de modifier les propriétés de dispersions par différentes techniques, en particulier celle des matériaux à cristaux photoniques. Plusieurs technologies de lasers femtosecondes utilisent ces possibilités.

L'élément non-linéaire (effet Kerr) permettant le blocage des modes est l'équivalent d'un absorbant saturable, qui possède des pertes à faible puissance mais présente beaucoup moins de pertes à forte puissance. La méthode basée sur l'effet Kerr permet en général l'obtention d'impulsions plus courtes, alors que l'utilisation d'absorbants saturables est en principe, considérée comme plus facile à mettre en œuvre.

Le démarrage du régime à mode bloqué se fait, simplement sur le bruit aléatoire du laser (un début d'impulsion qui commence spontanément dans la cavité est suffisamment favorisé pour s'amplifier et établir rapidement un régime pulsé auto-stable). Les lasers utilisant un absorbant saturable rapide en général ne nécessitent pas un système de démarrage qui crée une perturbation induisant un pic de bruit pour démarrer. Une modulation d'amplitude de la pompe à la cadence de répétition du laser a été démontrée avec succès [49]. L'ajout d'un absorbant saturable réel lent en plus de l'absorbant saturable rapide est également communément employé.

Les techniques utilisées pour Le blocage de modes passif dans les lasers à fibre sont : la Rotation Non-Linéaire de la Polarisation (RNLP), Les SESATs (SEmiconductor Saturable Absorber in Transmission), les SESAMs à base de multipuits quantiques (SEmiconductor Saturable Absorber Mirrors) et les SAINTs (Saturable Absorber Incorporating carbon NanoTubes).

Il existe plusieurs géométries de lasers à fibre mode locking passifs incluant les éléments suivants :

- Une diode laser pompe fibrée.
- Un milieu de gain : une fibre dopée aux ions terres-rares.
- Un coupleur de sortie.
- Un ou des contrôleur(s) de polarisation (optionnel(s)).
- Un absorbant saturable ou un groupe de composants jouant ce rôle.

L'élément clé de la cavité est l'absorbant saturable dont le rôle est de mener au régime mode Locking. Un laser en mode locking passif fonctionne en régime fondamental à une fréquence de  $1/T_R = c/2n$ .

Comment obtenir une synchronisation modale sans modulateur ?

Pour cela, il faut utiliser un absorbant saturable ou un élément se comportant comme un absorbant saturable. La fonction de transfert d'un absorbant saturable idéal peut être schématisée par la figure (II.7). Un absorbant saturable induit des pertes importantes sur un signal optique peu intense alors qu'il devient transparent pour des signaux plus intenses qu'une certaine intensité seuil  $I_s$ .

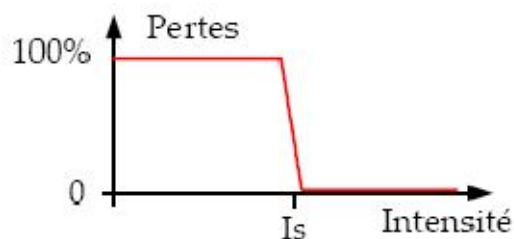


Figure II.7: Fonction de transfert d'un absorbant saturable

Un absorbant saturable idéal favorise les fortes intensités en bloquant celles situées sous le seuil  $I_s$ . En choisissant la valeur de  $I_s$  suffisamment élevée, de manière à ce que seule la puissance crête d'une impulsion brève puisse être au-dessus du seuil, il est possible de favoriser un fonctionnement en régime mode locking plus efficace, car il minimise les pertes. Dans ce cas, les pertes sont minimisées par rapport au régime continu de même puissance moyenne, lequel se retrouve au-dessous du seuil. Il faut savoir qu'en physique des lasers, une règle non écrite est qu'un laser s'adapte aux conditions auxquelles il est soumis pour maximiser son efficacité. Une cavité laser incorporant un absorbant saturable va donc s'adapter et privilégier le régime mode locking à un régime continu puisque les pertes par tour de cavité sont inférieures. En pratique les pertes d'un absorbant saturable ne varient pas entre 0 et 100% et une profondeur de modulation nettement inférieure peut suffire à déclencher le régime mode locking. De plus, la transition entre l'état transparent et l'état opaque n'est pas aussi marquée que sur la figure (II.7). La figure (II.8) illustre comment une impulsion peut être réfléchie si elle se trouve au dessus du seuil  $I_s$  et totalement perdue dans le cas contraire.

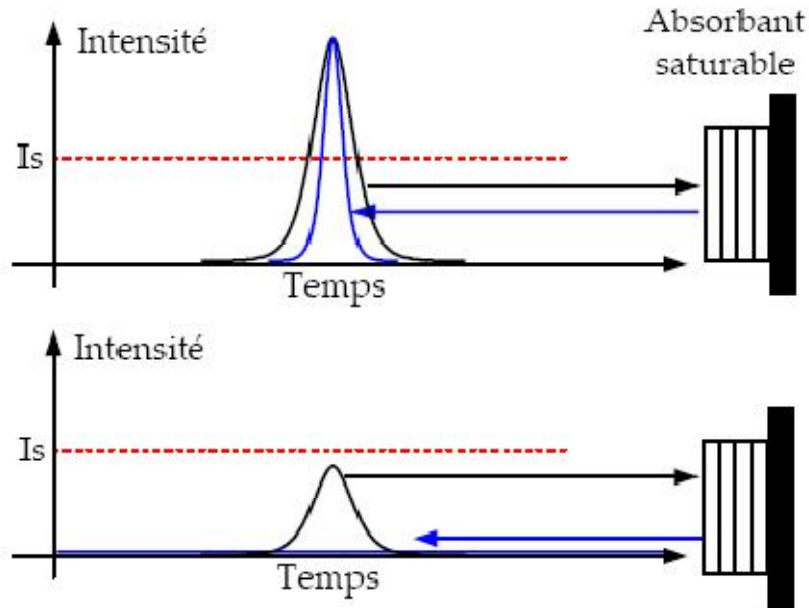


Figure II.8: Sélectivité en intensité d'un absorbant saturable.

Une impulsion réfléchie sur un absorbant saturable sera raccourcie si elle dépasse l'intensité seuil  $I_s$  (en haut) et annulée si elle se trouve sous le seuil (en bas).

Dans le premier cas, il est intuitif qu'une certaine compression de l'impulsion ait lieu puisque ses ailes se trouvent sous le seuil et seront par conséquent absorbées. C'est effectivement le cas en pratique puisque une impulsion devient progressivement plus courte à chaque passage dans l'absorbant saturable jusqu'à obtention d'un état stationnaire.

Un absorbant au temps de réponse plus rapide permet de générer des impulsions plus courtes.

## II.2. Techniques de verrouillage de modes passifs :

### II.2.1. La rotation non-linéaire de polarisation :

L'invention du laser à rotation non-linéaire de polarisation tel qu'il est décrit ici est en général attribuée à MATSAS et al. [50] et TAMURA et al [39]. Ce laser est référé comme étant du type «nonlinear polarization rotation» (NPR), ou du type «additive pulse mode locking» (APML). [51]

- **Principe de fonctionnement :**

Le verrouillage de modes par rotation non linéaire de la polarisation est basé sur l'effet Kerr optique dans les fibres optiques. La figure (II.9) présente le schéma de principe de cette technique. Après le polariseur, toutes les composantes de l'impulsion sont polarisées linéairement.

Le contrôleur de polarisation est constitué de lames retard de phase qui permettent de transformer l'état de polarisation linéaire en polarisation elliptique. L'état de polarisation évolue de façon non-linéaire au cours de sa propagation le long de la fibre optique à cause des effets combinés de l'auto modulation de phase et de la modulation de phase croisée, induites sur les deux composantes de la polarisation par effet Kerr [52- 53]. L'angle de rotation de la polarisation est donc proportionnel à l'intensité. Le sommet de l'impulsion subit donc une rotation plus importante que les ailes de l'impulsion. Avec une orientation adéquate de la polarisation à l'entrée du milieu Kerr, le sommet de l'impulsion passe l'analyseur avec moins de pertes que les ailes, et l'impulsion obtenue est par conséquent plus courte. L'effet est donc comparable à celui d'un absorbant saturable.

Le deuxième contrôleur de polarisation placé après le milieu Kerr est utilisé pour compenser la biréfringence linéaire de la fibre et permet donc d'ajuster le déphasage linéaire entre les deux composantes de polarisation.

Notons que dans le cas de la cavité Fabry-Perot le déphasage non-linéaire est double (aller retour dans la cavité). Il est à noter que toute variation de la biréfringence de la fibre induit une variation de la différence de phase entre les deux composantes de polarisation, ce qui peut dégrader le verrouillage de modes. Le verrouillage de modes par RNLP est sensible aux variations thermiques ou mécaniques de la fibre et les contrôleurs de polarisation doivent souvent être réajustés pour optimiser le verrouillage de modes. Cette sensibilité peut être réduite en utilisant les fibres à maintien de polarisation [54].

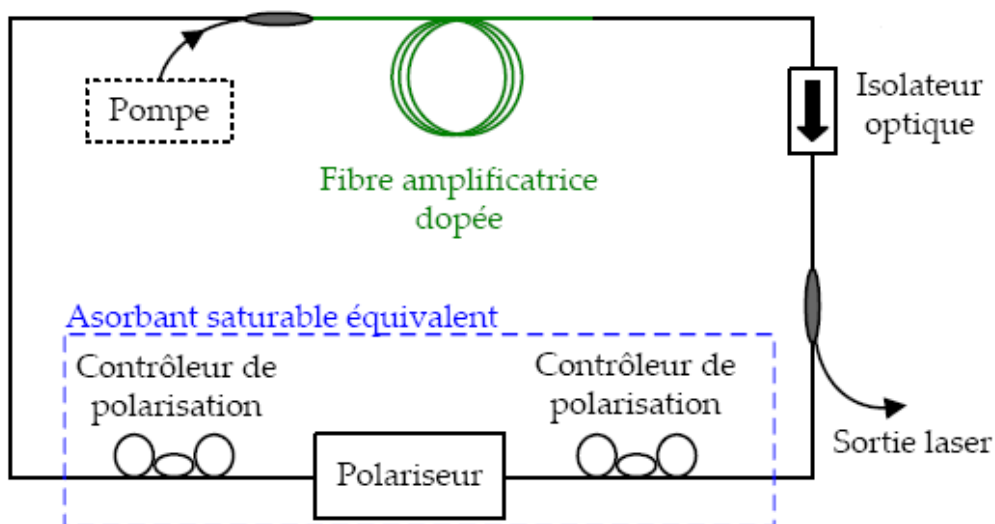


Figure II.9 : Laser à rotation non-linéaire de polarisation

L'interférence sur le polariseur des deux modes de polarisations déphasés par effet Kerr est à l'origine du mode locking. Ce schéma de la cavité laser met en évidence le rôle des contrôleurs de polarisation et du polariseur qui agissent comme un absorbant saturable.

Une fibre optique réelle comporte toujours une certaine biréfringence provenant des imperfections de fabrication et du milieu extérieur, par exemple si une contrainte est appliquée sur la fibre. Une impulsion lumineuse propageant dans cette fibre sera divisée en deux composantes circulantes à deux vitesses différentes sur chaque axe propre de polarisation de la fibre. Cette différence de vitesse conduit à un étalement temporel de l'impulsion, voire à sa séparation complète en deux impulsions. Ce type de dispersion est appelé dispersion de polarisation ou PMD, pour «polarisation mode dispersion». L'effet de rotation non linéaire de polarisation, qui permet l'obtention du régime mode locking, est en fait issu de la biréfringence non-linéaire que subit le signal optique dans la cavité. [52]

- **La biréfringence :**

Une fibre optique à géométrie circulaire parfaite et conçue avec un matériau isotrope, les modes électromagnétiques de polarisation sont dit dégénérés (même valeur d'indice effectif) mais ils ne peuvent pas être couplés. De petits défauts dans la géométrie ou de petites fluctuations dans l'anisotropie du matériau entraînent une levée de dégénérescence des modes guidés. Ce phénomène se traduit par une différence de la valeur de la constante de propagation modale  $\beta$  pour les deux modes de polarisation. Cette propriété est associée à la notion de biréfringence modale (ou de phase), qui s'exprime par la différence d'indice effectif des deux modes de polarisation du mode fondamental. L'axe le long duquel l'indice effectif du mode de polarisation est le plus petit est appelé axe rapide, puisque sa vitesse de phase est plus grande. Pour la même raison, l'axe dont l'indice effectif est plus grand est appelé axe lent.

Un signal optique suffisamment puissant subit les deux types de biréfringence, c'est à dire linéaire et non-linéaire. La biréfringence non-linéaire est causée par l'effet Kerr et contribue à modifier les indices de réfraction de l'axe rapide et de l'axe lent :

$$\begin{aligned}n_x &= n_{x_0} + \Delta n_x \\n_y &= n_{y_0} + \Delta n_y\end{aligned}\tag{II.18}$$

où  $n_{x0}$  et  $n_{y0}$  représentent les parties linéaires des indices de réfraction et sont en général différents à cause de la biréfringence intrinsèque de la fibre.  $\Delta n_x$  et  $\Delta n_y$  représentent les termes dépendant de l'intensité et ils sont donnés par :

$$\begin{aligned}\Delta n_x &= n_2 \left( |E_x|^2 + \frac{2}{3} |E_y|^2 \right) \\ \Delta n_y &= n_2 \left( |E_y|^2 + \frac{2}{3} |E_x|^2 \right)\end{aligned}\tag{II.19}$$

où  $n_2$  est l'indice non-linéaire de la fibre relatif au champ électrique.  $E_x$  et  $E_y$  sont les composantes du champ électrique selon les axes propres à l'entrée de la fibre.

La biréfringence nette de la fibre est donnée par :

$$n_x - n_y = n_{x0} - n_{y0} + \Delta n_x - \Delta n_y\tag{II.20}$$

La différence de phase entre les composantes du champ selon  $X$  et  $Y$ , à la sortie de la fibre, est alors donnée par :

$$\Delta \phi_{tot} = \frac{2\pi L}{\lambda} (n_x - n_y) = \Delta \phi_L + \Delta \phi_{NL}\tag{II.21}$$

Avec

$$\Delta \phi_L = \frac{2\pi L}{\lambda} (n_{x0} - n_{y0})$$

et

$$\Delta \phi_{NL} = \frac{2\pi L}{\lambda} (\Delta n_x - \Delta n_y) = \frac{2\pi L n_2}{3\lambda} (|E_x|^2 - |E_y|^2)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde du champ d'entrée. On peut noter que, tant que les amplitudes des deux composantes du champ électrique ( $E_x$  et  $E_y$ ) sont différentes, il y a une contribution dépendante de l'intensité dans la biréfringence nette de la fibre qui se rajoute à la biréfringence linéaire intrinsèque de la fibre.

Chacun des deux contrôleurs est constitué de deux lames de phase, une demi-onde ( $\lambda/2$ ) et une quart d'onde ( $\lambda/4$ ). Il est préférable d'utiliser ces lames d'onde montées sur des supports gradués pour pouvoir quantifier les variations de la polarisation. De plus, le laser est plus stable et les résultats plus reproductibles. La sortie du laser est extraite en insérant un coupleur à fibre après le milieu amplificateur. (Figure (II.10))



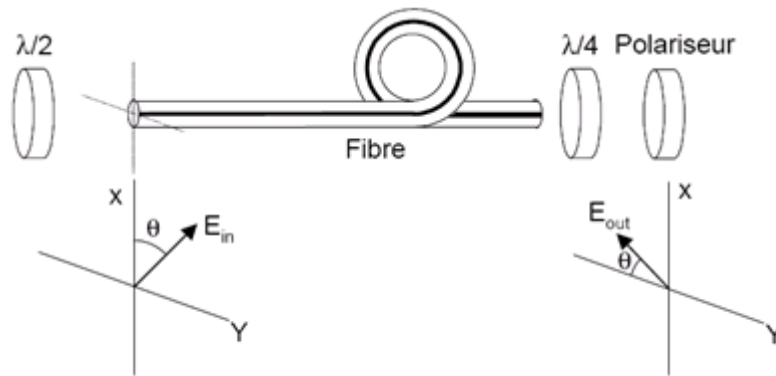


Figure II.10 : Discrimination d'intensité par la biréfringence non-linéaire dans une fibre Optique.

Pour un ajustement convenable de l'orientation des lames de phases et pour des puissances de pompage assez élevées, le laser fonctionne en régime de verrouillage de modes basé sur la rotation non-linéaire de la polarisation. Le régime impulsionnel démarre pour une valeur de pompage environ égale à 70 mW, cependant une fois cette puissance atteinte, il est possible de diminuer la puissance de pompe jusqu'à 25 mW [16], tout en conservant le régime impulsionnel, ce qui est une propriété de bistabilité connue des lasers fonctionnant dans ce régime.

Comme on peut le constater sur les figures (II.11) et (II.12), le spectre optique obtenu dans ce régime conserve la même allure en fonction du pompage et a une largeur à mi-hauteur d'environ 13 nm. Les impulsions les plus courtes envisageables avec ce spectre ont une durée environ égale à 200 fs. Il s'agirait d'impulsions en limite de Fourier ne présentant aucune dérive de fréquence (chirp). Des modulations régulières sont visibles sur le spectre optique et sont caractéristiques de laser fonctionnant en régime de dispersion anormale. [24]

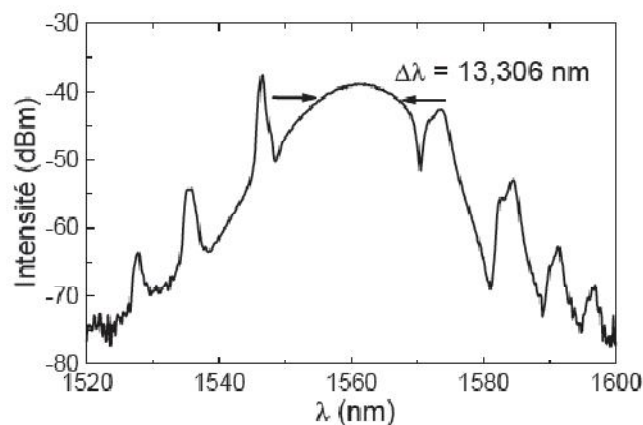


Figure II.11 : Spectre optique pour  $P_p = 45$  mW [16].

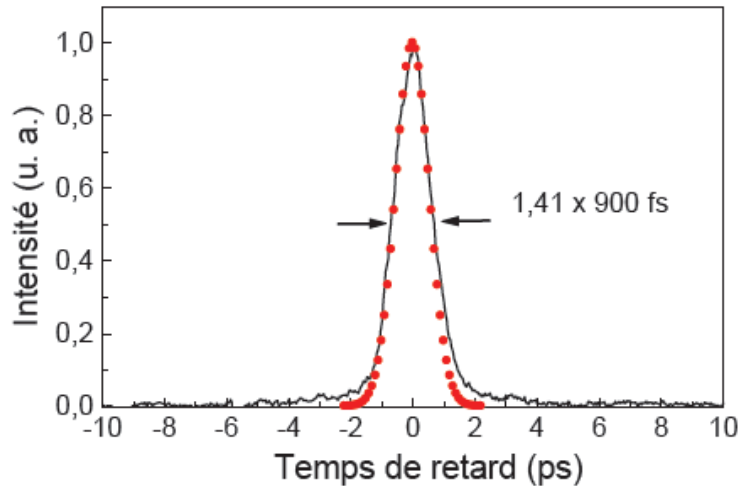


Figure II.12 : Trace d'auto-corrélation pour  $P_p = 45$  mW [16].

- Comment la biréfringence non-linéaire conduit-elle au régime mode locking ?

Pour comprendre cela, nous allons analyser qualitativement l'évolution de la polarisation d'une impulsion lors de sa propagation dans la cavité. Choisissons un point de départ situé après le polariseur, l'impulsion circulant dans le sens horaire. Dans le cas général, le contrôleur de polarisation PC1 transforme la polarisation linéaire de l'impulsion en une polarisation elliptique comme cela est schématisé sur la figure (II.13). Durant la traversée de la section de la cavité constituée de fibre standard amplificatrice, l'impulsion subit une rotation de polarisation à cause de la biréfringence non-linéaire. Le système d'équations (II.19) montre que cette rotation dépend de l'intensité du signal. Cela signifie que les fortes intensités situées au centre de l'impulsion subiront une rotation plus importante que les ailes de l'impulsion. Ainsi, après la traversée de la cavité (milieu Kerr) nous trouvons une impulsion ayant un profil de polarisation semblable à celui présenté sur la figure (II.13) [55].

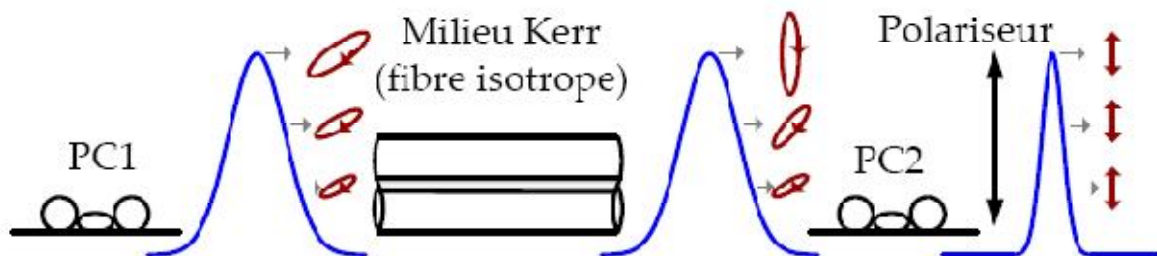


Figure II.13: La rotation non-linéaire de polarisation par effet Kerr

Notons qu'une éventuelle biréfringence linéaire peut empêcher la rotation non-linéaire de polarisation. Il faut donc, fabriquer la cavité avec une fibre aussi isotrope que possible, ce qui empêche bien sûr l'utilisation de fibres à maintien de polarisation (PM). Le second contrôleur de polarisation PC2 a principalement pour but de transformer l'état de polarisation correspondant aux fortes intensités en une polarisation linéaire alignée sur l'axe du polariseur, de manière à transmettre la partie centrale de l'impulsion avec un minimum de pertes. Les ailes de l'impulsion se trouvent atténuées par le polariseur. Nous retrouvons ici le fonctionnement typique d'un absorbant saturable.

Dans la littérature ce type de laser est souvent répertorié comme étant de type «additive pulse mode locking» (APML). La technique APML est utilisée pour raccourcir la durée d'une impulsion ou même déclencher le régime mode locking dans une cavité laser. Par définition, la technique APML consiste à faire interférer deux impulsions pour en générer une nouvelle, plus courte que les impulsions initiales. Ceci est représenté schématiquement à la figure (II.14).

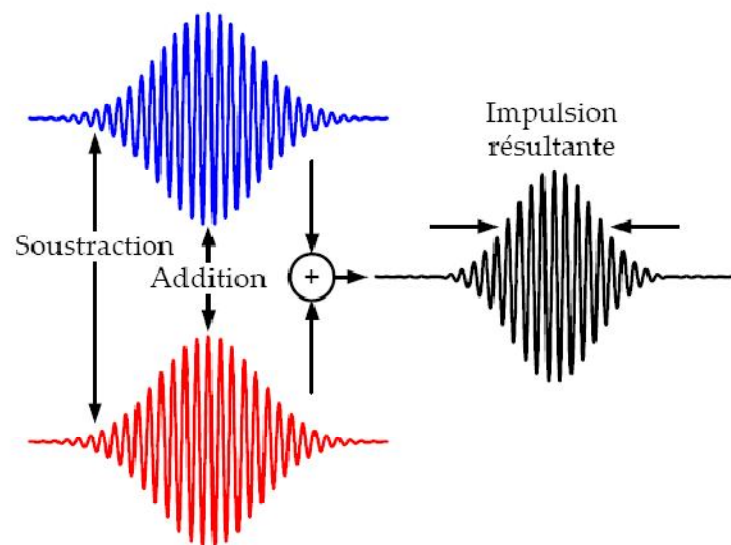


Figure II.14 : Le principe «additive pulse mode locking»

L'interférence de deux impulsions ayant des profils de phase différents peut mener à la création d'une impulsion plus courte. Il est possible d'obtenir le régime mode locking dans une cavité laser en exploitant ce principe.

### II.2.2. Verrouillage de modes avec absorbant saturable semi-conducteur utilisé en transmission: SESAT.

Les absorbants saturables fonctionnant en transmission sont constitués d'un empilement de puits quantiques en InGaAs d'épaisseur encadrés par des barrières de potentielles en InP d'épaisseur épitaxiés par la technologie MBE (Molecular Beam Epitaxy) et sont déposés sur un substrat InP d'une épaisseur de l'ordre de 300  $\mu\text{m}$  à 500  $\mu\text{m}$ .

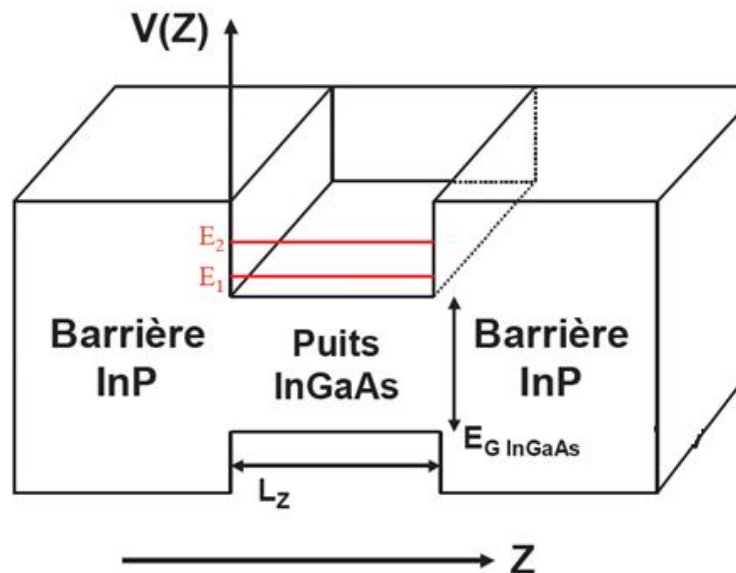


Figure II.15 : Représentation schématique d'un puit quantique InGaAs.

Le régime obtenu dans le cas d'un laser fonctionnant avec un absorbant saturable semi-conducteur à multi puits quantiques In- GaAs/InP dopés fer utilisé en transmission dans une cavité en anneau unidirectionnelle. Des impulsions présentant un fort piédestal et des durées supérieures à la picoseconde sont obtenues. Le schéma est représenté sur la figure (II.16). La cavité est rendue unidirectionnelle par l'adjonction d'un isolateur fibré monomode à 1,55  $\mu\text{m}$  large-bande et indépendant de la polarisation.

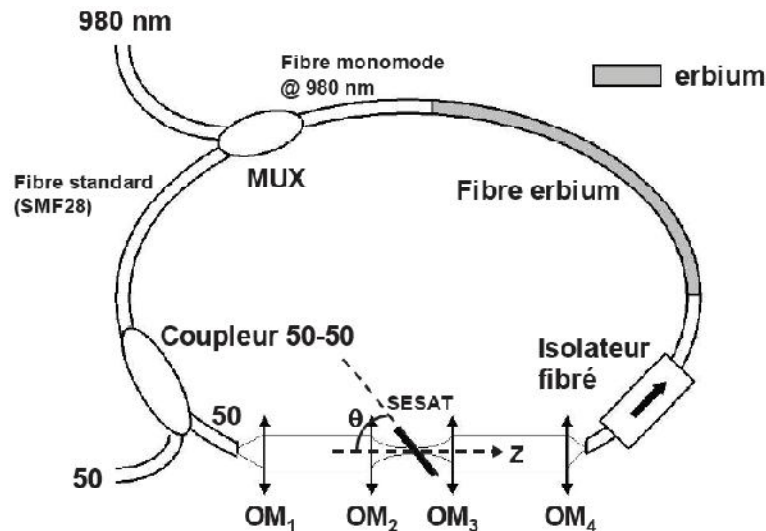


Figure II.16 : Configuration expérimentale du laser fonctionnant en régime de verrouillage de modes avec l'absorbant saturable à base de SESATs

Les SESATs les plus rapides n'amorcent un régime impulsionnel que dans un intervalle  $\Delta Z$  centré sur le plan focal de  $OM_2$ ,  $OM_3$ . Ce plan focal constitue la zone spatiale où la densité d'énergie est la plus forte. Au-delà de cette zone, aucun régime impulsionnel stable n'existe. La première structure (a) n'a permis d'obtenir qu'un régime déclenché figure (II.17). La deuxième structure (b) ne permis d'obtenir un régime de verrouillage de modes de qualité satisfaisante. En revanche lorsqu'elle est placée à proximité du plan focal du télescope un régime de "Q-Switch Mode-Locking" (QSML) est observé. D'autre part on observe un régime de verrouillage de modes de mauvaise qualité (ML-). Ce régime présente une faible largeur spectrale et d'importantes composantes continues. La troisième structure (c) a permis l'observation d'un régime de verrouillage de modes relativement de bonne qualité (ML+), lorsque le SESAT est placée dans une zone d'extension spatiale de  $160 \mu\text{m}$  autour du plan focal. Une légère translation en Z perturbe le régime ML+, basculant vers un régime QSML qui demeure stable sur  $200 \mu\text{m}$  environ. Si on continue à translater le SESAT, il apparaît un régime de verrouillage de modes (ML-) sur une large zone de translation de plus de  $300 \mu\text{m}$  qui possède les mêmes propriétés que celui obtenu avec la structure (b). Le dernier absorbant saturable (d) permet d'initier le blocage de modes (ML+) lorsqu'il se trouve dans une zone de forte intensité ( $\Delta Z = 70 \mu\text{m}$ ). Aucun autre régime impulsionnel n'a plus être trouvé en translantant cette structure [16].

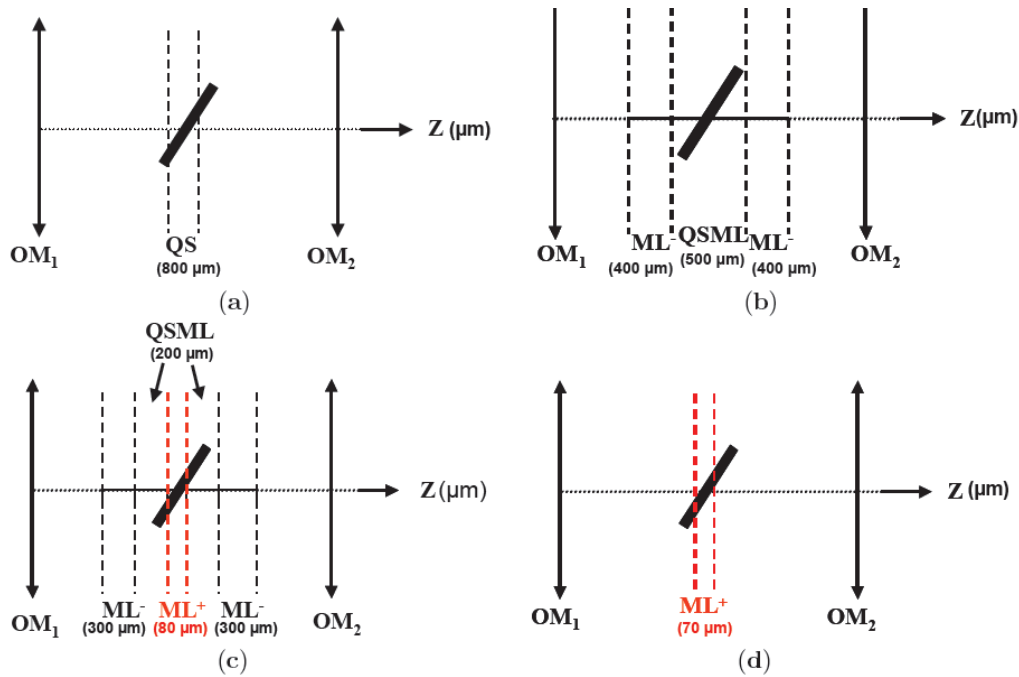


Figure II.17 : Cartographie des régimes de fonctionnement en fonction de la position ( $Z$ ) du SESAT. Le temps de relaxation de l'absorbant saturable est (a) 4 ns, (b) 110 ps, (c) 8,3 ps et (d) 2,7 ps.

### II.2.3. Verrouillage de modes avec absorbant saturable semi-conducteur utilisé en réflexion: SESAM.

Les SESAMs ont permis la génération d'impulsions courtes dans de nombreux lasers solides. Des impulsions de 13 fs de durée ont été obtenues avec un SESAM par Kartner et al [56] et des puissances moyennes de sortie de 27 W ont été reportées dans un laser Nd : YAG [57]. Les SESAMs sont actuellement le moyen le plus fiable pour démarrer le régime de verrouillage de modes dans un laser et sont donc intégrés dans des lasers commerciaux fonctionnant à diverses longueurs d'onde. L'avantage technologique principal des SESAMs par rapport à d'autres absorbants saturables réside dans le fait qu'ils offrent la possibilité de contrôler plusieurs paramètres importants tels que le temps de recouvrement de l'absorption, la fluence de saturation et les pertes d'insertion. Les SESAMs ont été initialement développés pour le verrouillage de modes de lasers solides [58] à faible gain, ce qui par conséquent impose la minimisation des pertes dans les structures non-linéaires. De ce fait, leur utilisation dans les lasers à fibre à fortes puissances n'est pas immédiate. En particulier, de fortes non-linéarités sont nécessaires pour assurer l'auto-démarrage du régime de verrouillage de modes. Le premier laser à fibre utilisant un SESAM pour le démarrage et la mise en forme d'impulsions picosecondes a été rapportée par Ober et al au début des années 1990 [59]. Depuis lors les SESAMs ont été massivement utilisés, principalement à la longueur d'onde

1,55  $\mu\text{m}$  [60], aussi bien en régime de dispersion anormale [61] que normale [62]. L'utilisation d'un SESAM à chaque extrémité de la cavité a même été proposée par Guina et al [63].

La structure d'un SESAM est représentée sur la figure (II.18). La cavité Fabry-Pérot est constituée d'un miroir déposé à l'extrémité de la fibre ( $R \approx 100\%$ ) d'un côté et de l'absorbant saturable de l'autre. Le milieu amplificateur est une fibre erbium dopée, Cette fibre est pompée par un signal à 980 nm injecté via un multiplexeur et fourni par une diode laser fibrée monomode.

L'utilisation d'un absorbant saturable est très pratique dans une cavité de Fabry-Perot puisque le SESAM peut constituer un des miroirs de la cavité (voir figure I.18). Des impulsions de 320 fs ont ainsi été obtenues avec un absorbant saturable à multi-puits quantiques d'InGaAsP déposé sur un substrat d'InP [64]. L'utilisation d'un miroir Fabry-Perot anti-résonnant a également permis la génération d'impulsions de 260 fs dans un laser à fibre dopée néodyme [65].

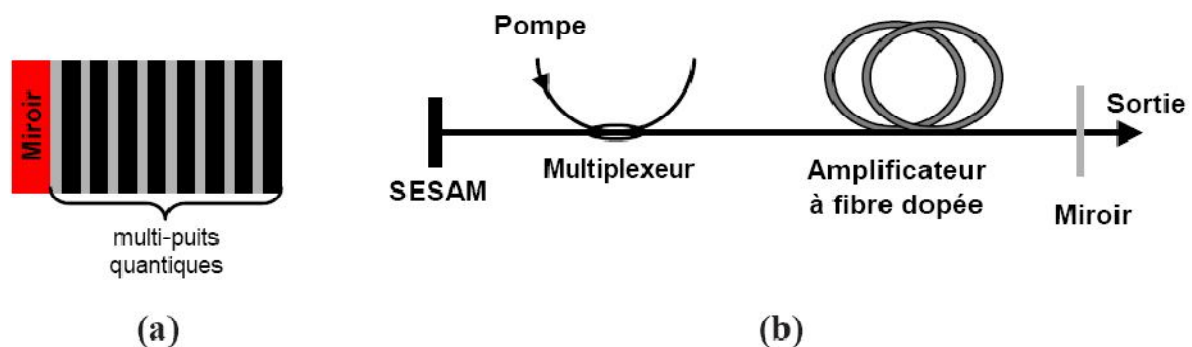


Figure II.18 : (a) Structure d'un miroir à absorbant saturable à semi-conducteur (SESAM) et (b) schéma du montage d'une cavité à verrouillage de modes par un absorbant saturable à base d'un SESAM [66].

#### II.2.4. Verrouillage de modes avec absorbant saturable absorbant saturable à base de nanotubes de carbone (NTC) :

Les nanotubes de carbone sont une forme de structure cristalline du carbone proche des fullerènes (Les fullerènes sont des molécules composées de carbone et pouvant prendre la forme d'une sphère, d'un ellipsoïde, d'un tube ou d'un anneau). Ils sont un des premiers produits industriels du domaine des nanotechnologies. Les nanotubes de carbone ont été découverts en 1991 par Sumio Iijima [67]. Ils sont obtenus par évaporation de carbone (du graphite, le plus souvent) avec un arc électrique dans une atmosphère neutre d'hélium.

Il existe deux types de nanotubes de carbone qui sont représentés sur la figure (II.19) :

- les nanotubes de carbone monoparois (Single Wall carbon NanoTubes : SWNT)
- les nanotubes de carbone multiparois (Multi Wall carbon NanoTubes : MWNT)

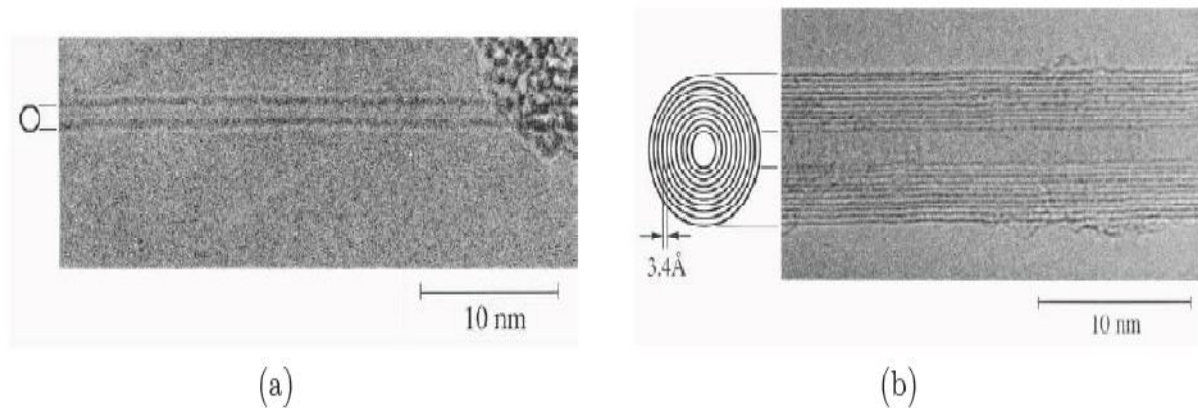


Figure II.19 : Observation expérimentale de nanotubes (a) monoparois (b) multiparois.

L'utilisation de ce nouvel absorbant saturable (les nanotubes de carbone, NTC) a permis l'obtention d'un régime impulsionnel stable délivrant des impulsions de l'ordre de 900 fs [68] avec une puissance moyenne de  $200 \mu\text{W}$  à  $1,55 \mu\text{m}$ . Les nanotubes présentent une forte absorption autour de  $1,55 \mu\text{m}$ . Un laser fonctionnant aux alentours de  $1 \mu\text{m}$  a aussi été développé et émet des impulsions en limite de Fourier de 180 fs de durée [69].

Les absorbants saturables à base de nanotubes de carbone ont une absorption importante autour de  $1,5 \mu\text{m}$  et présentent un temps de relaxation de l'ordre de la picoseconde. Ces d'absorbant saturable a été testé avec succès pour obtenir des impulsions courtes en régime de dispersion normale.

Le dispositif expérimental est le même que celui utilisé pour verrouiller en phase le laser avec un SESAM. Il est représenté sur la figure (II.20).



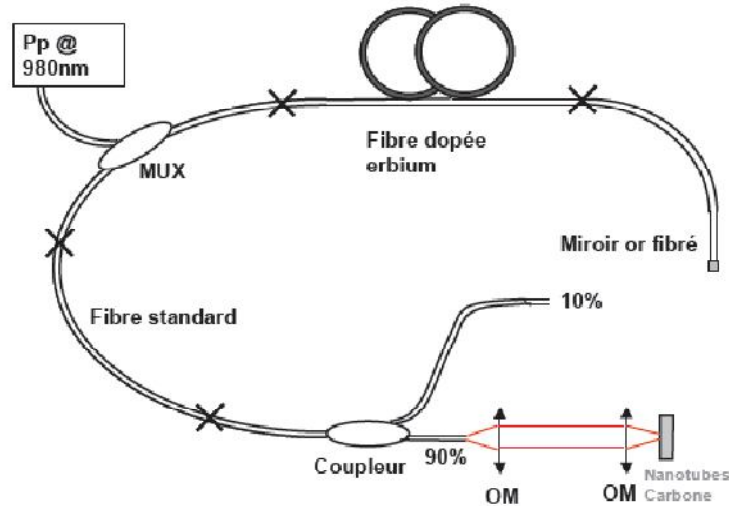


Figure II.20 : Dispositif expérimental du laser fonctionnant en régime de verrouillage de modes avec l'absorbant saturable à base de nanotubes de carbone [24].

### II.3. La théorie du verrouillage de mode avec un absorbant saturable rapide :

La dynamique d'un laser mode locking avec un absorbant saturable rapide est expliquée par la master équation (II.3) [46]. Les pertes  $q$  réagissent sur l'intensité ou la puissance du champ  $P(t) = |A(t)|^2$  avec :

$$q(A) = \frac{q_0}{1 + \frac{|A|^2}{P_A}} \quad (\text{II.22})$$

où  $P_A$  est la puissance de saturation de l'absorbant. Là où la solution analytique de l'équation master (II.3) n'existe pas avec la réponse de l'absorbant (II.22).

Par conséquent, nous faisons l'élargissement sur la réponse de l'absorbant pour obtenir l'aperçu analytique. Si l'absorbant n'est pas saturé, nous pouvons augmenter la réponse (II.22) pour de petites intensités

$$q(A) = q_0 - \gamma |A|^2 \quad (\text{II.23})$$

avec le coefficient d'absorbant saturable de modulation  $\gamma = q_0/P_A$ . La constante non saturée de perte  $q_0$  peut être absorbée dans les pertes  $l_0 = l + q_0$ . L'équation résultante est la master équation du verrouillage de mode passif voir figure (II.21) :

$$T_R \frac{\partial A(T,t)}{\partial T} = \left[ g - l_0 + D_f \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \gamma |A|^2 + jD_2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} - j\delta |A|^2 \right] A(T,t) \quad (\text{II.24})$$

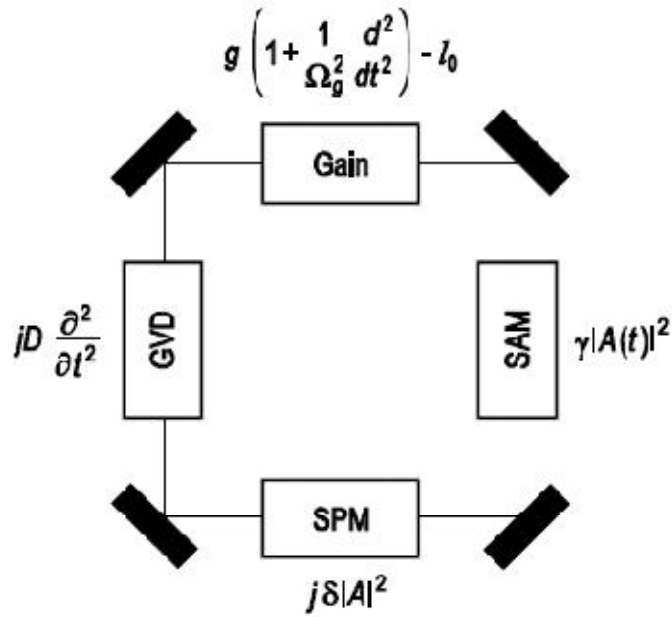


Figure II.21 : représentation schématique de la master équation pour un laser passivement déclenché par un absorbant saturable rapide en mode locking.

L'équation (II.24) est une équation généralisée de Ginzburg-Landau

### II.3.1. Sans GDD et SPM :

Nous considérons d'abord la situation sans SPM et GDD, c.-à-d.  $D=\delta = 0$ .

GVD=GDD.la longueur de la cavité.

$$T_R \frac{\partial A(T,t)}{\partial T} = \left[ g - l_0 + D_f \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \gamma |A|^2 \right] A(T,t) \quad (\text{II.25})$$

Cette équation est similaire à l'équation de Schrödinger non linéaire NSE. Pour trouver la forme et la largeur d'impulsion finales, nous cherchons la solution stationnaire :

$$T_R \frac{\partial A_s(T,t)}{\partial t} = 0$$

Comme l'équation est similaire à NSE la solution est de la forme :

$$A_s(T,t) = A_s(t) = A_0 \operatorname{sech} \left( \frac{t}{\tau} \right) \quad (\text{II.26})$$

Avec :

$$\tau = \frac{4D_f}{\gamma W} \quad (\text{II.27})$$

Ou  $W=2 |A_0|^2 \tau$

### II.3.2. Avec la GDD et SPM :

La solution de l'équation master complète (II.24) avec GDD et SPM. Est une fonction d'une sécante hyperbolique chirpée (solution d'une impulsion chirpée). [70]

$$A_s(T, t) = A_0 \left( \operatorname{sech} h \left( \frac{t}{\tau} \right) \right)^{(1+j\beta)} e^{j\psi T/T_R} \quad (\text{II.28})$$

$$= A_0 \left( \frac{t}{\tau} \right) \exp \left[ j\beta \ln \operatorname{sech} h \left( \frac{t}{\tau} \right) + j\psi T / T_R \right]$$

$\psi$  est le déphasage d'aller-retour de l'impulsion.

L'intensité de l'impulsion devient stationnaire. En raison de la différence entre la vitesse de groupe et la vitesse de phase et les effets non linéaires il y a un déphasage par aller-retour. Nous pouvons remplacer cette solution dans la master équation et nous comparons les coefficients aux mêmes fonctions qui mènent à deux équations complexes suivantes:[71]

$$\frac{1}{\tau^2} (D_f + jD_2)(2 + 3j\beta - \beta^2) = (\gamma - j\delta) |A_0|^2 \quad (\text{II.29})$$

$$l_0 - \frac{(1+j\beta)^2}{\tau^2} (D_f + jD_2) = g - j\psi \quad (\text{II.30})$$

Ces équations sont équivalentes à quatre équations réelles pour le déphasage  $\psi$  par aller-retour,  $\tau$  la durée de l'impulsion,  $\beta$  est le chirp et  $|A_0|^2$  la puissance crête ou l'énergie d'impulsion. La partie imaginaire de l'équation (II.30) détermine le déphasage seulement, qui n'est pas souvent important. La partie réelle de l'équation (II.30) donne le gain saturé suivant :

$$g = l_0 - \frac{1-\beta^2}{\tau^2} D_f + \frac{2\beta D_2}{\tau^2} \quad (\text{II.31})$$

La partie réelle et la partie imaginaire de l'équation (II.29) donne :

$$\frac{1}{\tau^2} [D_f(2-\beta^2) - 3\beta D_2] = \gamma |A_0|^2 \quad (\text{II.32})$$

$$\frac{1}{\tau^2} [D(2-\beta^2) + 3\beta D_f] = -\delta |A_0|^2 \quad (\text{II.33})$$

Nous introduisons la dispersion normalisée le  $D_n = D/D_f$ , et la durée d'impulsion du système sans GDD et SPM .On divisant l'équation (II.33) par (II.32) et en introduisant la non-linéarité normalisée  $D_n = \delta/\gamma$ , nous obtenons une équation quadratique pour le chirp (équation II.34) :

$$\frac{D_n(2-\beta^2) + 3\beta}{(2-\beta^2) - 3\beta D_n} = -\delta_n \quad (\text{II.34})$$

Connaissant le chirp, nous obtenons de l'équation (II.32) la largeur de l'impulsion suivante :

$$\tau = \frac{\tau_0}{2} (2 - \beta^2 - 3\beta D_n) \quad (\text{II.35})$$

$$\tau_0 = 4D_f / (\gamma W).$$

$W$  : l'énergie du pulse

Remplaçons  $D_n$  et  $\tau_0$  par ces valeurs dans (II.35), avec  $D_f = \frac{g}{\Omega_g^2}$

On trouve la formule de la largeur à mi-hauteur suivante :

$$\tau = \frac{4g - 2\beta^2 g - 6\beta \Omega_g^2 D}{\gamma W \Omega_g^2} \quad (\text{II.36})$$

### Conclusion :

Dans ce chapitre nous avons vu qu'il existe deux grandes familles de lasers mode locking : les lasers à verrouillage de mode actifs et les lasers à verrouillage de mode passifs. Nous avons expliqué les principes fondamentaux de ces lasers, Les techniques utilisées pour Le blocage de modes passif dans les lasers à fibre. Nous avons obtenu la master équation pour le verrouillage de mode passif, la solution de cette équation et l'expression de la largeur a mi-hauteur de l'impulsion résultante. Maintenant nous avons les équations du laser à verrouillage de mode passif, elles nous serviront dans le chapitre suivant pour tracer les courbes de l'intensité en fonction du temps pour différent dopant ( $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Er}^{3+}$ ,  $\text{Yb}^{3+}$ ).

# **Chapitre III**

**Calculs et résultats  
obtenus**

Dans le chapitre précédent nous avons vu le modèle régissant le blocage de mode passif avec les définitions des différentes techniques. Dans ce chapitre nous calculerons l'intensité du pulse laser à fibre dopée par différents ions de terres rares ( $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Er}^{3+}$ ,  $\text{Yb}^{3+}$ ) avec un modèle basé sur la technique de la rotation non linéaire de polarisation (RNLP) dans une matrice de silice. Le principe de cette technique est lors de la propagation dans une fibre optique, une onde lumineuse est sujette à une redistribution constante de son champ sur les deux axes propres de la fibre. Les effets qui sont responsables sont les effets linéaires de biréfringence de la fibre, mais également des effets non linéaires Kerr et plus particulièrement la modulation de phase croisée. Tous ces phénomènes induisent une rotation de la polarisation de l'onde. Les effets non linéaires étant dépendants de l'intensité de l'onde, celle-ci voit alors une différence de rotation de polarisation entre la partie du centre et les ailes du pulse. La génération d'impulsion se fait à des longueurs d'ondes déterminées par les bandes de gain des dopants. Après le calcul nous allons comparer les résultats avec ceux de la littérature. L'intensité du pulse est donnée par :

$$I = |A|^2 \quad (\text{III.1})$$

$$A(t) = A_0 \left[ \text{sech} \left( \frac{t}{\tau} \right) \right]^{(1+j\beta)} e^{j\psi T / T_R} \quad (\text{III.2})$$

$$I(t) = I_0 \left[ \text{sech} \left( \frac{t}{\tau} \right) \right]^2 \quad (\text{III.3})$$

$$I_0 = A_0^2$$

$A_0$ : l'amplitude du champ électrique.

$\tau$ : la largeur à mi-hauteur du pulse laser.

$$\tau = \frac{T}{N}$$

$T$ : la période.

$N$ : le nombre de mode.

### III.1. Résultat obtenu en régime Q-déclenché :

Pour un laser fonctionnant en régime déclenché, la durée des impulsions est liée au nombre de photons à l'intérieur de la cavité laser, à l'inversion de population du milieu amplificateur, à l'énergie et à la longueur de la cavité. L'emploi des fibres à large cœur

augmente le recouvrement entre la pompe, la partie dopée et permet de diminuer la longueur de fibre active utilisée. Dans cette étude nous utilisons un laser fibré dopé Néodyme ( $\text{Nd}^{3+}$ ).

Le pompage se fait par une source extérieure de lumière, (diode laser), qui permet d'exciter les ions dans des bandes d'énergie élevées d'où ils retombent vers le niveau supérieur de la transition laser par un processus de relaxation rapide.

Les niveaux d'énergie de l'ion Néodyme sont représentés sur la figure (III.1) ci-dessous.

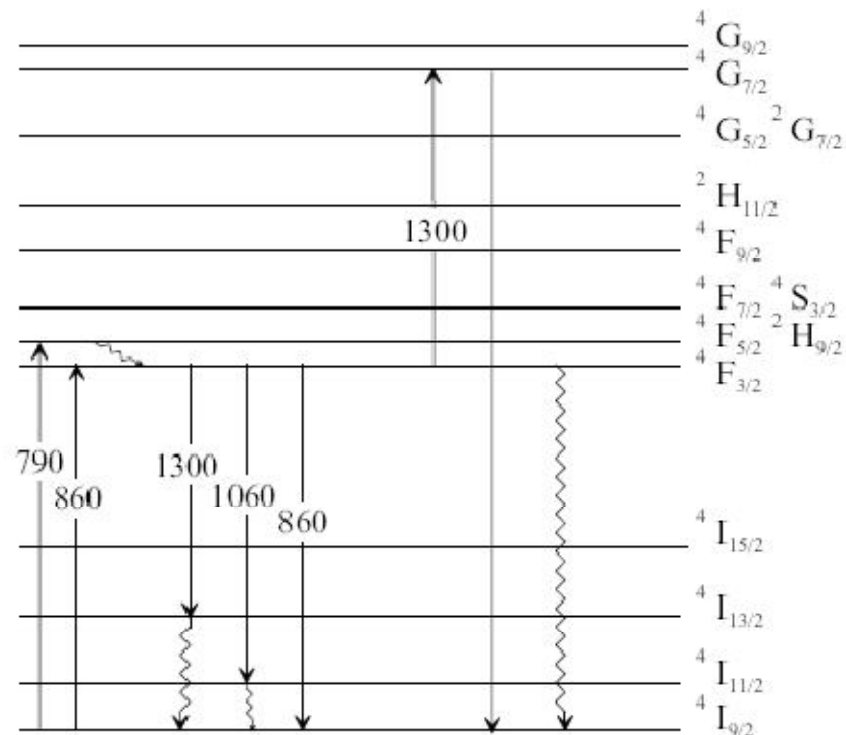


Figure III.1: Niveaux d'énergie et transitions électroniques dans le néodyme. Les longueurs d'onde sont en nm [72].

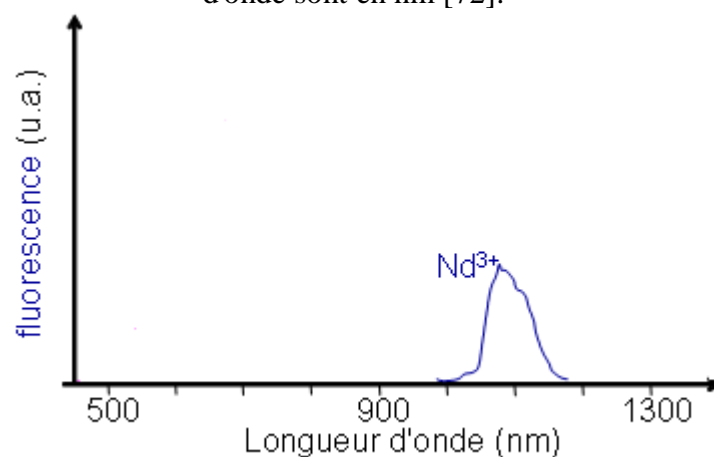


Figure III.2 : Section efficace d'émission du  $\text{Nd}^{3+}$  [73].

## Chapitre III : calcul et résultats obtenus

---

Les niveaux d'énergies du  $\text{Nd}^{3+}$  sont montrés sur la figure (III.1), le  $\text{Nd}^{3+}$  a une durée de vie de son état métastable de l'ordre de 500  $\mu\text{s}$ , ce qui permet de stocker de l'énergie de pompe, et ainsi un grand gain.

Afin de voir le comportement du laser en fonction des puissances de pompes couplées, nous avons utilisé les résultats expérimentaux du laboratoire LPMC de Nice pour générer des impulsions en régime Q-déclenché [73]. Pour maximiser les puissances crêtes des impulsions laser à 1084nm, nous jouons sur la variation de quelques paramètres

La figure III.3 montre l'évolution de la largeur à mi-hauteur des impulsions en fonction de la puissance pompe fournie par les diodes laser.

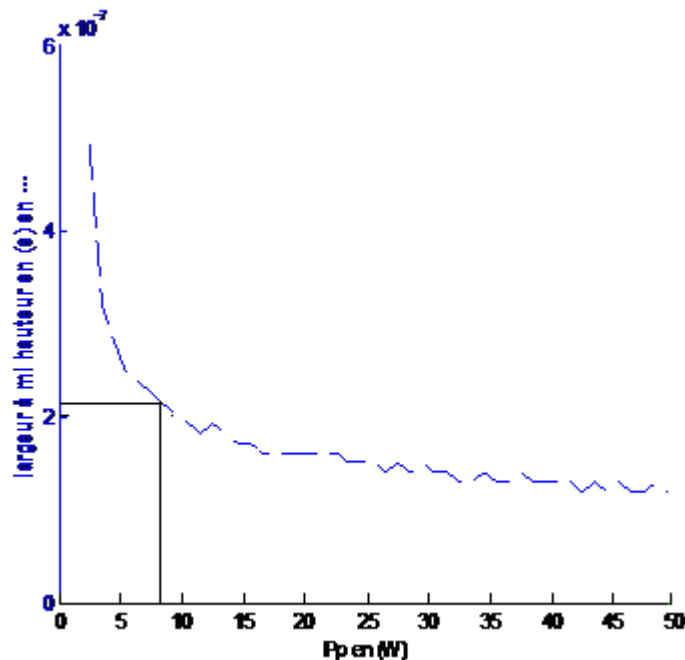


Figure III.3 : Largeur de l'impulsion en fonction de la puissance pompe.

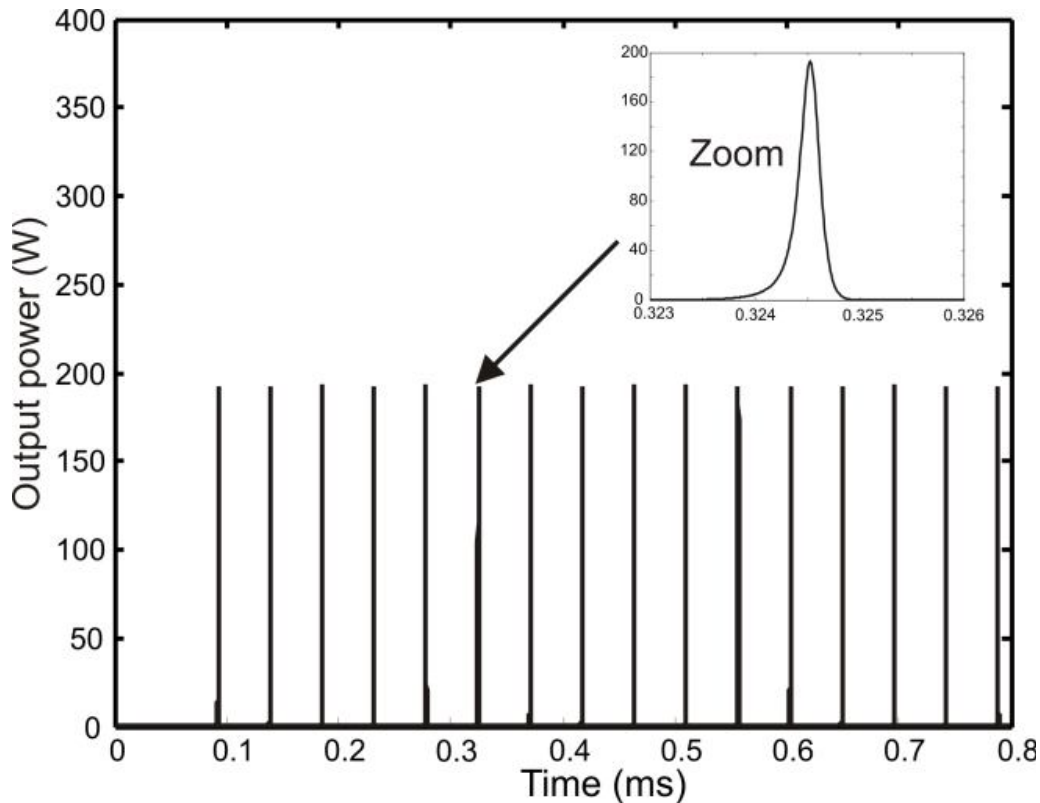
On voit sur la figure (III.3) que les largeurs à mi-hauteur des impulsions diminuent avec l'augmentation de la puissance de pompe, elles diminuent de 500 ns pour une puissance de pompe de 2 W jusqu'à environ 120 ns pour une puissance de pompe de 50W, avec une diminution raide au alentour de 5W.

L'augmentation de la puissance de pompe engendre rapidement une importante inversion de population, ce qui va impliquer une augmentation très rapide de la densité de photons à l'intérieur de la cavité laser, qui aura pour conséquence une saturation rapide de l'absorbant saturable et donc une augmentation de la fréquence de répétition des impulsions.



L'augmentation de la densité de photons à l'intérieur de la cavité à aussi pour effet de faire stimulée l'inversion de population d'une manière plus rapide, ce qui va engendrer une diminution de la largeur à mi-hauteur des impulsions laser.

Dans ces simulations la fibre absorbant saturable de longueur 10cm, la fibre dopée  $\text{Nd}^{3+}$  de longueur 1m, estimation d'un régime de fonctionnements en impulsionnel. Des impulsions de puissance crête 190 W pour une puissance pompe de 8 W voir figure (III.4).



La largeur de pulse obtenu est de l'ordre de quelques centaines de nanoseconde. D'après la figure d'évolution de la largeur à mi-hauteur des impulsions en fonction de la puissance de pompe fournie par les diodes laser, on peut dire qu'après une certaine puissance pompe largeur à mi-hauteur reste stable à une largeur d'environ de 120 ns.

Dans le but d'obtenir des pulses de courtes durée (ps-fs), il est nécessaire d'étudier le laser entièrement fibré passivement Q-déclenché en mode locking. Pour cela nous avons fait un calcul de la largeur a mi-hauteur de pulse sortant pour les différents dopants [73].

### III.2. Résultat obtenu pour un laser à verrouillage de modes dopé $\text{Nd}^{3+}$ :

Dans ce travail nous avons calculé l'intensité du pulse laser à verrouillage de modes passif par la rotation non linéaire de la polarisation. La fibre optique dopée Néodyme a une longueur 1m, d'une largeur de bande du gain 20nm, le coefficient non linéaire égal a  $8,8.10^{-8} \text{ W}^{-1}.\text{m}^{-1}$ . Le système est pompé par une diode laser en régime continu. Il produit des impulsions de la forme  $\text{sech}^2$  et d'une largeur à mi-hauteur de 16,7 ps à  $1,06 \mu\text{m}$ . Pour ce laser, la fibre de gain  $\text{Nd}^{3+}$  à une valeur de dispersion de 1,77 ps/nm.km et de gain de 30 dB à une puissance de sortie 120 mW, d'énergie de 100  $\mu\text{J}$  par impulsion. La figure (III.5) montre l'allure de l'intensité en fonction du temps.

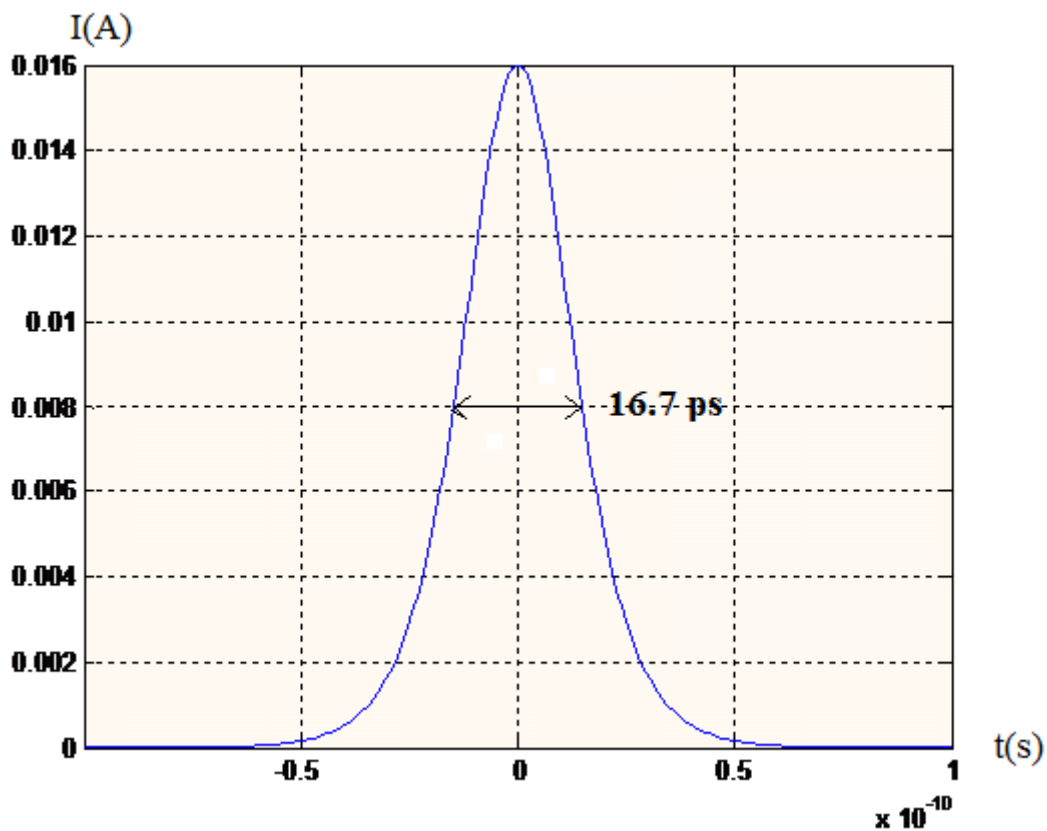


Figure III.5: l'intensité du pulse dans le cas d'une fibre dopé  $\text{Nd}^{3+}$ .

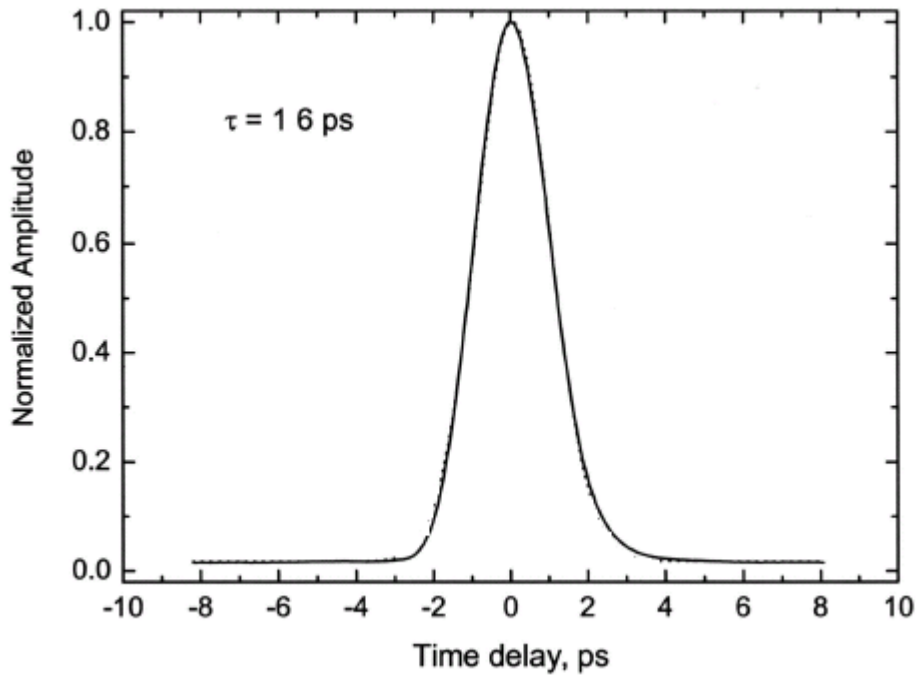


Figure III.6 : Trace expérimentale de l'intensité [74].

Pour interpréter le résultat de la figure (III.5) nous avons comparé avec le résultat expérimental qui est donné sur la figure (III.6), après cette comparaison on peut dire que les deux résultats sont presque identiques.

### III.3. Résultat obtenu pour un laser à verrouillage de modes dopé $\text{Yb}^{3+}$ :

#### Spectroscopie fondamentale de l'ion Ytterbium :

La spectroscopie de l'ion ytterbium est formée, dans une matrice silice, de deux niveaux d'énergie dégénérés : le multiplet fondamental  $^2F_{7/2}$ , décomposé de 4 sous-niveaux Stark et le multiplet excité  $^2F_{5/2}$  de 3 sous-niveaux (voir Figure III.7). Sa plage d'absorption dans la silice est très large, comme le montrent les spectres d'absorption et d'émission (Figure (III.7.a)). De plus, l'ion ytterbium présente une section efficace d'absorption très importante et une capacité d'absorption s'étendant sur une large plage de longueur d'onde, de 850nm à 1000nm, avec deux maxima, le premier à 920 nm et un second plus étroit à 976 nm. Ce second pic (transition entre les sous-niveaux Stark les plus bas e et a, voir Figure (III.7.b)), correspond à la longueur d'onde de pompage optimale de l'ion  $\text{Yb}^{3+}$  dans la matrice silice.

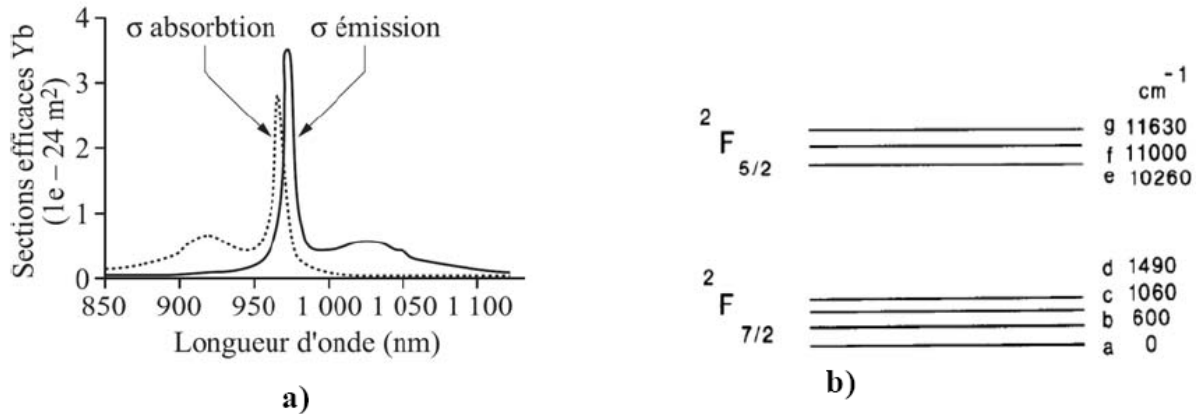


Figure III.7 : a) Sections efficaces d'absorption (pointillés) et d'émission (traits pleins).  
b) diagramme énergétique de l'ion Yb dans une matrice SiO2.

L'effet laser se produit spontanément dans la bande 1030nm à 1080nm. En effet, le premier maximum étroit du spectre d'émission, situé au voisinage de 980nm, coïncide en partie avec une bande d'absorption, ce qui implique de fortes pertes par réabsorption du signal à ces longueurs d'onde, c'est la raison pour laquelle la bande spectrale d'émission 1030 nm-1080 nm est privilégiée dans les applications hautes puissances.

Dans notre étude on utilise un laser à fibre à verrouillage de modes par la rotation non-linéaire de la polarisation. Le milieu amplificateur est constitué de la fibre double gaine dopée ytterbium pompée par diode laser. Le milieu Kerr est constitué de la fibre amplificatrice. L'isolateur optique joue le double rôle d'isolateur (éliminer les ondes contra-propagatrices), et de polariseur pour que l'onde quittant l'isolateur soit polarisée linéairement.

Cette partie est consacrée à un calcul de l'intensité en fonction du temps dans un laser à fibre dopée Ytterbium émettant des impulsions de 244 fs et de 12 nJ d'énergie par impulsion. Le milieu amplificateur est constitué de la fibre double gain de longueur 3m dopée Ytterbium pompé transversalement par une diode laser, de dispersion anormale égale à  $44,4 \cdot 10^{-4}$  ps /nm.km à 1,06  $\mu$ m, de largeur de bande du gain  $\Delta\lambda_g = 32$  nm, de coefficient de gain du milieu  $g=1,9$  m<sup>-1</sup>,  $\gamma = 5,8 \cdot 10^{-3}$  W<sup>-1</sup>m<sup>-1</sup> [75] Nous obtenons :

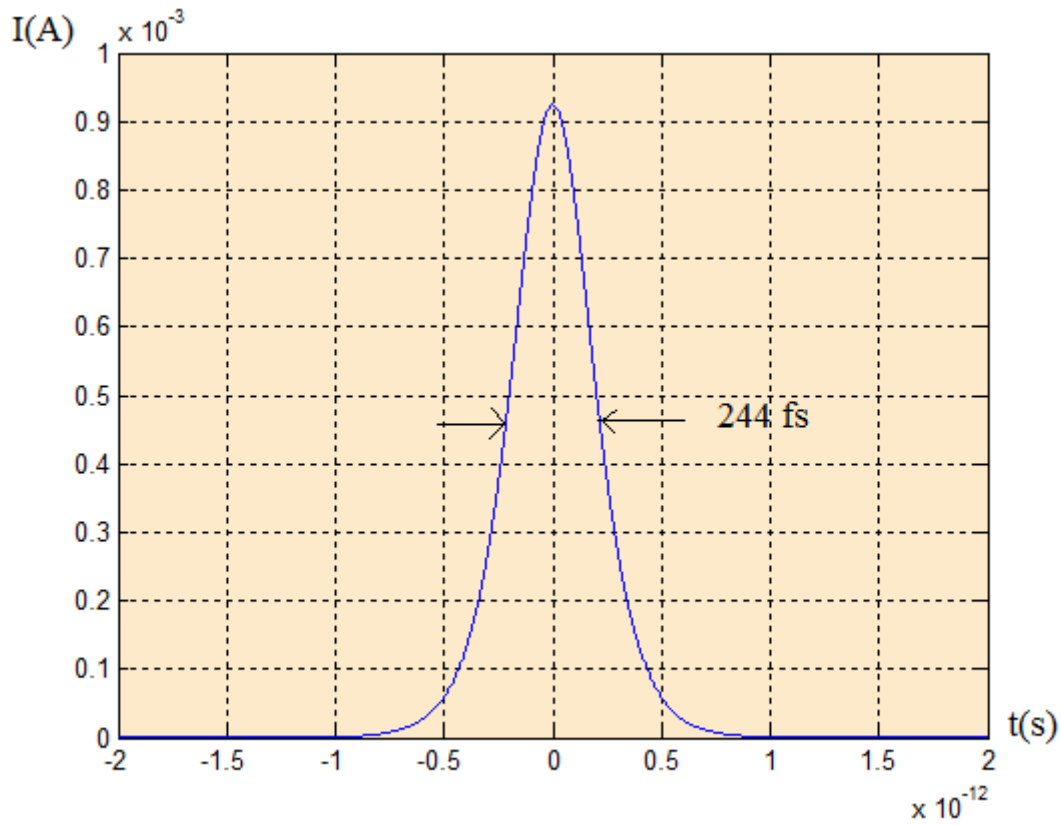


Figure III.8 : l'intensité du pulse dans le cas d'une fibre dopé  $\text{Yb}^{3+}$ .

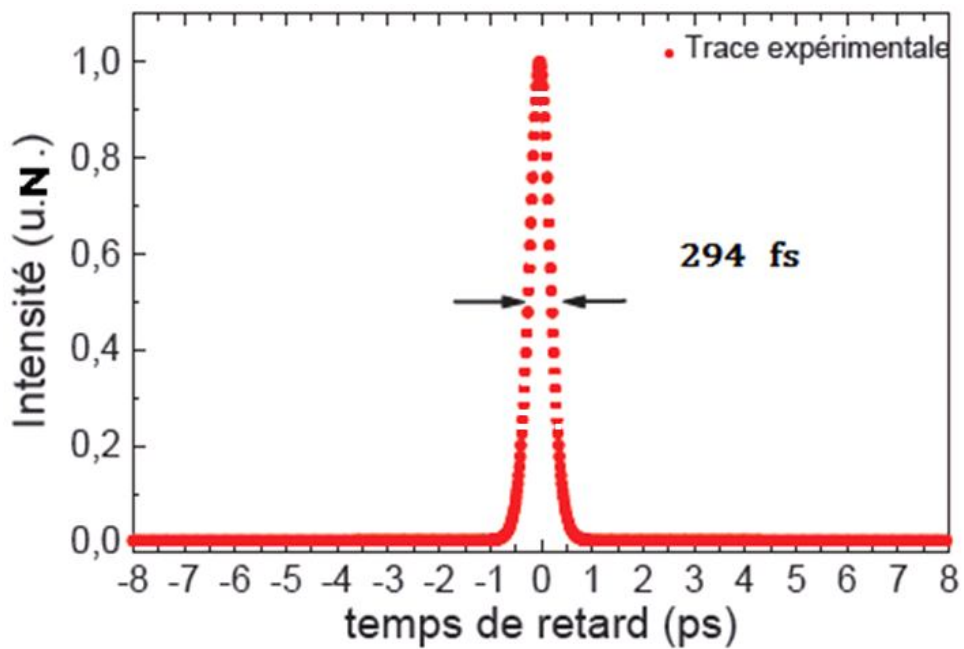


Figure III.9 : Trace expérimentale de l'intensité en fonction du temps.

D'après la comparaison des deux résultats, théorique et expérimental on peut dire qu'ils ne sont pas confondus et ça du a la valeur de l'énergie qu'ont a estimé parce que ce paramètre n'est pas inclus dans l'article utilisé pour notre calcul.

### III.4. Résultat obtenu pour un laser à verrouillage de modes dopé $\text{Er}^{3+}$ :

#### Spectroscopie fondamentale de l'ion erbium :

L'intérêt principal de l'ion erbium provient du fait que, lorsqu'il est inclus dans une matrice en silice, il présente une transition radiative aux longueurs d'onde autour de  $1,55 \mu\text{m}$ , zone à faible atténuation des fibres optiques .A un niveau plus fondamental, il faut savoir que l'ion erbium est un ion trivalent de configuration électronique [...]  $4f^{11} 5s^2 5p^6$ . Parmi tous les électrons présents, seuls les électrons de la couche  $4f$  participent aux émissions radiatives qui nous intéressent.

Un même niveau d'énergie, déterminé par le nombre quantique  $n$ , peut alors correspondre à plusieurs états d'un ion appelés états dégénérés. L'inclusion de ces ions erbium dans une matrice silice fait que chaque ion erbium subit le champ électrique des atomes voisins. L'analyse spectroscopique de l'ion erbium dans la matrice de verre conduit au diagramme d'énergie représenté en figure (III.10). Les longueurs d'onde des transitions entre niveaux y sont données en nanomètres.

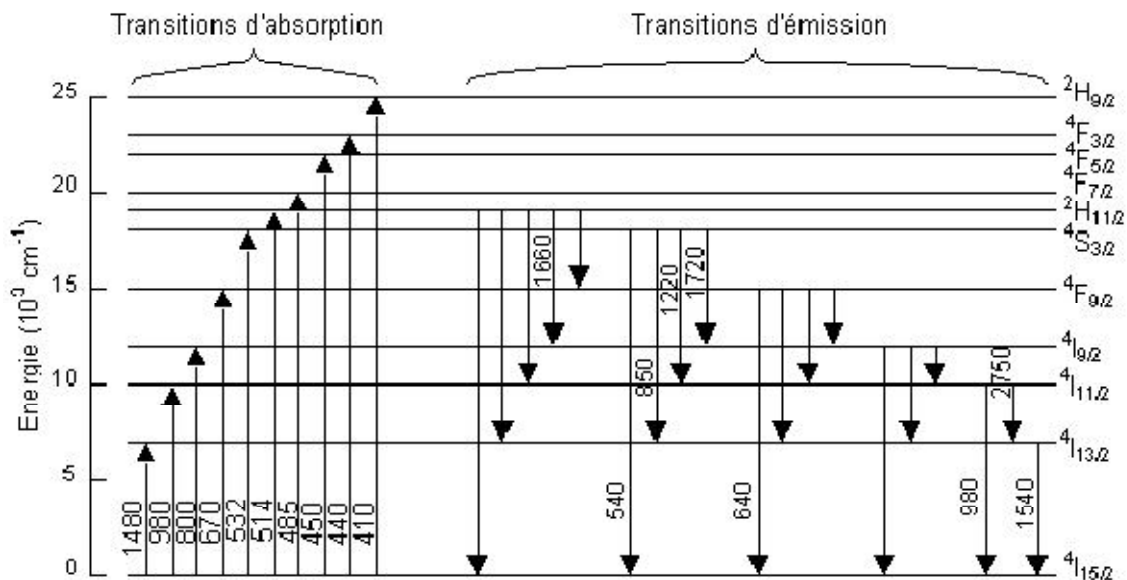


Figure III.10 : Diagramme d'énergie partiel de l'ion erbium dans une matrice de verre.

Pour pouvoir placer un ion dans un état excité, on utilise un pompage optique, c'est-à-dire qu'on lui fournit l'énergie correspondant au moins à la différence d'énergie entre deux de

## Chapitre III : calcul et résultats obtenus

ces états. Une fois placé dans un état excité, chaque ion va se relaxer spontanément vers un état de plus basse énergie soit directement par transition radiative, soit indirectement en excitant les modes de vibration de la matrice.

Le pompage utilisé est de 980 nm à cause d'une grande section efficace qu'elle présente à cette longueur d'onde.

Le but de notre étude est de calculer la durée des pulses et de voir la forme obtenue en régime de verrouillage de modes par la technique de la rotation non linéaire de la polarisation. La fibre dopée Erbium à une longueur de 2,5 m, de dispersion 1,7 ps/nm.km à 1,55  $\mu\text{m}$  avec une largeur de bande du gain de 40 nm. Le régime impulsionnel démarre pour une valeur de pompe d'environ 70 mW. Le coefficient non linéaire égal à  $6,84 \cdot 10^{-3} \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$  et le gain de 1,2  $\text{m}^{-1}$ . Les impulsions les plus courtes calculées ont une durée égale à 65,5 fs, d'énergie 100  $\mu\text{J}$  par impulsion.

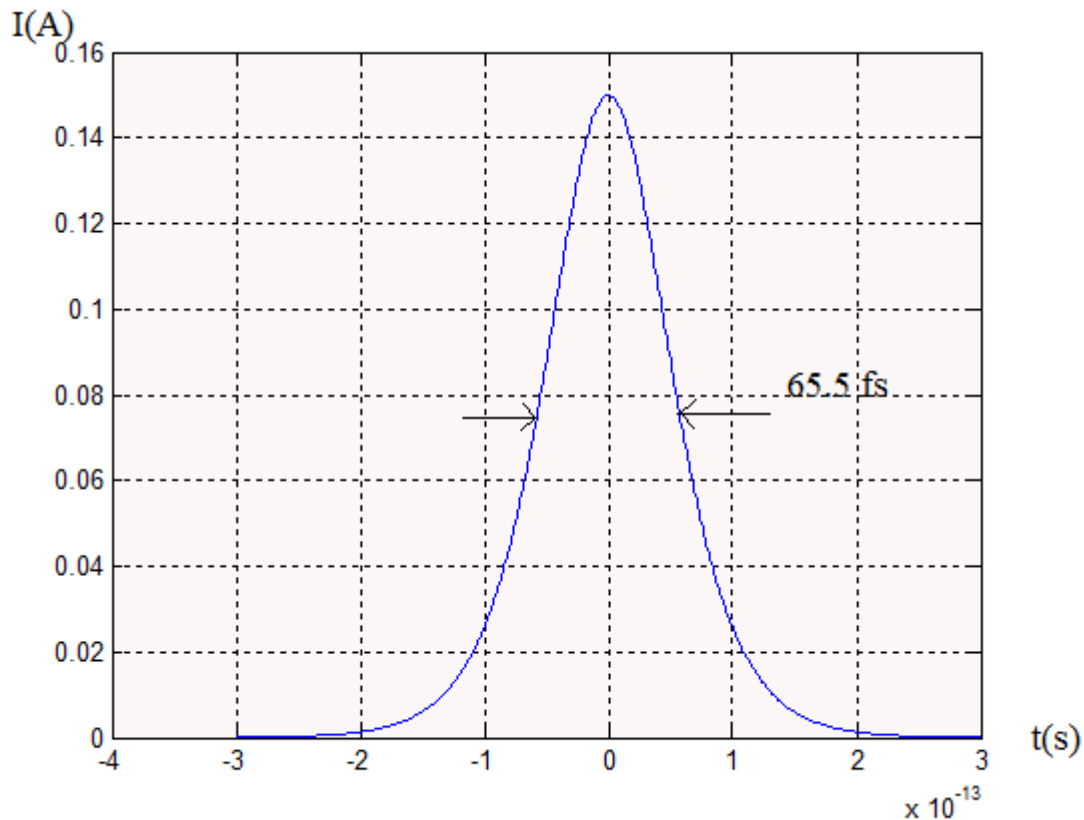


Figure III.11: l'intensité du pulse dans le cas d'une fibre dopé  $\text{Er}^{3+}$ .

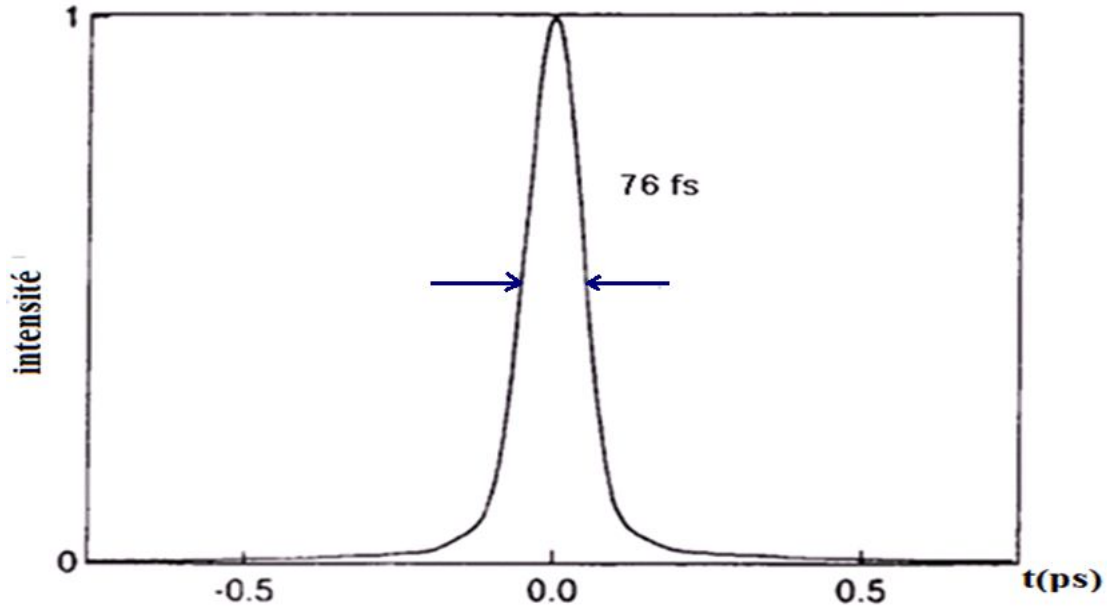


Figure III.12 : Trace expérimentale de l'intensité d'impulsion de 76 fs.

Pour interpréter l'écart entre les deux résultats, théorique et expérimental on peut dire que la valeur de l'énergie qui n'est pas inclus dans l'article utilisé pour notre calcul joue un rôle important.

### Conclusion :

Dans ce chapitre nous avons présenté les résultats concernant la génération d'impulsions courtes pour les différents dopants ( $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Yb}^{3+}$ ,  $\text{Er}^{3+}$ ) fonctionnant en régime de verrouillage de modes par la méthode de rotation non linéaire de la polarisation. Nous pouvons tirer les conclusions suivantes :

- La comparaison des résultats de  $\text{Nd}^{3+}$  en régime déclenché qui nous donne des largeurs à mi-hauteur des pulses laser de l'ordre de nanoseconde pour des hautes puissances pompe, dans le cas de régime de verrouillage de modes passif en peut avoir des largeurs à mi-hauteur de l'ordre de picoseconde donc des impulsions ultra courtes.
- Si nous comparons les largeurs à mi-hauteur calculée pour les trois dopants on peut conclure que les hautes énergies et les grandes largeurs de bande de gain jouent un rôle très important pour générer les impulsions femtosecondes.



### **Conclusion et perspectives :**

Le travail dans ce mémoire est consacré à l'étude et au calcul des largeurs des pulses lasers à fibres fonctionnant en régime impulsionnel par la méthode de rotation non linéaire de la polarisation dont la durée est de l'ordre de quelques centaines de femtosecondes.

Dans un premier temps, nous avons fait des rappels sur le principe de base de la physique des lasers fibré, Les effets non linéaires dans les fibres optiques, les lasers à modes synchronisés, Les absorbants saturables, et l'état de l'art du verrouillage de modes dans les lasers à fibre.

La deuxième partie est consacrée au rappel des différentes techniques de verrouillage de modes passif. Nous avons décrit le principe le verrouillage de modes passif plus particulièrement à la technique de la rotation non-linéaire de la polarisation utilisée tout au long des calculs, et puis nous avons développé un model théorique pour le verrouillage de modes passif.

Dans la dernière partie nous avons présenté les résultats concernant la génération d'impulsions courtes pour les différents dopants ( $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Yb}^{3+}$ ,  $\text{Er}^{3+}$ ) fonctionnant en régime de verrouillage de modes par la méthode de rotation non linéaire de la polarisation. Nous pouvons tirer les conclusions suivantes :

- 1- Le verrouillage des modes permet d'atteindre des durées d'impulsion laser plus courtes que d'autres méthodes de génération d'impulsions laser telles que le déclenchement par commutation des pertes. La comparaison des résultats de  $\text{Nd}^{3+}$  en régime déclenché qui nous donne des largeurs à mi-hauteur des pulses laser de l'ordre de nanoseconde pour des hautes puissances pompe, dans le cas de régime de verrouillage de modes passif en peut avoir des largeurs à mi-hauteur de l'ordre de picoseconde donc des impulsions ultra courtes.
- 2- Si nous comparons les largeurs à mi-hauteur calculée pour les trois dopants on peut conclure d'après la comparaison des résultats théoriques avec la littérature que les grandes largeurs de bande de gain jouent un rôle très important pour générer les impulsions femtosecondes.

Les résultats de  $\text{Nd}^{3+}$  en régime déclenché 120 ns, et dans le régime de verrouillage de modes passif 16 ps, cette différence nous montre que le verrouillage de modes est plus efficace.

## *Conclusion générale*

---

Nous avons présenté les résultats de la génération d'impulsions courtes pour les différents dopants ( $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Yb}^{3+}$ ,  $\text{Er}^{3+}$ ) avec le régime de verrouillage de modes, après la comparaison des résultats théoriques et les résultats expérimentaux on peut interpréter la légère différence par la négligence de notre modèle pour quelques paramètres mais l'expérience tien compte de tout les paramètres.

Sur le plan théorique un travail important reste à faire pour cerner les paramètres importants dans le fonctionnement du laser à fibre en régime à verrouillage de modes. Les différents régimes présentent une forte sensibilité à l'orientation de la polarisation. Ceci est probablement dû à la faible efficacité du verrouillage de modes par rotation non-linéaire de la polarisation sur de larges bandes spectrales. L'utilisation d'un modulateur d'amplitude intracavité ou d'un absorbant saturable rapide constitue une de nos perspectives. Ceci permettra de renforcer le mécanisme de verrouillage de modes sur une large bande de gain et pourrait ainsi permettre de générer des impulsions ultra-courtes.

## Références

---

- [1] E. Snitzer, "Optical master action of  $\text{Nd}^{3+}$  in abarium crown glass," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 7, pp. 444-446, (1961).
- [2] C. Koester and E. Snitzer, "Amplification in a fiber laser," *Appl. Opt.* vol. 3, pp. 1182-1186, (1964).
- [3] D. Andresciani, F. Curti, F. Matera, and B. Daino, D. Andresciani, F. Curti, F. Matera, of polarization on a low birefringence terrestrial fiber cable, " *Opt. Lett.* 12, 844-846 (1987).
- [4] C. D. Poole, N. S. Bergano, R. E. Wagner, and H. J. Schulte, "Polarization dispersion and principal states in a 147-km undersea lightwave cable," *IEEE J. Lightwave Technol.* 6, 1185-1190 (1988)
- [5] G. D. Van Wiggeren and R. Roy, "Transmission of linearly polarized light through a single-mode fiber with random fluctuations of birefringence," *Appl. Opt.* 38, 3888-3892 (1999).
- [6] Hönninger, C., Morier-Genoud, F., Moser, M., Keller, U., Brovelli, L. R., and Harder, C. "Efficient and tunable diode-pumped femtosecond Yb: glass lasers," *Opt. Lett.*, 23(2) :126–128. (1998).
- [7] R. C. Jones, "A new calculus for the treatment of optical systems. I. Description and discussion of the calculus," *J. Opt. Soc. Am.* 31, 488-493 (1941).
- [8] A. M. Smith, "Polarization and magneto-optic properties of single-mode optical fiber," *Appl. Opt.* 17, 52-56 (1978).
- [9] M. Zirngibl, L. W. Stulz, J. Stone, J. Hugi, D. DiGiovanni, and P. B. Hansen, "1.2 ps pulses from passively mode-locked laser diode pumped Er-doped fibre ring laser," *Electronics Letters*, vol. 27, p. 1734, september 1991.
- [10] J. F. McClung and R. W. Hellwarth, "Characteristics of giant optical pulsations from ruby," *Proc. IEEE*, vol. 51, p. 46, (1963).
- [11] T. H. Maiman, "Stimulated optical radiation in ruby," *Nature*, vol. 187, p. 493, (1960).
- [12] A. J. De Maria, D. A. Stetser, and H. Heynau, "Self-modelocking of lasers with saturable absorbers," *Applied Physics Letters*, vol. 8, p. 174, (1966).
- [13] C. Koester and E. Snitzer, "Amplification in a fiber laser," *Applied Optics*, vol. 3, p. 1182, (1964).
- [14] R. Mears, L. Reekie, S. Poole, and D. Payne, "Neodymium-doped silica single-mode fiber lasers," *Electronics Letters*, vol. 21, no. 17, p. 738, (1985).

- [15] D. C. Hanna, I. Jauncey, R. M. Percival, I. R. Perry, R. G. Smart, P. J. Suni, J. E. Townsend, and A. C. Trooper, "Continuous wave oscillations of a monomode thulium doped fiber laser," *Electronics Letters*, vol. 24, no. 19, p. 1222, (1988).
- [16] J.B.Lecourt thèse "Étude et réalisation de lasers à fibre auto-impulsionnels à base d'absorbants saturables " Soutenue le 22 juin 2006 Université de Rouen.
- [17] V. Tombelaine Thèse " Étude de rayonnements à large bande spectrale induits dans les fibres optiques microstructurées air-silice" soutenue le 09 octobre 2007 Université de Limoges.
- [18] Y Suematsu, K-I Iga, "Transmission sur fibres optiques, " Masson ed,(2010), Paris.
- [19] E.O Herrero thèse " Étude des effets non linéaires dans les lasers et amplificateurs de puissance à fibre double gaine dopée Er<sup>3+</sup>/Yb<sup>3+</sup> ". Soutenue le 12 décembre 2003.
- [20] F.Weil. "Optique moderne, polarisation, lasers, fibre optiques, cours et exercices corrigé", ellipse, (2006).
- [21] A. Aspect Optique quantique 1 : Lasers Tome II Édition (2005).
- [22] G. P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*. ACADEMIC PRESS, second edition ed., 1995.
- [23] Kato T., Suetsugu Y., Takagi M., Sasaoka E., Nishimura M. "Measurement of the nonlinear refractive index in optical fiber by the cross-phase-modulation method with depolarized pump light," *Optics Letters*, vol. 20, n° 9, pp. 988-990, (1995).
- [24] A.Hideur thèse " Étude et réalisation de lasers à fibre de puissance " Soutenue le 14 décembre 2001 Université de Rouen.
- [25] K. O. Hill and G. Meltz, "Fiber bragg grating technology fundamentals and overview," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, no. 8, pp. 1263–1276, August 1997.
- [26] D. K. W. Lam and B. K. Garside, "Characterization of single-mode optical fiber filters," *Applied Optics*, vol. 20, no. 3, pp. 440–445, February 1981.
- [27] G. Meltz, W. W. Morey, and W. H. Glenn, "Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method," *Optics Letters*, vol. 14, no. 15, pp. 823–825, August 1989.
- [28] I. M. Jauncey, L. Reekie, J. E. Townsend, D. N. Payne, and C. J. Rowe, "Singlelongitudinal- mode operation of a Nd<sup>3+</sup>-doped fibre laser," *Electronics Letters*, vol. 24, no. 1, pp. 24–26, January 1988.
- [29] G. A. Ball,W.W. Morey, andW. H. Glenn, "Standing-wave monomode erbium fiber laser," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 3, no. 7, pp. 613–615, July 1991.

- [30] J. L. Zyskind, V. Mizrahi, D. J. DiGiovanni, and J.W. Sulhoff, “Short single frequency erbium-doped fiber laser,” *Electronics Letters*, vol. 28, no. 15, pp. 1385–1387, July 1992.
- [31] S.Blin thèse “Réalisation de lasers à fibre à contre-réaction répartie pour l’étude de l’injection optique : comparaison à l’injection avec des lasers à Semi-conducteur” Soutenue le 3 décembre 2003 Université Laval (Québec, Canada).
- [32] A. Aspect, Claude Fabre, Gilbert Grynberg *Optique quantique 1 : Lasers Tome I* Édition 2006 Réimpression 2009.
- [33] P.Roy, Thèse “laser déclenchés à fibre dopée à l’Erbium pour application à la télémétrie, ” 1997 UNSAP.
- [34] L.Hayer Stage DEA (1999/2000) UNSAPS.
- [35] S. C.V. and I. E.P., “Subpicosecond kilowatt pulses from a mode-locked c.w. dye laser,” *Applied physics letters*, vol. 24, p. 373, (1974).
- [36] R. L. Fork, C. H. B. Cruz, P. C. Becker, and C. V. Shank, “Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compensation,” *Optics Letters*, vol. 12, p. 483, july 1987.
- [37] U. Keller, D. A. B. Miller, G. D. Boyd, T. H. Chiu, J. F. Ferguson, and M. T. Asom, “Solid-state low-loss intracavity saturable absorber for Nd :YLF lasers : an antiresonant semiconductor fabry-perot saturable absorber,” *Optics Letters*, vol. 17, no. 7, p. 505,(1992).
- [38] M. Hofer, M. H. Ober, F. Haberl, and M. E. Fermann, “Characterization of ultrashort pulse formation in passively mode-locked fiber lasers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 28, no. 3, p. 720, (1992).
- [39] K. Tamura, H. Haus, and E. Ippen, “Self-starting additive pulse mode-locked erbium fibre ring laser,” *Electronics Letters*, vol. 28, no. 24, p. 2226, (1992).
- [40] U. Keller, K. J. Weingarten, F. X. Kärtner, D. Kopf, B. Braun, I. D. Jung, R. Fluck, C. Hönninger, and N. Matuschek, “Semiconductor saturable absorber mirrors (sesams) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers,” *IEEE J. Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 2, p. 435, (1996).
- [41] M. Guina, N. Xiang, A. Vainionpaa, O. G. Okhotnikov, T. Sajavaara, and J. Keinonen, “Self-starting stretched-pulse fiber laser mode locked and stabilized with slow and fast semiconductor saturable absorbers,” *Optics Letters*, vol. 26, p. 1809, november 2001.
- [42] M. E. Fermann, A. Galvanauskas, G. Sucha, and D. Harter, “Fiber-lasers for ultrafast optics,” *Appl. Phys. B.*, vol. 65, pp. 259-275, (1997).

- [43] E. Nelson, D. J. Jones, K. Tamura, H. A. Haus, and E. P. Ippen, “Ultrashort-pulse fiber ring lasers,” *Appl. Phys. B.*, vol. 65, pp. 277-294, (1997).
- [44] S. Forget thèse “Source laser picoseconde à haute cadence dans l’ultraviolet” Soutenu le 20 Novembre 2003 Université Paris-Sud.
- [45] A. E. Siegman, *Lasers*. University Science Books, 15, 18, 22, (1986).
- [46] H. A. Haus, “A Theory of Forced Mode Locking”, *IEEE Journal of Quantum Electronics* QE-11, pp. 323 - 330 (1975).
- [47] D. J. Kuizenga and A. E. Siegman, “FM and AM modelocking of the homogeneous laser - part I: theory,” *IEEE J. Quant. Electron.* 6, pp. 694 — 701 (1970).
- [48] F. Gires et P. Tournois, “Interféromètre utilisable pour la compression d’impulsions lumineuses modulées en fréquence”, *C.R. Hebd. Séances Acad. Sci.*, vol. 258, n° 5, 22 juin 1964, p. 6112–6115.
- [49] Richard Ell, Gregor Angelow, Wolfgang Seitz, Max Lederer, Heinz Huber, Daniel Kopf, Jonathan Birge et Franz Kärtner, “Quasi-synchronous pumping of modelocked few-cycle Titanium Sapphire lasers”, *Opt. Express*, vol. 13, n° 23, 14 novembre 2005, p. 9292-9298.
- [50] V. J. Matsas, T. P. Newson, D. J. Richardson et D. N. Payne, “Selfstarting passively mode-locked fibre ring soliton laser exploiting nonlinear polarization rotation,” *Electronics Letters*, vol. 28, pp. 1391–1393, (1992).
- [51] K. Tamura, E. P. Ippen, H. A. Haus, L. E. Nelson et C. R. Doerr, “Stretched-pulse fiber laser”. US Patent 5513194, (1996).
- [52] M. Hofer, M. E. Fermann, F. Haberl, M. H. Ober, and A. J. Schmidt, “Mode locking with cross-phase and self-phase modulation,” *Opt. Lett.*, vol. 16, no. 7, pp. 502-504, (1991).
- [53] H. A. Haus, E. P. Ippen, and K. Tamura, “Additive-pulse modelocking in fiber lasers,” *IEEE. J. Quantum Electron.*, vol. 30, no. 1, pp. 200-208, (1994).
- [54] M.E. Fermann, M. J. Andrejco, and Y. Silberberg, “Passive mode locking by using nonlinear polarization evolution in a polarization-maintaining erbium-doped fiber,” *Opt. Lett.*, vol. 18, no. 11, pp. 894-896, (1993).
- [55] J. Magné thèse “ Traitement optique du signal émis par un laser à fibre mode-locked passif” Septembre 2007 Université Laval Québec.
- [56] F. X. Kartner, I. D. Jung, and U. Keller, “Soliton mode-locking with saturable absorbers,” *IEEE J. Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 2, p. 540, september 1996.

- [57] G. J. Spühler, T. Südmeyer, R. Paschotta, M. Moser, K. J. Weingarten, and U. Keller, "Passively mode-locked high-power Nd : YAG lasers with multiple laser heads," *Applied Physics B*, vol. 71, p. 19, (2000).
- [58] L. R. Brovelli, U. Keller, and T. H. Chiu, "Design and operation of antiresonant Fabry-Perot saturable semiconductor absorbers for mode-locked solid-state lasers," *Journal of Optical Society of America B*, vol. 12, no. 2, p. 311, (1995).
- [59] M. H. Ober, M. Hofer, U. Keller, and T. H. Chiu, "Self-starting diode-pumped femtosecond Nd fiber laser," *Optics Letters*, vol. 18, p. 1532, september 1993.
- [60] N. Xiang, M. Guina, A.-M. Vainionpää, J. Lyytikäinen, M. J. Saarinen, O. Okhotnikov, T. Sajavaara, and J. Keinonen, "Broadband semiconductor saturable absorber mirrors in the 1; 55  $\mu\text{m}$  wavelength range for pulse generation in fiber lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 38, no. 4, p. 369, (2002).
- [61] O. G. Okhotnikov, T. Jouhti, J. Kontinen, S. Karirinne, and M. Pessa, "1.5- $\mu\text{m}$  monolithic GaInNAs semiconductor saturable-absorber mode-locking of an erbium fiber laser," *Optics Letters*, vol. 28, p. 364, march 2003.
- [62] M. Guina, N. Xiang, and O. G. Okhotnikov, "Stretched-pulse fiber lasers based on semiconductor saturable absorbers," *Applied Physics B*, vol. 74, p. 193, (2002).
- [63] M. Guina, N. Xiang, A. Vainionpää, O. G. Okhotnikov, T. Sajavaara, and J. Keinonen, "Self-starting stretched-pulse fiber laser mode locked and stabilized with slow and fast semiconductor saturable absorbers," *Optics Letters*, vol. 26, p. 1809, november 2001
- [64] E. A. De Souza, C. E. Socolich, W. Pleibel, R. H. Stolen, J. R. Simpson, and D. J. DiGiovanni, "Saturable absorber modelocked polarisation maintaining erbium doped fibre laser," *Electron. Lett.*, vol. 29, no. 5, pp. 447–449, (1993).
- [65] M. H. Ober, M. Hofer, U. Keller, and T. H. Chiu, "Self-starting diode-pumped femtosecond Nd fiber laser," *Opt. Lett.*, vol. 18, no. 18, pp. 1532–1534, (1993).
- [66] B. Ortaç thèse "Développement d'un laser à fibre double-gaine dopée à l'ytterbium femtoseconde et caractérisation des régimes multi-impulsionnels" Soutenue le 10 décembre 2004, Université de Rouen.
- [67] S. Iijima, "Helical microtubules of graphitic carbon," *Nature*, vol. 354, p. 56, (1991).
- [68] S. Yamashita, Y. Inoue, S. Maruyama, Y. Murakami, H. Yaguchi, M. Jablonski, and S. Y. Set, "Saturable absorbers incorporating carbon nanotubes directly synthesized onto substrates and fibers and their application to mode-locked fiber lasers," *Optics letters*, vol. 29, p. 1581, july 2004.

- [69] C. S. Goh, K. Kikuchi, S. Y. Set, D. Tanaka, T. Kotake, M. Jablonski, S. Yamashita, and T. Kobayashi, "Femtosecond mode-locking of a ytterbium-doped fiber laser using a carbon nanotube based mode-locker with ultra-wide absorption band," CThG2, (2005).
- [70] H. A. Haus, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, "Structures for additive pulse mode locking," J. Opt. Soc. of Am. B 8, pp. 2068 — 2076 (1991).
- [71] Franz X. Kaertner "6.977 Ultrafast Optics" Spring Term (2005).
- [72] E.Hérault thèse "Nouveaux concepts pour des sources laser bleues à base de cristaux dopés Néodyme" Soutenue le 12 février 2007 Université Paris-Sud XI.
- [73] L.Tordella, H.Djellout, B.Dussardier, A.Saissy and G.Monnom "High repetition rate passively Q-switched Nd<sup>3+</sup>:Cr<sup>4+</sup> all-fiber laser." Electronics Letters 4<sup>th</sup> September 2003 vol.39 N<sup>o</sup>.18.
- [74] M. Rusu, S. Karirinne, M. Guina, A. B. Grudinin, and O. G. Okhotnikov "Femtosecond Neodymium-Doped Fiber Laser Operating in the 894–909-nm Spectral Range" IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 16, N<sup>o</sup>. 4, April 2004.
- [75] M.E.Fermann J.M.Dudley "self-similar propagation and amplification of parabolic pulses in optical fibers" (2000).
- [76] L.E. Nelson, D.J. Jones, K. Tamura, H.A. Haus, E.P. Ippen "Ultrashort-pulse fiber ring lasers" Appl. Phys. B 65, 277–294 (1997).