Etude et développement de sources laser à fibre dopées Ytterbium émettant à des longueurs d'ondes exotiques pour des applications industrielles et médicales

Romain Dubrasquet

▶ **To cite this version:**

Romain Dubrasquet. Etude et développement de sources laser à fibre dopées Ytterbium émettant à des longueurs d'ondes exotiques pour des applications industrielles et médicales. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université de Bordeaux, 2014. Français. NNT : 2014BORD0415 . tel-02164591

HAL Id: tel-02164591

https://theses.hal.science/tel-02164591

Submitted on 25 Jun 2019

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

N° d'ordre

THÈSE

PRÉSENTÉE À

L'UNIVERSITÉ BORDEAUX 1

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR

Par ROMAIN DUBRASQUET

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPÉCIALITÉ : LASER MATIÈRE ET NANOSCIENCE

ÉTUDE ET DÉVELOPPEMENT DE SOURCES LASER A FIBRE DOPÉES YTTERBIUM ÉMETTANT A DES LONGUEURS D'ONDE EXOTIQUES POUR DES APPLICATIONS MÉDICALES

Soutenue le 20 décembre 2014

Devant la commission d'examen formée de :

M. Fabian Zomer (Professeur)	Rapporteur
M. Philippe Roy (Chargé de recherche)	Rapporteur
M. Eric Cormier (Professeur)	Directeur de thèse
M. Johan Boullet (Docteur)	Co-directeur de thèse
M. François Salin (Docteur)	
M. Lionel Canioni (Professeur)	

N° d'ordre

THÈSE

PRÉSENTÉE À

L'UNIVERSITÉ BORDEAUX 1

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR

Par ROMAIN DUBRASQUET

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPÉCIALITÉ : LASER MATIÈRE ET NANOSCIENCE

ÉTUDE ET DÉVELOPPEMENT DE SOURCES LASER A FIBRE DOPÉES YTTERBIUM ÉMETTANT A DES LONGUEURS D'ONDE EXOTIQUES POUR DES APPLICATIONS MÉDICALES

Soutenue le 20 décembre 2014

Devant la commission d'examen formée de :

M. Fabian Zomer (Professeur)	Rapporteur
M. Philippe Roy (Chargé de recherche)	Rapporteur
M. Eric Cormier (Professeur)	Directeur de thèse
M. Johan Boullet (Docteur)	Co-directeur de thèse
M. François Salin (Docteur)	
M. Lionel Canioni (Professeur)	

A ma sœur

Résumé

La technologie des lasers à gaz Argon et Hélium Cadmium ionisés est obsolète et leurs production est abandonnée. Etant donné le vaste champ des applications basées sur les longueurs d'onde (488 nm, 325 nm) générées par cette technologie, il apparait essentiel d'imaginer une solution alternative. Les travaux exposés dans ce manuscrit traitent de l'étude des solutions apportées par la conversion en fréquence des lasers à fibre dopées ytterbium fonctionnant sur leur transition 3 niveaux à 976 nm. Les conditions d'obtention d'un effet laser sur cette transition particulière où section efficace d'émission et d'absorption sont confondues sont tout d'abord explicitées. Ensuite, nous présentons le développement d'une source laser continue monofréquence à 976 nm permettant de générer plus de 35W en limite de diffraction (M^2<1.1). Le doublement en fréquence de cette source fondamentale à 976 nm dans des cristaux à alternance de polarisation (PPsLT) conduit à générer plus de 4W à 488 nm (bleu) en simple passage avec un niveau de bruit d'intensité extrêmement bas (0,05%rms sur la gamme 100Hz – 10MHz).

Puis, nous relatons la démonstration de plus de 760 mW à la longueur d'onde ultraviolette de 325,3 nm à partir d'une laser à fibre impulsionnel nanoseconde (5ns ; 100 kHz) triplé en fréquence dans deux étages de cristaux non linéaires (LBO 20mm type I puis type II) délivrant près de 7,6 W soit une énergie de 73µJ et une puissance crête de 14,3kW à la longueur d'onde fondamentale de 976 nm et une puissance de 2,8 W à 488 nm à la seconde harmonique. L'efficacité de conversion de l'IR vers l'UV est donc de 10%.

Enfin, nous rapportons la génération de plus de 2 W à 325,3 nm en régime picoseconde (15ps ; 20MHz) par triplement en fréquence (cascade de deux LBO) d'un laser à fibre générant une puissance moyenne de 16 W à 976 nm soit une énergie de 0,8 µJ et une puissance crête de 52kW. Ce qui représente une efficacité de conversion de 12%.

Abstract

Gas laser technology (Ar ion and HeCd lasers) is now largely obsolete, with new production rapidly disappearing. Given the vast application domain based around these wavelengths (488nm, 325 nm…), it seems extremely important to develop alternative solutions. The work presented in this thesis covers the study of relevant solutions via frequency conversion of Yb fiber lasers emitting on the three level transition at 976 nm. The necessary conditions for laser operation in this zone where absorption and emission peaks are superimposed are presented. Next, we present the development of a single mode, single frequency source at 976 nm giving a record 35W output power with diffraction limited performance ($M^2<1.1$). Frequency doubling of the fundamental radiation in a PPSLT crystal allowed the generation of more than 4W of output at 488 nm in a single pass configuration with extremely low noise (0.05%RMS from 100Hz to 10MHz).

Subsequently, 760 mW of output power was generated at 325 nm via frequency tripling of a multi-watt nanosecond source at 976 nm (5ns, 100 kHz). Type I and type II interactions in LBO were used in this case allowing us to demonstrate an overall conversion efficiency of 10% from IR to UV.

Finally, we report on the generation of 2W of output power at 325 nm by frequency tripling of a 15 ps laser generating 16W at 976 nm, representing a pulse energy of 0.8µJ and a peak power of 52 kW (conversion efficiency of 12%).

Sommaire

INTRODUCTION GENERALE 1

Chapitre 1 : LASERS A FIBRE ET CONVERSION DE FREQUENCE 3

I. Introduction 3

II. Principes des lasers à fibre optique dopées aux ions terres rares 4

A. Structure des fibres optiques dopées aux ions terres rares 4

1. Fibres optique à cœur strictement monomode 5

2. Fibres optique à Large Aire Modale (LMA) 6

3. Fibres optique à Maintien de Polarisation (PM) 10

4. Fibre optique double gaine 11

B. Architectures lasers à fibres dopées aux ions terres rares 14

1. Pompage des lasers à fibre 14

2. Pompage cœur 14

3. Pompage double gaine 15

C. Cavité laser à fibre dopée aux ions terres rares 15

1. Principe des cavités lasers à fibre 15

2. Bruit d'intensité des cavités lasers à fibre 18

D. Amplification en Puissance d'un Oscillateur Maître (MOPA) 19

1. Principe des architectures MOPA 19

2. Bruit d'intensité des architectures MOPA 20

III. Limitations des lasers à fibre optique dopées aux ions terre rare 21

A. Limites intrinsèques aux fibres laser 21

1. Tenue au flux 21

2. Photo-noircissement 22

3. Limitation de la puissance de pompe couplée dans la fibre dopée 25

4. Energie extractible 26

5. Accordabilité 27

B. Effets non linéaires dans les lasers à fibre 27

1. Diffusion Brillouin stimulée 28

2. Diffusion Raman 29

3. Auto-modulation de phase 30

4. Modulation de phase croisée 31

5. Absorption multiphotonique 32

6. Mélange à 4 ondes 32
IV. Conversion de fréquence des lasers à fibre 33
A. Origines des effets non linéaires 33
B. Limitation des effets non linéaires dans les matériaux transparents et longueur de cohérence 35
C. Condition d'accord de phase 36
1. Accord de phase dans les cristaux biréfringents 36
2. Quasi accord de phase dans les cristaux à alternance de polarisation 39
D. Acceptance des cristaux nonlinéaires 41
1. Acceptance dans les cristaux biréfringents 42
2. Acceptance dans les cristaux à alternance de polarisation 42
CHAPITRE 2 : LASERS À FIBRE DOPÉE YTTERBIUM OPERANT À 976 NM. CONCEPTS FONDAMENTAUX ET CONSIDERATIONS OPTO-GEOMETRIQUES 49
I. Introduction 49
II. Etat de l'art des lasers émettant à 976 nm 49
III. Concepts fondamentaux pour une opération laser à 976 nm dans les fibres dopées ytterbium 55
A. Spectroscopie des ions ytterbium en matrice silicate 56
B. Conditions d'obtention d'un effet laser à 976 nm dans les fibres dopées ytterbium 59
1. Seuil laser de la transition quasi trois niveaux à 976 nm 60
2. Compétition transition 3-niveaux/transition quasi-4 niveaux 61
C. Contraintes opto-géométriques et réalisations 62
1. Dimensionnement cœur/gaine 63
2. Réalisation de la gaine de pompe 63
D. Réalisations et tests expérimentaux de fibres dopées ytterbium conçues pour fonctionner à 976 nm 64
1. Emission laser continue à 976 nm dans une fibre de type barreau 80/200 64
2. Réalisation n°1 : Fibre 20/80 à matrice aluminosilicate dopée ytterbium en technologie saut d'indice à gaine d'air 72
3. Réalisation n°2 : Fibre 20/80 à matrice phosphosilicate dopée ytterbium en technologie saut d'indice à gaine Téflon 79
4. Réalisation n°3 : Fibre genénération 2 (gen 2) à matrice phosphosilicate dopée Ytterbium e technologie saut d'indice à gaine d'air 87
IV. Conclusion laser à fibre dopée ytterbium opérant à 976 nm 95
CHAPITRE 3 : GENERATION DE SECOND HARMONIQUE A 488 NM EN REGIME CONTINU 102
I. Introduction 102

II. Doublement en fréquence de la source laser à fibre à 976 nm 107
A. Choix du cristal non linéaire adapté à la génération de second harmonique en régime continu 107
B. Description expérimentale 108
1. Schéma expérimental 108
2. Les cristaux à alternance de polarisation (PPxx) 109
3. Paramètres de focalisation 111
C. Résultats expérimentaux 112
D. Performances et limitations des cristaux PPsLT 114
1. Cristal de PPsLT en régime « non saturé » 114
2. Cristal de PPsLT en régime de «saturation» 117
3. Modèle numérique 121
III. Mesure du bruit d'intensité de la source visible 129
E. La mesure du bruit d'intensité, un outil de caractérisation 129
1. Précautions préalables à une mesure significative 129
2. Origine des contributions du bruit 130
F. Résultats expérimentaux 131
1. Mesure de bruit de la diode signal 131
2. Mesure de bruit de la source laser infrarouge fondamentale 133
3. Mesure de bruit de la source visible 134
IV. Conclusion 135
CHAPITRE 4 : GENERATION DE RAYONNEMENT ULTRAVIOLET A 325NM 141
I. Emission à 325 nm en régime nanoseconde 141
A. Un besoin industriel 141
B. Etat de l'art des lasers UV dans la gamme 343-355 nm 141
C. Simulation et faisabilité 145
1. Choix des cristaux non linéaires 145
2. Dimensionnement des étages non linéaires 147
D. Réalisation expérimentale 152
1. Caractérisation de la diode signal modulée 152
2. Etude expérimentale de l'étage préamplificateur 152
3. Etage amplificateur à fibre gen 2 et conversion de fréquence 157
4. Etage amplificateur à fibre « large pitch » 50/170 et conversion de fréquence 158
II. Emission à 325 nm en régime picoseconde 164

A. Applications de la source UV picoseconde à 325,3 nm 164
B. L'oscillateur picoseconde à 976 nm 165
C. Amplification de l'oscillateur picoseconde à 976 nm 165
1. Simulation de l'élargissement spectral par auto-modulation de phase (FIBERDESK) 166
2. Mesure expérimentale de l'élargissement par auto-modulation de phase 167
3. Génération de seconde et de troisième harmonique 171
III. Conclusion 172
CHAPITRE 5 : CONCLUSION GENERALE 176

INTRODUCTION GENERALE

L'invention des sources laser à gaz ionisé (Argon, Hélium Cadmium, Hélium Néon, Krypton…) a suivi la première démonstration de l'effet laser dans un cristal de rubis par Théodore Maiman en 1960 [MAI 60]. Ces sources lasers à gaz ont été rapidement maitrisées et les longueurs d'onde qu'elles proposaient (488 nm (bleu) et 532 nm (vert) pour l'Argon, 325 nm (UV) pour l'Hélium Cadmium) ont été naturellement adoptées tant par le milieu de la recherche que par les industriels. Cette technologie a conquis de nombreux domaines depuis les années 80 et le champ d'applications de ces longueurs d'onde s'est étendu du domaine de la biologie et de la médecine au contrôle industriel en passant par les procédés, l'agroalimentaire ou encore l'industrie pharmaceutique...

Ces sources laser vieillissantes deviennent aujourd'hui obsolètes car leur prix d'achat et le coût de leur maintenance ainsi que les contraintes imposées par leurs systèmes de refroidissement à eau et leur consommation électrique importante ne sont plus en accord avec les exigences actuelles. En témoigne la technologie très répandue des lasers Argon dont la production et la maintenance sont en passe d'être abandonnées.

Il apparait alors nécessaire de développer des solutions technologiques innovantes permettant de se substituer aux technologies à gaz. Dans cette voie, le développement de sources lasers émettant dans le vert à 532 nm a généré un certain engouement puisque de nombreuses technologies proposent des sources lasers à cette longueur d'onde (Optically Pumped Semiconductor Laser (OPSL) doublé intracavité, Diode Pumped Solid State Laser (DPSSL) doublé intracavité, Laser à fibre dopée Ytterbium émettant à 1064 nm doublé en fréquence…). En revanche, à la longueur d'onde visible de 488 nm les puissances disponibles sont limitées à 500 mW (OPSL) alors que le laser Argon délivre plusieurs watts. La longueur d'onde ultraviolette à 325 nm, elle, ne bénéficie d'aucune alternative au laser Hélium Cadmium.

C'est dans ce contexte qu'en 2008, deux équipes, l'une allemande [ROE 08] et l'autre française [BOU 08] rapportent la démonstration de la génération de près de 100 W à la longueur d'onde infrarouge de 976 nm à partir d'une cavité laser basée sur l'utilisation d'une fibre optique de type barreau (rigide) aux propriétés optogéométriques particulières permettant d'obtenir une génération laser efficace sur la transition 3 niveaux de l'Ytterbium. Le saut technologique franchi avec cette fibre ouvre alors des voies nouvelles pour le remplacement des lasers à gaz Argon et Hélium Cadmium. En effet, la longueur d'onde de 488 nm de l'Argon n'est autre que

la fréquence double de l'onde laser à 976 nm et la longueur d'onde de 325,3 nm sa fréquence triple. Ces deux longueurs d'onde peuvent alors être générées par le biais d'effets non linéaires de second ordre :

- Génération de second harmonique à partir de 976 nm
- Génération de la fréquence somme à partir de 976 nm et 488 nm

Tout le défi consiste alors à maitriser la technologie des fibres lasers pour proposer une fibre dopée aux ions ytterbium identique à la fibre barreau mais répondant aux exigences industrielles (faisceau polarisé et monomode, immunité aux dégradations photochimiques, faible encombrement…).

Ce défi est le point de départ de cette thèse dans laquelle nous commencerons par nous familiariser avec la technologie propre aux fibres lasers puis avec les effets non linéaires dans les cristaux pour la conversion de fréquence (Chapitre II). Ensuite, nous étudierons le cas particulier de la transition 3 niveaux de l'Ytterbium en matrice silicate pour procéder au développement d'une fibre optique aux caractéristiques optogéométriques et chimiques adaptées à la génération efficace à 976 nm (Chapitre III). Dans la partie IV, nous étudierons le doublement en fréquence des lasers continus à 976 nm dans les cristaux à alternance de polarisation (PPxx) pour le remplacement des sources Argon à 488 nm. Dans la partie V, nous chercherons à proposer une solution pouvant se substituer aux sources laser Hélium Cadmium à 325,3 nm (UV).

Chapitre 1 : LASERS A FIBRE ET CONVERSION DE FREQUENCE

I. Introduction

Les lasers à fibre connaissent un engouement indéniable depuis une dizaine d'années car ils représentent une solution technologique intéressante d'un point de vue industriel tant par leur compacité que leur rendement global. En effet, l'utilisation de fibres optiques (actives) dopées (aux terres-rares) permet de réaliser des sources compactes et de haute puissance. La puissance générée en régime continu par des lasers industriels atteignait 100 W en 2001. Elle dépasse désormais plusieurs dizaines de kilowatts [RIC 10] avec une efficacité de conversion de l'énergie électrique vers l'énergie optique supérieure à 30%.

Figure 1 : Laser à fibre dopée ytterbium de classe kilowatt (IPG)

Ces très hauts niveaux de puissance sont rendus accessibles grâce à la conservation du confinement optique sur de grandes longueurs de fibres (plusieurs dizaines de mètres) ainsi qu'au rapport de forme $Longueur/diamètre \gg 1$ de la fibre. En effet l'échauffement produit par le dépôt de chaleur dû au défaut quantique des dopants, est non seulement mieux réparti sur de grandes longueurs, mais également mieux dissipé grâce au bon rapport Surface d'échange/Volume de chauffage. C'est un facteur crucial, puisque les fibres optiques sont majoritairement réalisées en silice dont le coefficient de conduction thermique est faible (quelques 10-5°C/W). Leur rapport de forme permet donc de surmonter ce problème en offrant une très bonne gestion de la thermique.

Le réservoir d'énergie que représente la fibre optique dopée peut atteindre jusqu'à plusieurs dizaines de millijoules et permet de générer des impulsions allant de plusieurs centaines de nanosecondes à quelques centaines de femtosecondes. Il est ainsi possible de réaliser des lasers

dotés d'une puissance crête très élevée. Ainsi la technologie des lasers à fibre est très utilisée dans le cadre de l'usinage laser, domaine dans lequel elle a supplanté la technologie des lasers à gaz.

La génération de ces niveaux de puissance moyenne nécessite un pompage conséquent des lasers à fibre. Ce pompage est réalisé optiquement par le biais de diodes laser couplées dans des fibres multimodes. La limite de puissance de la technologie des lasers à fibre est majoritairement fixée par la puissance des diodes de pompe. Les avancées technologiques des lasers à fibre et des diode lasers sont donc intimement liées. La compatibilité de ces deux technologies a permis la réalisation de systèmes lasers entièrement monolithiques. Ce type de système laser présente plusieurs avantages :

- les propriétés du faisceau délivré restent identiques au fil du temps sans nécessité de maintenance,
- le confinement tout au long de la fibre permet de générer des faisceaux limités par la diffraction

La technologie de réalisation des fibres optiques permet de générer de manière reproductible des longueurs très importantes (kilométriques) de fibres ce qui permet d'abaisser les coûts. Ainsi, les lasers à fibre sont moins onéreux que leurs homologues à gaz et à cristaux.

De plus, le développement de composants fibrés tels que les combineurs de pompe, les adaptateurs de modes et autres séparateurs de longueurs d'onde permettent de réaliser des systèmes lasers complètement monolithiques, entièrement assemblés par soudure. Ceci rend les lasers à fibres parfaitement adaptés à la production série de systèmes lasers présentant un faible degré de dispersion de leurs caractéristiques typiques.

II. Principes des lasers à fibre optique dopées aux ions terres rares

A. Structure des fibres optiques dopées aux ions terres rares

Les fibres optiques sont des guides d'onde en silice dont la fenêtre de transparence permet de guider la lumière de l'infrarouge aux ultraviolets en passant par le spectre visible. La géométrie de ce guide ainsi que le profil radial de son indice de réfraction lui confère des propriétés particulières. Le dopage du guide avec des ions terres rares par exemple permet d'amplifier par émission stimulée la lumière guidée dans ce guide d'onde.

1. Fibres optique à cœur strictement monomode

Dans le cas le plus simple, une fibre optique est constituée d'un cœur en silice dopé (aux ions germanium pour les fibres passives, aux ions Lanthanides pour les fibres actives) à l'indice de réfraction plus élevé que la gaine de silice qui l'entoure. Le saut d'indice de réfraction forme le guide d'onde. Une gaine mécanique en polymère assure la résistance mécanique de l'ensemble aux courbures.

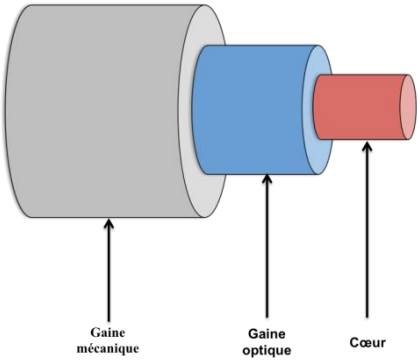


Figure 2 : représentation schématique de la structure d'une fibre optique simple gaine

La lumière se propage dans le cœur par réflexion totale interne. Les lois de Snell-Descartes régissent ce phénomène et il est aisé de définir un angle critique à partir duquel les faisceaux ne sont plus guidés.

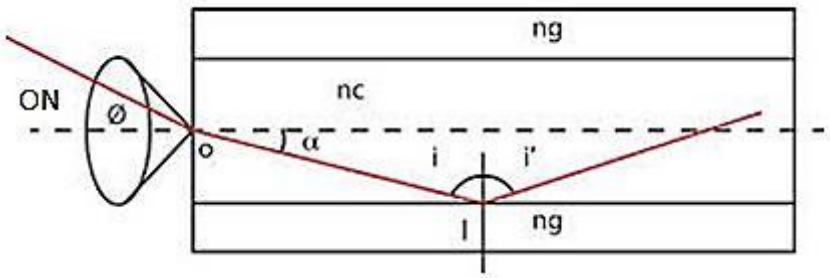


Figure 3 : Guidage par réflexion totale dans une fibre optique à saut d'indice

La géométrie de révolution de la fibre associée à cet angle θ définit un cône d'acceptance (voir figure 3) décrit par une grandeur appelée ouverture numérique:

$$ON = \sin\theta = \sqrt{{n_c}^2 - {n_g}^2}$$

Où n_c est l'indice de réfraction du cœur et n_{gaine} celui de la gaine.

L'indice du cœur est relié à la concentration et à la nature des dopants mis en jeu. Dans le cas des fibres passives, le cœur est généralement dopé aux ions Germanium, Aluminium ou Phosphore qui provoquent un augmentation de l'indice de réfraction alors que les ions Fluor et Bore provoque l'abaissement de l'indice de réfraction.

Dans le cas des lasers à fibre, le cœur de la fibre optique est de plus dopé avec des éléments actifs tels que des ions de type terres rares[1] insérés dans la matrice vitreuse (Yb, Er, Tm, Nd...). Il est ainsi possible de mettre à profit le confinement apporté par le guidage de la lumière dans le cœur dopé de la fibre et donc obtenir de fortes interactions entre la lumière guidée et les ions actifs. Dans ce cas, le cœur est à la fois le lieu du guidage de l'onde laser ainsi que de l'amplification par émission stimulée.

Il est possible de fixer le rayon du cœur, le contraste d'indice cœur/gaine, ainsi que son dopage de sorte que cette ouverture numérique limite la propagation à un seul mode transverse appelé mode fondamental. La fibre est alors dite monomode. Le cœur d'une fibre est dans le régime monomode lorsque sa fréquence normalisée

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} \times r_{coeur} \times ON$$

vérifie l'inégalité V<2.405

Où λ est la longueur d'onde du faisceau se propageant dans le cœur de rayon r_{coeur}.

Pour une longueur d'onde proche de 1 µm la taille de cœur conduisant à une émission strictement monomode est typiquement de 6 µm pour une ON de 0.12.

2. Fibres optique à Large Aire Modale (LMA)

Les fibres LMA pour Large Mode Area sont des fibres caractérisées par un cœur de grande dimension. Avec les technologies classiques de MCVD (pour Modified Chemical Vapor Deposition) la réalisation des fibres optiques dopées ne permet pas de maitriser de manière précise la différence d'indice entre cœur et gaine pour que l'émission de ces fibres reste monomode [BRO 99]. Ceci se traduit par la perte du caractère monomode du cœur et donc par une distribution spatiale de la puissance difficilement prévisible et ne correspondant pas à un profil exploitable pour de nombreuses applications. De plus, cette distribution spatiale est bien souvent « aléatoire » car correspondant au couplage de l'énergie entre les différents modes transverses guidés par le cœur. Ce couplage entre les modes est modulé par les contraintes extérieures telles que les évolutions de la biréfringence et des micro-courbures de la fibre induits par les effets thermiques et mécaniques liés au phénomène d'amplification (défaut quantique) mais aussi de l'environnement.

[1] Dans ce document, nous nous restreindrons à l'étude des fibres dopées terres rares.

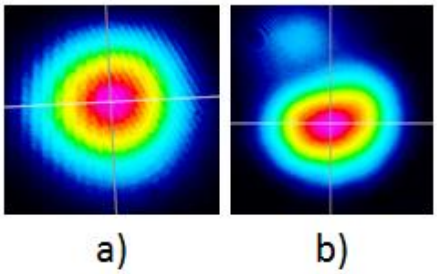


Figure 4 : Compositions modales en sortie d'une fibre LMA : LP01 majoritaire a) ; LP11 majoritaire b).

Afin de parvenir à limiter au maximum la proportion d'énergie portée par ces modes d'ordres supérieurs et ainsi rester au plus proche d'un fonctionnement monomode, des fibres LMA ont été développées en faisant appel à des technologies particulières. Ces fibres utilisent des profils transverses complexes afin de chercher à filtrer spatialement les modes d'ordres supérieurs en augmentant leurs pertes de propagation, en limitant leur recouvrement avec la zone dopée (cas des fibres actives) ou encore en réalisant des bandes photoniques interdites.

a) Les fibres LMA à abaissement de l'indice de gaine (Depressed Clad Fibers)

Le cœur des fibres LMA peut être entouré d'une zone dans laquelle l'indice optique de la gaine est abaissé par dopage aux atomes de fluor [GAS 00] (fibres en « W ») afin d'augmenter les pertes des modes supérieurs et en premier lieu du mode LP11 tout en augmentant le confinement du mode fondamental dans le cœur.

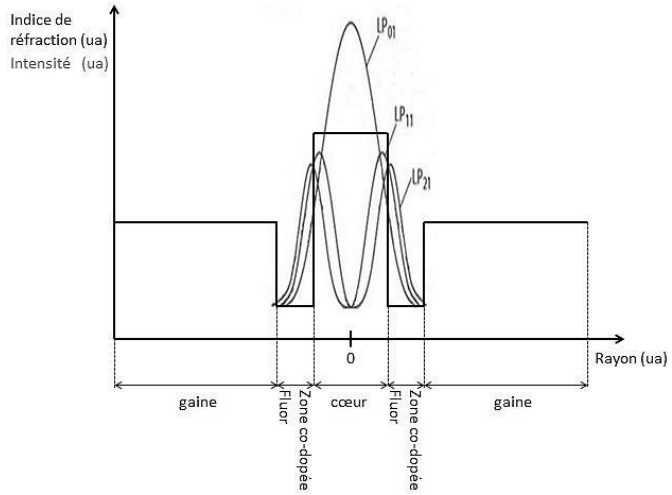


Figure 5 : Recouvrement des modes transverses avec le profil d'indice de réfraction de la fibre "depressed clad"

Grâce à ce profil d'indice radial, le recouvrement du mode fondamental avec la zone dopée est accru (meilleur confinement) alors que d'importantes pertes de guidage sont infligées aux modes d'ordres supérieurs [PAR 13].

Ce profil d'indice réalisable en technologie MCVD ne permet cependant pas de garantir un taux de réjection suffisant du mode LP11 dès lors que le diamètre du cœur excède 10 µm pour une longueur d'onde de 1 µm.

b) Les fibres micro-structurées

La micro-structuration consiste à réaliser une alternance de silice et de trous d'air. Les paramètres d (diamètre moyen des trous) et ʌ (pas moyen entre les trous) caractérisent ce maillage (voir Fig. n°6) [KNI 96]. Par exemple, lorsque d est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde guidée et que le rapport d/ʌ est petit, l'indice de réfraction effectif de la zone micro-structurée devient faible.

La micro-structuration de la fibre LMA permet donc de réaliser des fibres au Δn bien maitrisé. Ainsi, il est possible d'obtenir des fibres au Δn élevé (cas des fibres non linéaires) ou des fibres au Δn proche de 0 pour réaliser des fibres avec une ouverture numérique faible (0.0015) et donc de garantir un comportement monomode malgré une grande taille de cœur (voir équation fréquence normalisée).

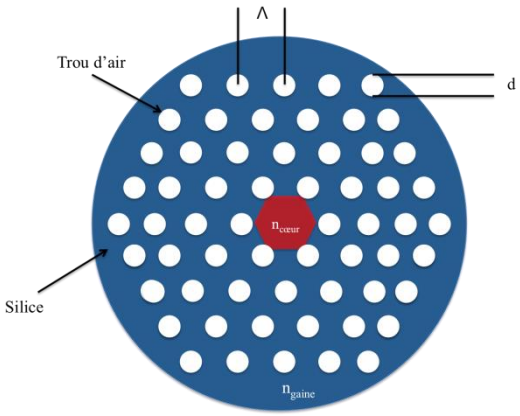


Figure 6 : Schéma de la vue en coupe d'une fibre micro-structurée

La préforme du cœur d'une fibre micro-structurée peut être dopée aux ions terres rares afin de réaliser une fibre amplificatrice [FUR 01 ; WAD 03].

c) Les fibres de Bragg

Les fibres de Bragg sont des fibres réalisables grâce à la méthode MCVD puisque leur structure correspond à un agencement concentrique d'anneaux de silice dont l'indice alterne régulièrement entre l'indice de la silice et des anneaux haut indice. En revanche, le procédé de réalisation doit être finement maitrisé pour parvenir à obtenir les conditions de guidage

souhaitées et minimiser les pertes linéiques. En effet, c'est la différence d'indice entre le matériau de la fibre et celui constitutif des anneaux de Bragg ainsi que le contrôle de l'épaisseur et du contraste de ces anneaux qui définit la longueur d'onde guidée. Le guidage est obtenu par résonnance/antirésonnance avec le cristal photonique ainsi formé autour du cœur. Le guidage n'étant pas ici lié au phénomène de réfraction, le cœur peut être réalisé dans un matériau bas indice ou même dans l'air (Hollow core fiber).

Pour fonctionner correctement, il est nécessaire de minimiser les fluctuations d'indice dans la structure. En particulier, le cœur de ces fibres est maintenu à un indice radialement homogène et à un indice proche de celui de la silice (1,45). Une fibre passive construite sur ce modèle a déjà été réalisée et a permis de vérifier le concept. [ALE 11] La réalisation de fibres actives sur ce modèle est complexe puisqu'il est nécessaire de maitriser précisément l'indice de réfraction malgré l'adjonction de dopants. Une fibre de 40µm de cœur dopé ytterbium a cependant été réalisée en 2010 démontrant une efficacité laser de 80% à 1040nm. [GAP 10]

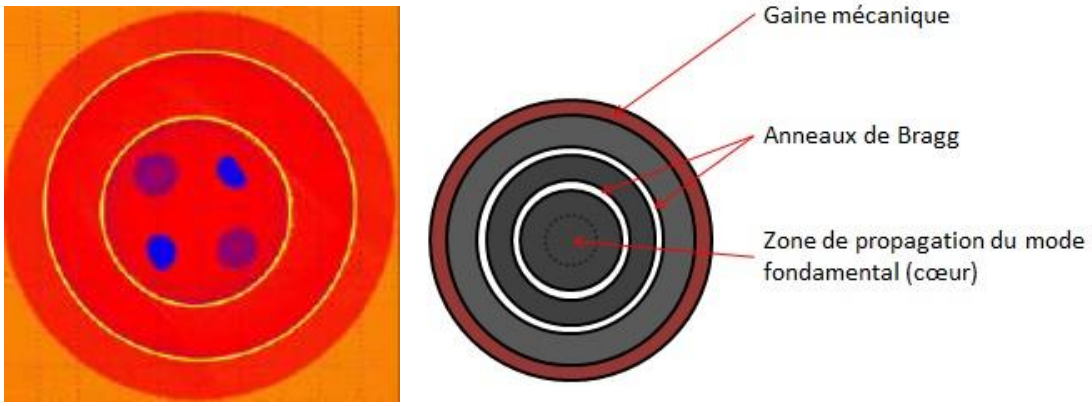


Figure 7 : Schéma de la vue en coupe d'une fibre de Bragg

d) Les fibres à cœurs couplés

Une autre technique consiste à réaliser un second cœur hélicoïdal enroulé autour du cœur de la fibre. La distance entre le cœur et le cœur hélicoïdal doit permettre un couplage différentiel entre le mode fondamental (faible couplage) et les modes d'ordre supérieurs (fort couplage) [LIU 07]. Ainsi, une fraction du champ électrique des modes supérieurs est couplée au cœur hélicoïdal. Les courbures de ce cœur hélicoïdal imposent de fortes pertes aux modes supérieurs (90 à 130 $dB.m^{-1}$) alors que le mode fondamental subit des pertes bien moindres (de 0,2 à 0,3 $dB.m^{-1}$).

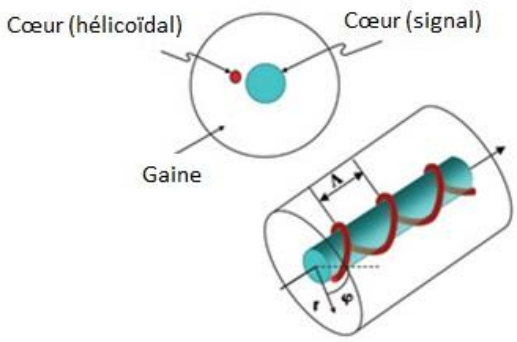


Figure 8 : Schéma de principe d'une fibre à cœurs couplés. Le cœur hélicoïdal impose le caractère monomode du cœur central.

3. Fibres optique à Maintien de Polarisation (PM)

De nombreuses applications lasers ainsi que de nombreux composants nécessitent un contrôle et une très bonne définition de l'état de polarisation du faisceau laser selon un axe privilégié. Deux structures de fibres permettent de répondre à ce besoin :

- Les fibres à maintien de polarisation
- Les fibres polarisantes

La symétrie cylindrique des fibres à maintien de polarisation est rompue volontairement par exemple par ajout de barreaux de contrainte de très bas indice (barreaux de bore) dans le cas des fibres de technologie saut d'indice. Dans le cas des fibres micro-structurées, la rupture de géométrie peut également être réalisée par la modification des dimensions d'une paire de trous de part et d'autre du cœur.

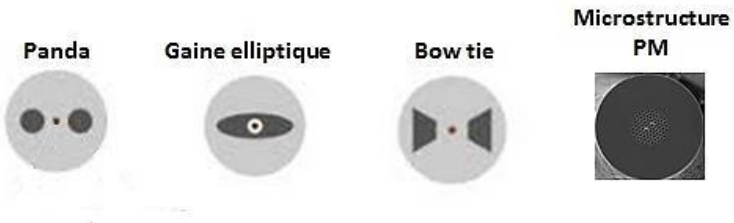


Figure 9 : Profils de fibre à structure biréfringente pour le maintien de polarisation.

La structure des fibres polarisantes (Pz) non seulement, maintien un état de polarisation de l'onde guidée, mais interdit les autres états de polarisation. En effet, le dimensionnement de ses barreaux conduit à générer des pertes importantes aux états de polarisations rejetés aux cours de la propagation de l'onde laser le long de la fibre.

Figure 10 : Photo de la face clivée d'une fibre Pz

Les fibres Pz garantissent des extinctions de polarisation dépassant 30dB.

4. Fibre optique double gaine

La réalisation de ces fibre permet de s'affranchir d'une limite technologique : la brillance limitée des diodes de pompe. La gaine de pompe est un second guide d'onde de dimension supérieure au guide de cœur. Il permet de propager la pompe tout au long de la fibre et ainsi de maintenir l'inversion de population indispensable à l'effet laser. La gaine de pompe est un guide multimode dont la dimension et l'ouverture numérique doit permettre :

- de coupler un maximum de pompe pour réaliser des lasers puissants.
- de réaliser un pompage homogène tout le long de la fibre

Si la gaine est trop large, les interactions entre le faisceau de pompe et les ions du cœur ne suffisent pas à réaliser un transfert efficace de l'énergie de la pompe vers l'onde signal. Plusieurs section de gaine ont été réalisées (méplat sur la gaine, gaine hexagonale ou carrée...) afin d'homogénéiser le faisceau de pompe, et ainsi de minimiser la fraction se propageant sans recouvrement avec le cœur. Dans le cas d'une fibre à barreaux de contraintes garantissant le maintien de la polarisation par biréfringence, la présence des barreaux suffit à rompre la symétrie de révolution.

Il est indispensable de conférer à cette gaine de pompe l'ouverture numérique suffisante pour coupler la puissance de pompe nécessaire.

En pratique, l'ouverture numérique de la gaine de pompe est obtenue en utilisant un polymère bas-indice, un revêtement métallique ou Téflon, ou encore une gaine majoritairement en air (Air clad).

a) Les polymères bas indice

Les polymères bas-indice couramment utilisés pour les fibres commerciales confèrent une ouverture numérique allant jusqu'à 0,46 (Luvantix PC 373). La nature du polymère peut varier

afin de résister à la puissance optique qu'ils doivent supporter (typiquement de plusieurs 10 W). Les polymères qui doivent résister aux hautes puissances (> à 100 W) sont de type acrylates.

b) Les revêtements métalliques

Des essais ont été réalisés avec des revêtements métalliques. Ceux-ci confèrent une ouverture numérique modérée (ON=0,2) et ils supportent mal les courbures qui provoquent de fortes pertes par absorption. De plus, la différence du coefficient de dilatation entre la silice et les métaux est trop grande pour parvenir à des réalisations permettant le guidage de hauts niveaux de puissance de pompe. Il a été démontré que l'absorption des revêtements métalliques été essentiellement due à la présence de molécules OH mises en présence lors des phases de déposition du revêtement métallique. [VOL 09].

c) Le revêtement Téflon

Le revêtement téflon confère une ouverture numérique théorique de 0,5. Ceci est vrai pour des puissances de pompe allant jusqu'à quelques dizaines de watts. Au-delà, le champ évanescent dans le Téflon l'échauffe jusqu'à sa rupture. Pour dépasser ce niveau de pompe, il est nécessaire de gérer efficacement la température du Téflon. De plus, le revêtement Téflon nécessite un traitement primaire d'accrochage sur la gaine en silice qui subsiste lors du retrait du Téflon et rend la fibre susceptible de ne pas résister à un haut niveau de puissance avec une ouverture numérique élevée. Malgré ce traitement préliminaire, le Téflon adhère peu à la silice et lors de la préparation de la fibre, de nombreuses précautions doivent être prises.

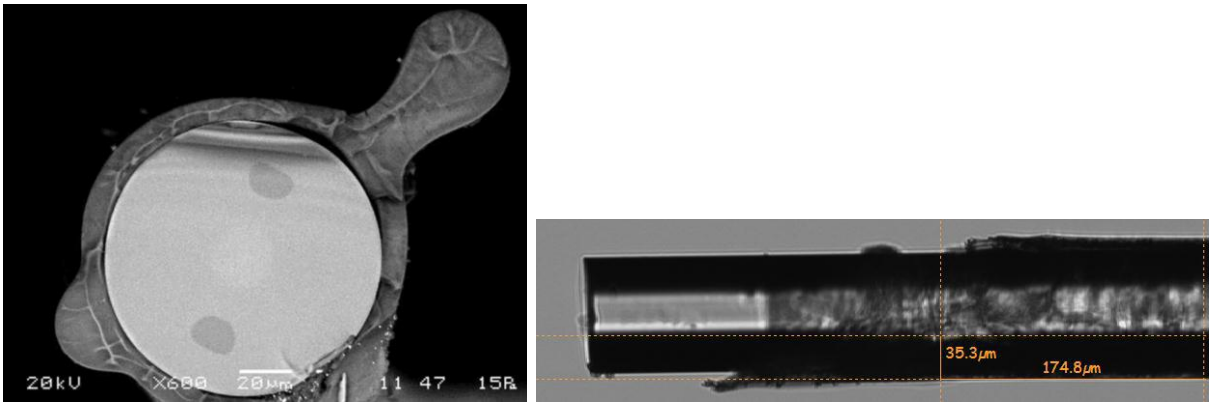


Figure 11 : Photographie des irrégularités du revêtement Téflon

Tout décollement du revêtement crée un point faible limitant le niveau de puissance de pompe accessible. Cette solution n'est actuellement pas mâture d'un point de vue industriel.

d) La gaine air/silice

La gaine air/silice est obtenue en disposant des capillaires de silice autour de la gaine de pompe. Lors du tirage de la fibre, ces capillaires sont soumis à une surpression qui provoque leur

gonflement et donc la réduction de l'épaisseur de silice séparant deux trous d'air **[EGG 00]**. C'est l'épaisseur de ces ponts qui fixe l'ouverture numérique de la gaine d'air (Air Clad). En effet, ces ponts en silice peuvent être considérés comme des guides d'onde entre la gaine de pompe et la gaine externe. Il apparait alors un indice effectif dépendant à la fois de l'indice de l'air (1) contenu dans les trous ainsi que de l'épaisseur et de l'indice (1,45) des ponts en silice. Plus l'épaisseur des ponts est petite, plus l'indice effectif approche celui de l'air.

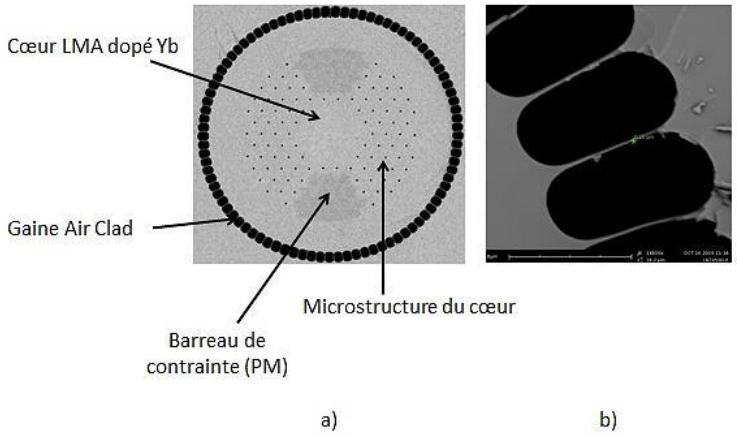


Figure 12 Schéma de la vue en coupe d'une fibre micro-structurée à gaine d'air (Air Clad) (NKT) a). Zoom sur la structure air/silice b).

En pratique, Pour déterminer cet indice effectif, il faut mesurer l'épaisseur des ponts de silice grâce à un microscope électronique à balayage (voir figure b)) et résoudre le système d'équations suivant pour déterminer l'indice effectif nω [WAD 04]:

$$U^2 = \left(\frac{\pi w}{\lambda}\right)^2 \times (n_1^2 - n_w^2)$$

$$W^2 = \left(\frac{\pi w}{\lambda}\right)^2 \times (n_w^2 - n_2^2)$$

$$W = U\tan(U)$$

Où U et W sont des paramètres sans dimension de la fibre

n_ω est l'indice équivalent de la gaine d'air (valeur recherchée)

n_1 est l'indice de réfraction du matériau constituant le pont (silice n=1.45)

n_2 est l'indice du gaz contenu par les trous (air n=1)

w est l'épaisseur des ponts de silice

Il suffit ensuite d'appliquer la formule habituelle pour déterminer l'ouverture numérique de la gaine de pompe:

$$ON = \sqrt{{n_{gaine}}^2 - {n_\omega}^2}$$

B. Architectures lasers à fibres dopées aux ions terres rares

Une émission laser est obtenue par amplification de la lumière grâce à l'émission stimulée. La condition préalable à l'émission stimulée est l'inversion de population obtenue par l'apport d'énergie par pompage. Pour que l'émission laser soit portée à haute puissance, deux stratégies s'offrent à nous lors de la conception. La première consiste à placer le milieu amplificateur (fibre optique dopée avec des ions actifs), siège des émissions stimulées, entre deux miroirs formant une cavité résonnante dans laquelle l'onde lumineuse bénéficie d'un gain faible à chaque oscillation. C'est le grand nombre d'oscillations qui amène l'oscillation laser à forte puissance. L'architecture ainsi formée est une cavité laser.

Une autre stratégie consiste à profiter de la possibilité d'utiliser de grandes longueurs de fibre active en guise de milieu amplificateur. Dans ce cas, un seul passage au travers du milieu à gain permet de porter l'oscillation laser à haute puissance. Cette architecture est un amplificateur optique.

1. Pompage des lasers à fibre

L'inversion de population des fibres optiques dopées est obtenue par pompage optique à l'aide de sources laser auxiliaires. Dans la majorité des cas ces sources auxiliaires sont des diodes lasers.

2. Pompage cœur

Le schéma le plus simple et le plus efficace consiste à propager l'onde de pompe et l'onde signal dans le même cœur comprenant les ions actifs. Les efficacités de conversion pompe vers signal laser sont très élevées dans ce cas (>90%, proche du défaut quantique) car le recouvrement entre l'onde signal et l'onde de pompe est maximal. En revanche, le pompage dans le cœur nécessite d'utiliser une source de pompe limitée par la diffraction sinon les pertes par couplages font chuter brutalement le rendement du système. Des diodes lasers couplées sur des fibres monomodes sont disponibles à de nombreuses longueurs d'onde mais leur niveau de puissance reste limité avec une puissance maximale de l'ordre du watt. L'utilisation d'une source laser (à fibre ou à cristaux massifs) auxiliaire dont l'émission laser est couplée dans le cœur de la fibre amplificatrice peut être une solution mais elle complexifie le système. [BAR 11]

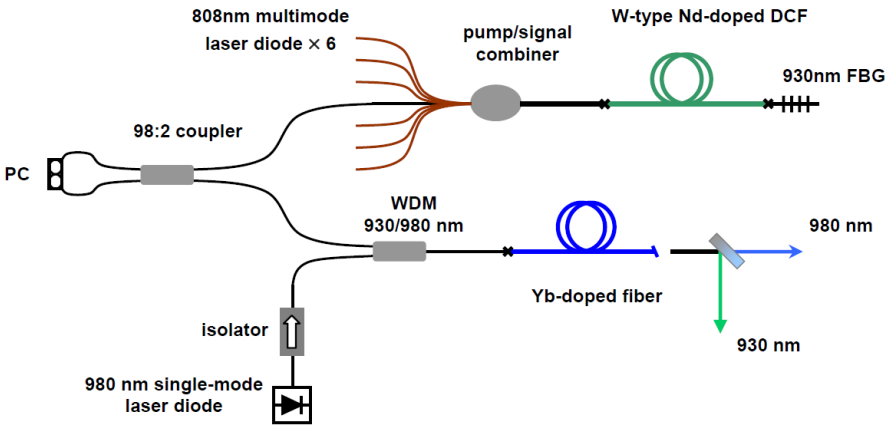


Figure 13 :Architecture monolithique d'un laser pompé en son cœur par un faisceau de pompe en limite de diffraction généré par un laser auxiliaire

3. Pompage double gaine

Pour pallier à la limite en puissance du pompage cœur, il est nécessaire d'utiliser des fibres optiques disposant d'une gaine de pompe autour du cœur dopé. Cette gaine peut avoir des dimensions et des ouvertures numériques permettant le couplage à faible pertes de la puissance issue de diodes multimodes. Ces diodes de pompe multimodes à base de semi-conducteurs présentent couramment un rendement électro-optique de l'ordre de 50% et une puissance disponible au-delà du kilowatt. La réduction de la probabilité d'absorption de l'onde de pompe suite à la dégradation du recouvrement entre l'onde signal et l'onde de pompe est aisément compensée par la mise en œuvre d'une fibre plus longue. Les structures associant les fibres double clad aux diodes de pompe multimodes ont permis de démontrer la réalisation de lasers à fibre dopée ytterbium de plusieurs kilowatts à 1075 nm en régime continu [GAP 05].

C. Cavité laser à fibre dopée aux ions terres rares

1. Principe des cavités lasers à fibre

Une cavité laser est constituée d'au moins deux réflecteurs situés de part et d'autre d'un milieu à gain. Les réflecteurs réfléchissent l'onde lumineuse qui est ainsi confinée dans la cavité. Lors de ses multiples oscillations, l'onde lumineuse traverse le milieu à gain et y est amplifiée par émission stimulée.

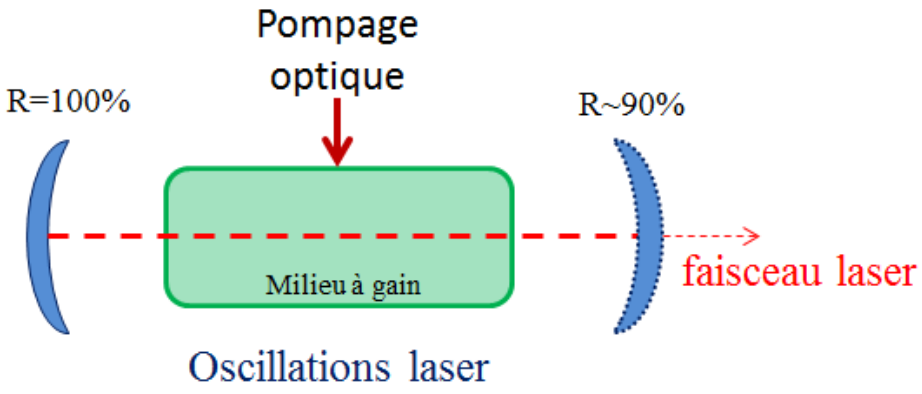


Figure 14 : Configuration cavité laser

Dans le cas des cavités laser à fibre, le milieu à gain est une fibre optique dopée par des ions terres rares préalablement excités par le pompage optique. La cavité est formée par deux réflecteurs (miroir diélectriques ou miroirs de Bragg) permettant un grand nombre d'oscillations de l'onde au travers du milieu à gain.

Dans le cas particuliers des lasers à fibre, les réflecteurs de Bragg (ou réseaux de Bragg) sont particulièrement adaptés car ils sont photo-inscrits directement dans la fibre et ainsi permettent de réaliser des cavités lasers monolithiques.

Les réflecteurs de Bragg fibrés sont obtenus par modulation périodique de l'indice de réfraction de la fibre par modification du matériau à l'aide d'un laser femtoseconde ou d'une source UV selon la loi :

$$\lambda_B = 2.n.\Lambda$$

Où Λ est la période (pas) du réseau de Bragg

λ_B est la longueur d'onde de Bragg, longueur d'onde à laquelle la réflexion est souhaitée

n est l'indice de réfraction effectif du mode fondamental, c'est-à-dire la moyenne de la modulation d'indice $n(z)$ le long du FBG :

$$n(z) = n_0 + \frac{\delta_{n(z)}}{2}.\cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda(z)}.z\right)$$

Où z est l'abscisse le long de la fibre

n_0 est l'indice de la fibre en dehors du Bragg

$\delta_{n(z)}$ est l'amplitude de modulation de l'indice de réfraction. Typiquement, $\delta_{n(z)}$vaut de quelques 10^{-3} à quelques 10^{5} et est constante le long du réseau dans le cas de FBG uniformes. L'amplitude peut être modulée par un sinus, d'une gaussienne, dans le cas d'un FBG apodisé. L'apodisation d'un FBG permet de réduire l'amplitude des rebonds autour de la bande du FBG. Ce réseau d'indice est obtenu par photo-inscription avec un laser UV. Des interférences dont la période correspond au pas du FBG sont obtenues à partir d'un masque de phase.

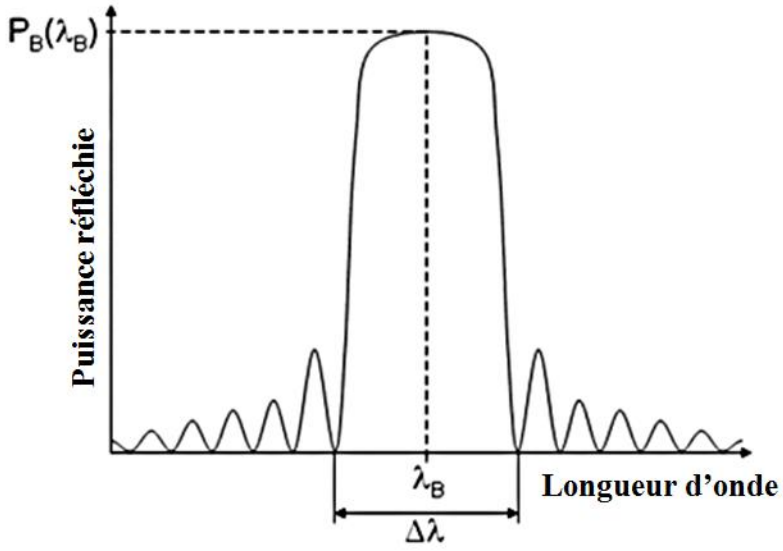


Figure 15 : Spectre de réflexion typique d'un FBG (Δλ< qques 100MHz [HIL 97])

Si aucune sélection spectrale n'est nécessaire, la cavité peut être directement formée par les réflexions de Fresnel (4%) aux faces d'entrée et de sortie de la fibre amplificatrice. Le coefficient de Fresnel est établi pour une onde transverse électrique par :

$$r_{TE} = \frac{n_1 \cos\theta_1 - n_2 \cos\theta_2}{n_1 \cos\theta_1 + n_2 \cos\theta_2}$$

Il est possible d'insérer d'autres pertes artificielles choisies pour donner au faisceau laser les propriétés recherchées. Parmi elles, nous trouvons d'une part les pertes temporellement continues qui sont bien souvent utilisées pour sélectionner le mode et le spectre de l'émission laser mais également des pertes pouvant être modulées temporellement permettant ainsi de générer des impulsions lasers.

De par le grand nombre d'oscillations dans le milieu amplificateur, les cavités lasers permettent une forte discrimination des paramètres de faisceau (filtrage modal, spectral, temporel…). Elles sont choisies pour réaliser des oscillateurs. En effet, le grand nombre d'oscillations se produisant dans la cavité permet de discriminer les différents modes de fonctionnements laser pour en privilégier un en apportant des pertes à ses concurrents. Par exemple, il est aisé de choisir une raie spectrale d'émission ou de moduler activement l'établissement de l'onde laser et ainsi de générer des impulsions lasers très énergétiques tout en choisissant le profil temporel des impulsions lasers par le biais de modulateurs acousto-optiques ou électro-optiques. De manière « passive », l'utilisation de matériaux absorbants saturables (SESAM) permet de réaliser des lasers impulsionnels à verrouillage de modes.

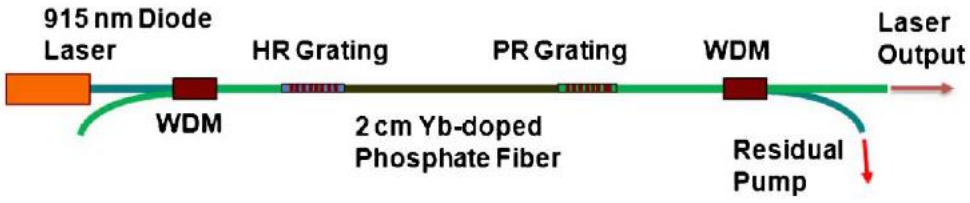


Figure 16 : Oscillateur continu monofréquence (<3kHz)générant 100mW à 976 nm basé sur une cavité laser à fibre phosphate dopée Ytterbium. La cavité est formée par une paire de réseaux de Bragg photo-inscrits dans la fibre (technologie NPPhotonics).

Un autre avantage des cavités laser réside dans le fait que l''intensité en son sein atteint des niveaux élevés qui peuvent être mis à profit pour obtenir des systèmes présentant des efficacités de conversion élevées dans le cadre d'une génération d'harmoniques intracavité [PIE 99]. Cette intensité peut également générer des effets non linéaires qui peuvent être utiles dans le cas de la réalisation d'un oscillateur à verrouillage de mode par lentille de Kerr [SEV 14.1 ; SEV 14.2] par exemple ou néfastes par exemple lorsque l'intensité dans la fibre dopée provoque l'apparition de la diffusion Brillouin.

2. Bruit d'intensité des cavités lasers à fibre

L'inconvénient de la cavité laser réside dans sa configuration même. En effet, les oscillations qui s'y produisent favorisent le couplage entre plusieurs modes de la cavité et l'insertion d'éléments favorise également la création de sous cavités bien souvent couplées. A haute puissance, les variations, majoritairement thermiques, de ces éléments induisent des variations des couplages entre ces sous cavités et ces modes longitudinaux et transverses qui créent des instabilités spectrales et modales (free running laser) et détériorent en conséquence la figure de bruit d'intensité de l'émission laser. Par contre, pour des puissances faibles, la cavité laser permet de présenter des figures de bruit d'intensité proches de la limite de bruit quantique (typiquement entre -160 et -180 dB/Hz) ce qui est idéal dans le cadre de la réalisation d'un oscillateur.

D. Amplification en Puissance d'un Oscillateur Maître (MOPA)

1. Principe des architectures MOPA

La configuration amplificatrice ne permet en général qu'un seul passage au travers du milieu amplificateur. L'amplification de l'émission spontanée est considérée comme parasite à l'amplification de l'onde laser générée par un oscillateur externe.

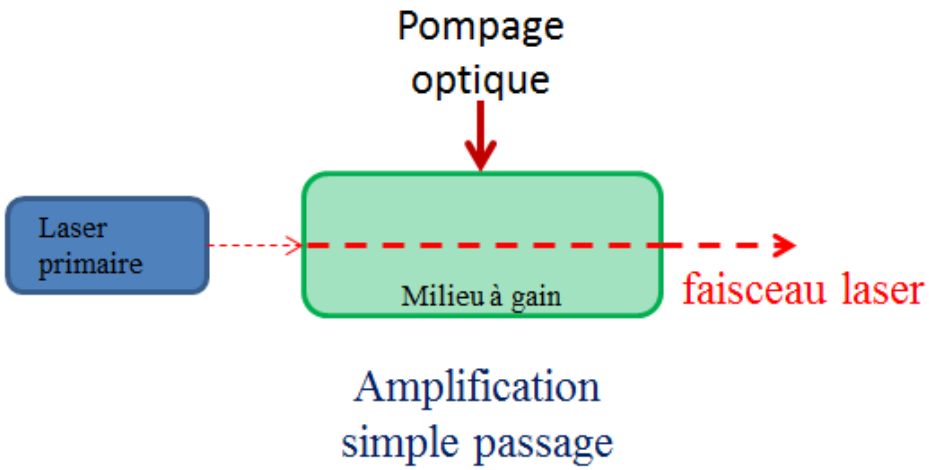


Figure 17 : Configuration MOPA

Dans le cas de la configuration MOPA, l'obtention de l'onde lumineuse laser ne se fait pas dans le milieu d'extraction. Ce dernier ne sert qu'à amplifier un faisceau laser dont les caractéristiques ont été obtenues au niveau d'un oscillateur externe. La dissociation de l'étage de gestion des caractéristiques de faisceau (mode, largeur de raie, longueur d'onde, bruit, profil temporel en régime impulsionnel...) et de la réserve d'énergie permet de découpler les problématiques et ainsi de garantir un maintien plus aisé des caractéristiques de faisceau à haute puissance [ILC 13 ; BAL 94]. L'amplificateur doit donc se comporter comme une source d'énergie « idéale » et ne pas dégrader ces caractéristiques de faisceau obtenues avec soin au niveau de l'oscillateur. Pour accéder au régime impulsionnel, il est possible de moduler directement l'oscillateur à basse puissance ou même d'intercaler un modulateur entre l'oscillateur et l'amplificateur [DUP 05]. Là encore l'avantage considérable de cette technique est de décorréler l'amplification et la gestion de la durée des impulsions.

On peut ainsi agir sur le rétrécissement temporel des impulsions par le gain. Ainsi, la durée des impulsions est pratiquement invariante à tous les niveaux de puissance pourvu que l'étage amplificateur soit correctement dimensionné afin d'éviter les effets non linéaires susceptibles de modifier le spectre et la durée.

L'intensité dans la fibre amplificatrice reste bien inférieure à l'intensité intra-cavité d'une cavité laser présentant la même puissance de sortie. Ceci permet de repousser les seuils d'apparition des effets non linéaires et de faciliter la gestion thermique de l'ensemble.

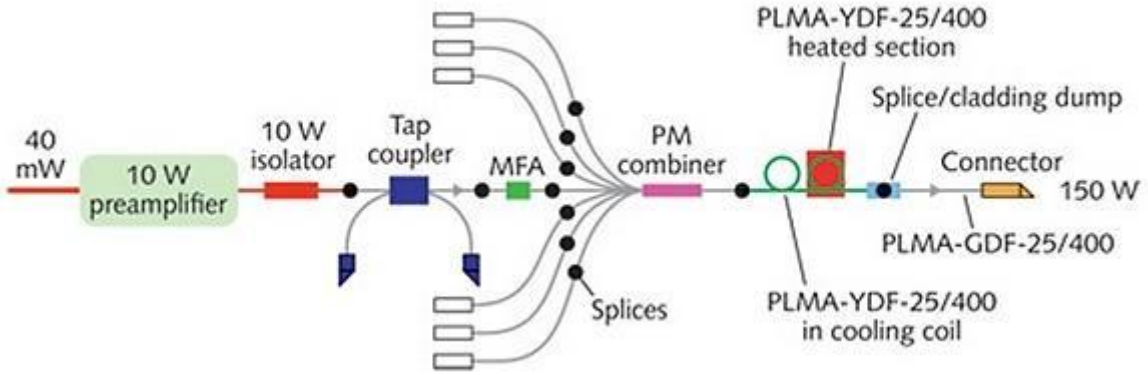


Figure 18 : Exemple d'un système laser monolithique mettant en œuvre plusieurs composants fibrés (Nufern)

2. Bruit d'intensité des architectures MOPA

Le phénomène d'ASE est la principale origine du bruit des lasers à fibre. En effet, les recombinaisons de l'ASE sont source de bruit et l'amplification de l'émission spontanée concurrence le gain du signal laser modifiant aléatoirement son niveau de puissance. Le niveau d'ASE est donc à maitriser. Pour obtenir des niveaux de bruit les plus bas possible (RIN <-120dB de 100Hz à 10MHz) avec une structure amplificatrice, il est nécessaire de travailler à un niveau de gain modéré (< 15 dB) et de saturer efficacement l'amplificateur pour que la majorité du gain soit utilisé pour l'amplification du signal.

L'apport d'énergie par la source de pompe est aussi une voie privilégiée d'entrée du bruit puisque le bruit sur la puissance de pompe se répercute sur le gain de l'amplificateur à basse fréquence jusqu'à la fréquence correspondant à l'inverse de la durée de vie dans l'état excité des ions terres rares. Au-delà, le bruit de la pompe est filtré par le milieu à gain.

La configuration MOPA est la plus adaptée à la réalisation d'amplificateurs à fibre faibles bruits puissants, de faible bruit et aux paramètres de faisceau (M^2, spectre, pointé, émission monofréquence) parfaitement gérés.

III. Limitations des lasers à fibre optique dopées aux ions terre rare

Le confinement des photons et des ions terre rares dans les fibres optiques ne présente pas que des avantages. En effet, l'intensité de l'onde laser tout au long du parcours dans la fibre exacerbe les effets non linéaires, exalte les réactions photochimiques et peut même conduire à la rupture du matériau constituant le guide.

A. Limites intrinsèques aux fibres laser

1. Tenue au flux

Les fibres amplificatrices sont des guides d'onde dans lesquels l'intensité de l'onde laser générée ou amplifiée reste confinée dans le cœur. Comme tous les matériaux, la tenue au flux de la matrice des fibres est définie par une intensité lumineuse à partir de laquelle des mécanismes de dégradation de la matrice détérioreront les propriétés optiques, mécanique et structurelles de celle-ci. Ce seuil de dommage varie selon la longueur d'onde, le régime de durée du laser (continu, ns, ps, fs), le taux de répétition dans le cas d'un laser impulsionnel, du lieu du dommage (face de fibre, dans la masse du matériau...) et il peut être considérablement abaissé par la présence d'impuretés, d'inhomogénéité, de dopants ou de défauts de surface. Seul l'ordre de grandeur est ici à retenir pour évaluer la limitation que ce seuil impose.

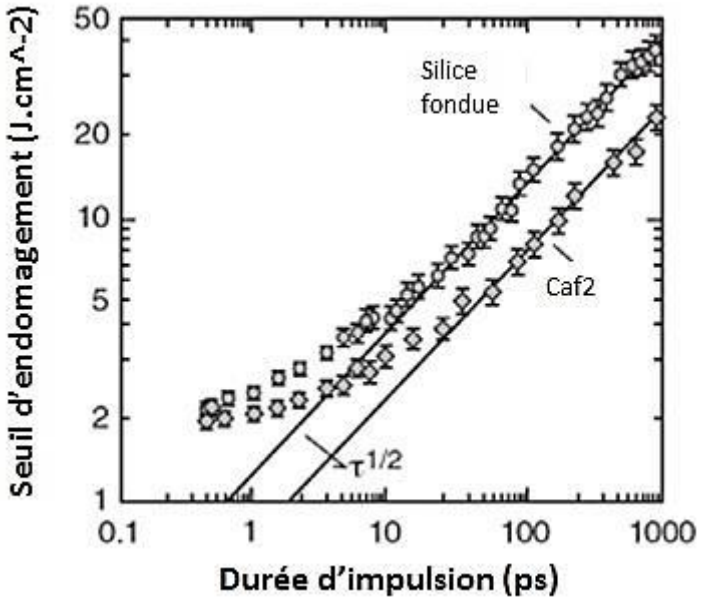


Figure 19 : Fluence d'endommagement de la silice et du Caf2 en fonction de la durée d'impulsion

2. Photo-noircissement

Le phénomène de photo-noircissement correspond à une dégradation sur le long terme de l'efficacité de la fibre amplificatrice. Ceci peut menacer la fiabilité des sources lasers mais également en limiter la puissance de sortie. Les mécanismes de cette dégradation photochimique sont quelque peu complexes. Il prend effet dès lors que deux ions ytterbium se trouvent simultanément dans l'état excité. Leur énergie peut alors être transmise à un troisième ion qui absorbe cette haute énergie et atteint ainsi un niveau énergétique excité correspondant à un gap UV. La désexcitation de cet ion s'ensuit de l'émission d'un photon ultraviolet qui ionise des atomes appelés précurseurs de la matrice silice, formant ainsi des électrons libres et des trous. Ces excès et ces défauts d'électrons sont à leur tour piégés par des défauts de la matrice formant des centres colorés très absorbants dans le spectre visible et proche infrarouge. Ce sont les phénomènes d'absorption de ces centres colorés qui sont responsables du défaut d'efficacité des sources lasers. Plus le nombre de centres colorés est important, plus les phénomènes d'absorption sont élevés.

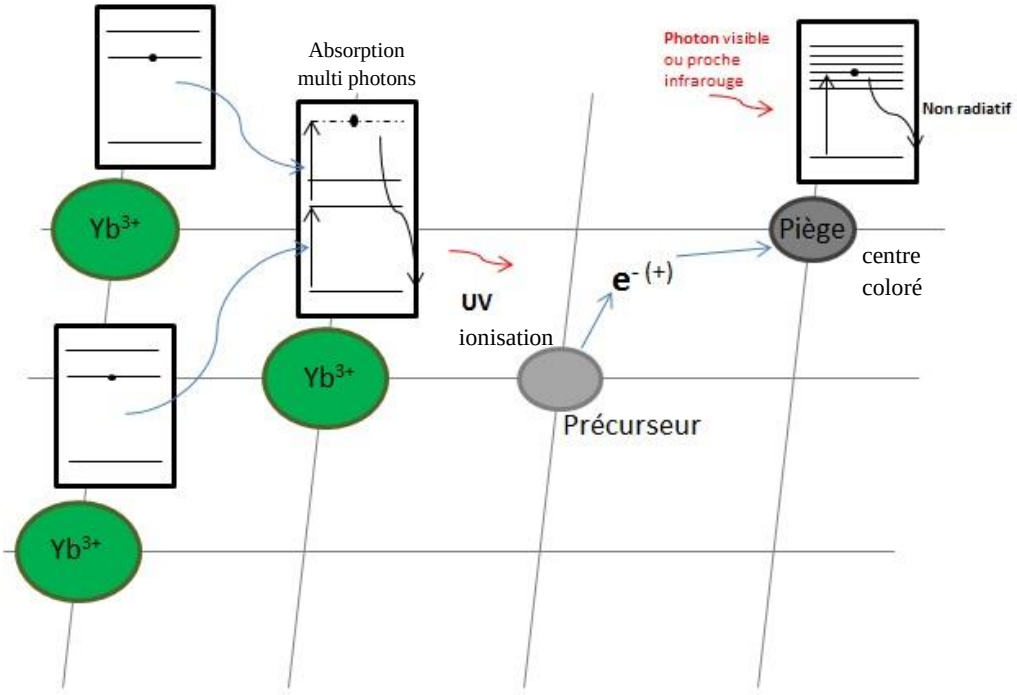
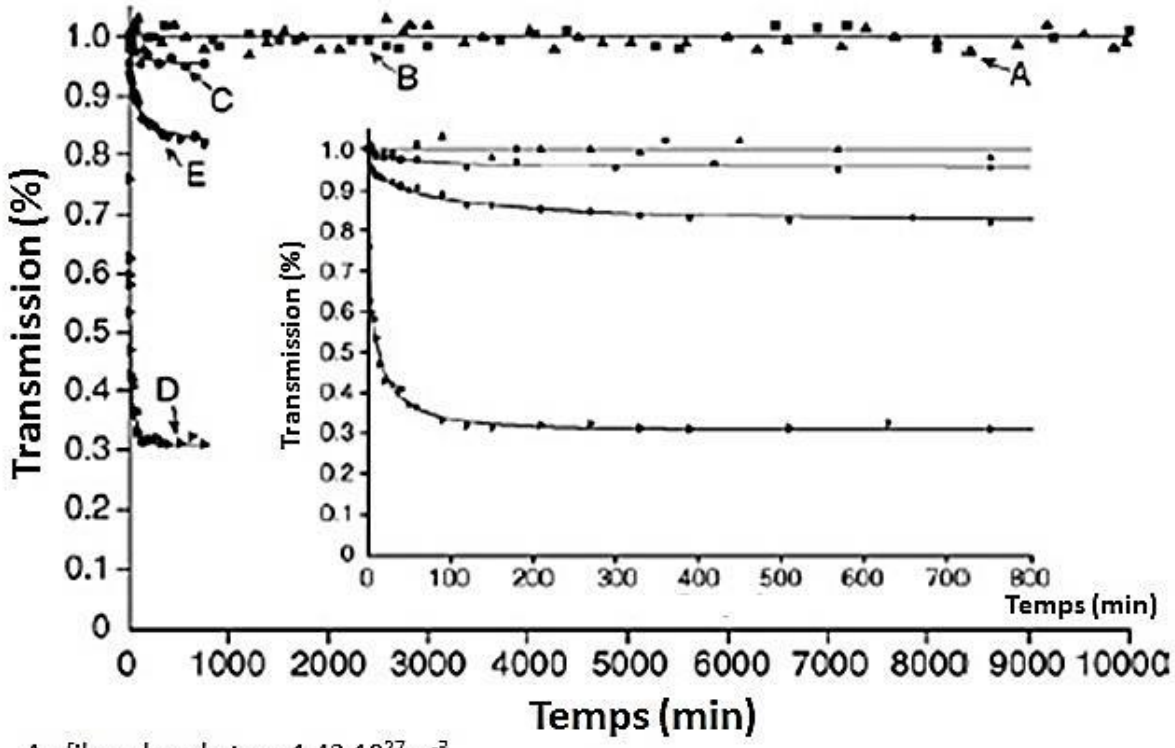


Figure 20 : Mécanisme de création d'un centre coloré dans une matrice dopée Ytterbium

Ce mécanisme est complexe et sa réalisation est donc peu probable. Cependant, les niveaux d'inversion de population élevés (jusqu'à plus de 50%) dans les lasers à fibre ainsi que les non uniformités du dopage de la silice rendent ce mécanisme suffisamment probable pour qu'il ait des effets rédhibitoires sur les opérations lasers. Pour qu'un centre coloré apparaisse, il faut trois ions proches les uns des autres dont deux dans leur état excité. Leur proximité est un gage de la

réussite du transfert d'énergie des deux ions excités vers le troisième qui par une absorption multiphotonique atteint un niveau d'énergie tel que sa désexcitation correspond à l'émission d'un photon ultraviolet ionisant. Le phénomène est donc d'autant plus probable que la proximité des ions Ytterbium est grande, c'est à dire que la concentration en ions est élevée ou que la répartition géographique des dopants conduit à l'apparition d'agrégats. L'autre condition est de disposer de suffisamment d'ions simultanément excités pour que la probabilité que deux ions proches soient dans leur état excité. Le cas des systèmes 3 niveaux nécessitant comme l'Yb d'atteindre un niveau d'inversion global de plus de la moitié des ions dopants est donc tout particulièrement favorable au phénomène de photo-noircissement. Pour réaliser des sources industrielles de forte puissance à 976 nm, il est donc indispensable de maitriser ce phénomène en employant des matrices dans lesquelles la solubilité des dopants doit être suffisamment élevée pour garantir une répartition homogène des dopants et éviter la formation d'agrégats (voir figure 20). Pour les mêmes raisons, le niveau de dopage doit lui aussi rester modéré. Si le fait de soumettre une fibre photo-noircie à des rayonnements énergétiques permet de re-dissocier les centres colorés [MAN07], la solution à ce problème a été trouvée dans la chimie des préformes de fibre. Plusieurs matrices de chimie différente ont ainsi été testées afin d'apporter une solution à cette limitation.



A : fibre phosphate n=1,42 10^{27} m^{-3}
B : fibre phosphate n=7,1 10^{26} m^{-3}
C : fibre silice n=2,55 10^{25} m^{-3}
D : fibre silice n=1,2 10^{26} m^{-3}
E : fibre silice co-dopée Aluminium n=2,5 10^{26} m^{-3}

Figure 21 : Photo-noircissement dans les matrices silice, aluminosilicate et phosphosilicate. Les matrices phosphosilicates sont insensibles au photo-noircissement [LEE 08]

Plusieurs points sont à noter:

Le co-dopage Aluminium induit la création d'agrégats d'ions Yb et favorise les échanges énergétiques entres sites et donc le phénomène de photo-noircissement.

Une matrice phosphosilicate permet une grande solubilité des ions Ytterbium. Il est ainsi possible d'éviter le photo-noircissement pour des densités de dopants 100 fois supérieures à celles permises dans des matrices aluminosilicates. C'est la matrice « idéale » pour les applications laser nécessitant une forte inversion (cas des transitions 3 niveaux à 976 nm dans l'Ytterbium).

Le phénomène de dégradation se décompose en une composante rapide et une lente. La première est responsable de plus de 90% de l'amplitude du phénomène et prend effet pendant les 100 premières minutes. La composante lente, elle, prend plusieurs dizaines d'heures et est responsable de moins de 10% des pertes d'efficacité. Dans ces cas, il est nécessaire de faire vieillir la fibre une centaine d'heures afin de ne plus avoir à supporter qu'une faible dégradation par la suite. C'est le cas des fibres à préformes dites "low photodarkening".

L'adjonction d'ions Cérium n'est pas traitée dans ce manuscrit mais elle permet elle aussi de limiter l'apparition des centres colorés. [ENG 09]

Le phénomène de photo-noircissement a également été mis en évidence sous radiations par [DES 12 ; DES 13]. Dans ce domaine, la résistance à la dégradation a été mise en évidence pour une proportion bien précise entre les co-dopants phosphate et aluminium. Un brevet a été déposé mais les résultats de ces travaux n'ont pas été vérifiés en opération laser.

3. Limitation de la puissance de pompe couplée dans la fibre dopée

La puissance générée par un laser à fibre est proportionnelle à la puissance de pompe couplée dans le cœur (cas du pompage cœur) ou dans la gaine de pompe (cas des fibres dopées double gaine). Pour parvenir à coupler efficacement la puissance de pompe issue d'une source laser (diode de pompe), il faut que la brillance de la source de pompe soit supérieure ou égale à la brillance du guide de pompe.

La brillance d'une source laser est définie par :

$$B = \frac{P[\mathrm{W}]}{S[\mathrm{m}^2] \cdot \Omega[\mathrm{sr}]}$$

- Dans le cas du pompage cœur, la source laser est monomode et son paramètre M^2 vaut 1.

L'angle solide Ω est alors définit par:

$\Omega = \frac{S}{R^2}$ et $d^2S = R^2 sin\theta d\theta d\varphi = R^2 d^2\Omega$

Soit $\Omega = \int_0^{\theta_d}\int_0^{2\pi} sin\theta d\theta d\varphi \approx \int_0^{\theta_d}\int_0^{2\pi} \theta d\theta d\varphi = \pi\theta_d^2$

Or $\theta_d = \frac{\lambda}{\pi w_0}$ et $S = \pi w_0^2$

On en tire que :

$$B_{(0)} = \frac{P}{\lambda^2} = \frac{1}{\pi^2}\frac{P}{Q^2}$$

Avec $Q = w_0\theta_d$ le BPP (Beam Parameters Product).

- Dans le cas du pompage double gaine, la source laser de pompe est multimode (M^2>1) et peut être caractérisée par une ellipticité telle que $w_{0x} \neq w_{0y}$.

Nous sommes alors dans la situation où $M_x^2 \neq M_y^2$ mais $M_x^2 \approx M_y^2 \approx M^2$

Dans ce cas, l'angle solide est défini comme suit :

$\Omega = \pi\theta_{dx}\theta_{dy}$

Or $\theta_{dx} = M_x^2 \cdot \frac{\lambda}{\pi w_{0x}}$, $\theta_y = M_y^2 \cdot \frac{\lambda}{\pi w_{0y}}$ et $S = \pi w_{0x} w_{0y}$

On en tire que :

$$B = \frac{1}{M_x^2}\frac{1}{M_y^2}\frac{P}{\lambda^2} = \frac{B_{(0)}}{M_x^2 M_y^2} \approx \frac{B_{(0)}}{M^4}$$

L'expression de la brillance fait apparaitre que la dégradation du M² induit une dégradation très rapide de la brillance. (Exemple : $M^2 = 1{,}2 \rightarrow 70\ \%$ de $B_{(0)}$)

4. Energie extractible

Une fibre optique dopée représente un réservoir d'énergie dès lors qu'une inversion de population est obtenue par pompage optique. L'énergie extractible d'une fibre correspond à l'énergie qu'elle peut restituer au faisceau laser au travers de son amplification par émission stimulée. L'énergie extractible E_{ext} correspond donc naturellement à l'énergie disponible pour l'amplification de l'onde émise. En d'autres termes, il s'agit de l'énergie stockée E_{stock} dans la fibre (via la pompe) qui est en excès vis à vis de l'énergie de transparence E_{transp} à la longueur d'onde d'émission.

$$E_{ext} = E_{stock} - E_{transp}$$

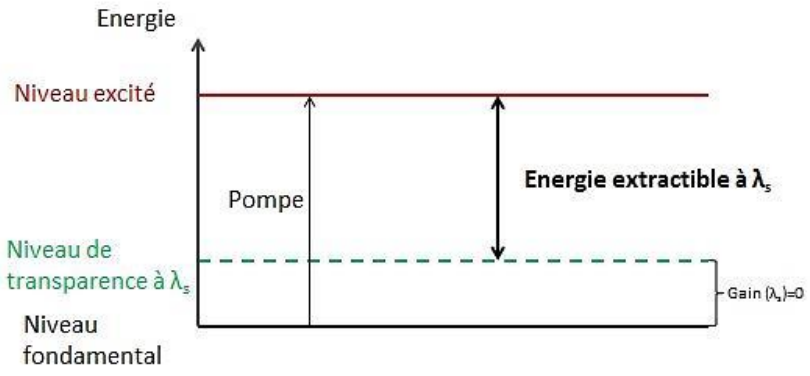


Figure 22 : Schéma de bandes d'énergie et énergie extractible

Ainsi, l'énergie extractible dépend du niveau de pompage. Elle est nulle tant que le niveau de pompage ne permet pas d'atteindre la transparence sur la totalité de la fibre à la longueur d'onde d'émission. Au-delà de ce seuil de transparence, elle augmente avec la pompe jusqu'à ce que l'absorption de la pompe sature.

5. Accordabilité

L'accordabilité d'un amplificateur à fibre correspond à sa faculté à restituer l'énergie qui lui est fournie par la pompe, sous la forme d'une émission laser dont la longueur d'onde peut être choisie sur une plage de longueurs d'ondes plus ou moins grande. Cette plage de longueur d'ondes est appelée plage d'accordabilité de la source et lui est propre. Il est donc nécessaire de mettre en œuvre plusieurs milieux à gain dopés avec des ions différents pour couvrir le spectre infrarouge. En effet, l'accordabilité d'une fibre amplificatrice dopée avec des ions terres rares dépend des sections efficaces de ces ions dont le rapport fixe le gain potentiellement accessible à chaque longueur d'onde.

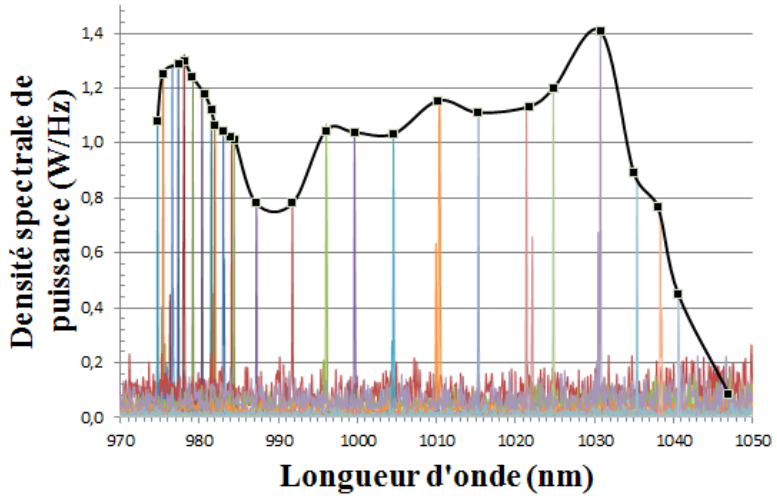


Figure 23 : Accordabilité d'une fibre Phosphate gen 2 en cavité laser accordable grâce à un réseau 1200 traits en réflexion.

Il est à noter que le gain est nul aux alentours de la longueur d'onde de basculement (990 nm) entre le fonctionnement 3 niveaux à 976 nm et le fonctionnement quatre niveaux autour de 1030 nm. A cette longueur d'onde instable, l'inversion de population bascule brutalement de plus de 50% à moins de 10%.

B. Effets non linéaires dans les lasers à fibre [AGR 89]

Les fibres sont caractérisées par leur aptitude à confiner l'onde laser et les ions actifs (Yb, Er, Tm, Nd...) sur de grandes longueurs tout en garantissant une inversion suffisante sur cette longueur. C'est cette grande longueur d'interaction qui leur confère leur grand intérêt et leur capacité à délivrer des énergies considérables (quelques 10 millijoules) et des puissances atteignant le kilowatt. Le pendant de cette propriété est que l'intensité laser y est élevée et que la longueur d'interaction entre le rayonnement laser et la matrice silicate est grande. Ceci a pour incidence de favoriser l'apparition d'effets non linéaires. Ces effets non linéaires peuvent être

de type élastique ou inélastique. Dans le premier cas, ils correspondent alors à des échanges énergétiques entre l'onde laser et la matrice (diffusion Brillouin stimulée, diffusion Raman stimulée). Dans le second cas, l'émission laser est modifiée sans échange énergétique avec la matrice (auto-modulation de phase, modulation de phase croisée, mélange à 4 ondes, absorption multiphotonique).

1. Diffusion Brillouin stimulée

La diffusion Brillouin est un effet non linéaire très néfaste aux lasers à fibre car elle limite la puissance de sortie et peut provoquer la destruction des éléments actifs non protégés des réflexions tels que les diodes lasers. Elle se manifeste par la génération d'une onde diffusée rétrograde. Cette onde résulte de la diffusion de l'onde laser se propageant dans la fibre avec le réseau d'indice non linéaire généré par la propagation d'une onde acoustique le long de la fibre. Cette onde acoustique générée par l'onde laser elle-même (électrostriction) modifie l'indice de la matrice silicate de la fibre par compression de la matrice dans ses nœuds et par dilatation de la matrice dans ses ventres tout au long de sa propagation. Le phénomène de diffusion induit un couplage entre l'énergie de l'onde laser se propageant dans la fibre et l'onde acoustique. La diffusion Brillouin est une diffusion inélastique, c'est à dire que le photon diffusé est caractérisé par une fréquence différente de celle du photon incident. Lorsque la fréquence du photon diffusé est inférieure à celle du photon incident, on parle d'onde Stokes et dans ce cas, la différence d'énergie entre le photon incident et le photon diffusé correspond à l'énergie transmise de l'onde lumineuse incidente à l'onde acoustique (voir figure 24) Lorsque la fréquence du photon diffusé est supérieure à la fréquence de l'onde incidente, on parle d'onde anti-Stokes et le transfert d'énergie se fait alors de l'onde acoustique vers l'onde signal.

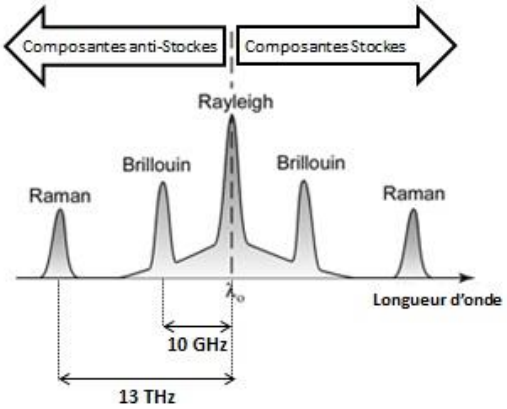


Figure 24 : Spectre des diffusions Brillouin et Raman (Agrawal).

Dans les deux cas, la différence de fréquence entre l'onde incidente et l'onde diffusée résulte de l'effet Doppler induit par la propagation du réseau d'indice accompagnant la propagation de l'onde acoustique. La vitesse de propagation de l'onde acoustique dans la silice est de 5,96 km.s^{-1}. Le décalage fréquentiel résultant entre l'onde incidente et l'onde rétrodiffusée dans une fibre en silice est de l'ordre de 10 GHz et la largeur de la raie est inférieure à 100 MHz. Un seuil d'apparition caractérise l'effet Brillouin. Ce seuil I_{P_th} de l'intensité de l'onde signal (appelée onde de pompe dans le cas des lasers basés sur la diffusion Brillouin) est défini par la relation:

$$I_{P_{th}} = 21 \times \frac{\alpha}{g_{(B)}}$$

Où α est l'absorption linéique de la fibre à la longueur d'onde de l'onde incidente

$g_{(B)}$= 5.10^{-11} m.W^{-1} est le gain Brillouin. [Agrawal]

En pratique, la diffusion Brillouin impose une limite physique à la montée en puissance des lasers à fibre pour une fibre amplificatrice donnée. Les systèmes monolithiques sont très sensibles à cet effet car le faisceau laser est confiné sur de grandes longueurs de fibres. La diffusion Brillouin peut entrainer des instabilités des systèmes laser et ainsi dégrader leur figure de bruit d'intensité mais elle peut aller jusqu'à entrainer la détérioration du système.

2. Diffusion Raman

La diffusion Raman est un effet non linéaire dont les mécanismes sont très proches de la diffusion Brillouin mis à part qu'elle s'exprime dans toutes les directions contrairement à la diffusion Brillouin qui ne se manifeste que par une onde unidirectionnelle rétrograde. La diffusion Raman ne se fait pas en interaction avec une onde acoustique mais avec la vibration de la matrice induite par les transitions électroniques. De la même façon que dans le cas de l'onde acoustique, l'effet doppler induit un décalage fréquentiel positif (Stokes) ou négatif (anti-Stokes) entre l'onde diffusée et l'onde incidente. Ce décalage fréquentiel traduit là aussi un transfert d'énergie de l'onde lumineuse incidente (faisceau laser dans la fibre) vers les modes de vibration de la matrice silice dans le cas d'une onde Stockes et d'un transfert de l'onde vibratoire vers l'onde lumineuse incidente dans le cas d'une onde anti Stokes.

L'écart fréquentiel dans le cas d'une fibre en silice est de l'ordre de 13 THz (voir figure 24). L'échange d'énergie entre la matrice et l'onde diffusée par effet Raman met en jeux un niveau d'énergie plus important que dans le cas d'une diffusion Brillouin et la diffusion Raman est donc moins probable que la diffusion Brillouin.

$$I_{P_{th}} = 16 \times \frac{\alpha}{g_{(R)}}$$

Où α est l'absorption linéique de la fibre à la longueur d'onde de l'onde incidente

$g_{(R)}$= 6.1011 m.W-1 à 1,5 µm est le gain Raman. Gain Raman à 976 nm ?

Les effets de la diffusion Raman peuvent être volontairement exaltés afin de réaliser des sources laser basées sur le gain Raman et permettant d'atteindre des longueurs d'ondes inédites mais dans la majorité des cas, l'effet Raman est utilisé pour réaliser des capteurs à fibres optique ou pour la spectroscopie.

3. Auto-modulation de phase

L'auto-modulation de phase est un effet non linéaire très problématique dans le cas de la propagation d'impulsions temporellement brèves (ΔT_{FWHM} < 1ps) au travers du guide d'onde qu'est la fibre optique. Elle résulte des interactions entre l'onde lumineuse et la matrice en silice. L'indice non linéaire de la matrice en silice est modifié par l'intensité du champ électrique de l'impulsion lors de son passage comme le décrit l'équation :

$$n(I(r,t)) = n_0 + n_2 \ .I(r,t)$$

Où n_0 est l'indice de réfraction linéaire

et n_2 est l'indice non linéaire

et $I(r,t)$ l'intensité du faisceau laser

Au cours de la propagation de l'onde dans la fibre, l'indice varie avec le passage de l'impulsion de la valeur n_0 puis *augmente* (seulement si n2 positif) pendant la durée de la moitié de l'impulsion puis diminue à nouveau au cours de la deuxième moitié de l'impulsion:

$$\frac{\partial n(I)}{\partial t} = n_2 \times \frac{\partial I}{\partial t}$$

La phase instantanée de l'impulsion $\varphi(t)$:

$$\varphi(t) = (n + n_2 I(t))k_0 L$$

où $\varphi(t)$ est la phase instantanée

$k_0 = {}^{\omega}/_{c} = {}^{2\pi}/_{\lambda}$

λ la longueur d'onde de l'onde incidente

L la longueur de la fibre

La phase non linéaire est alors modifiée :

$$\varphi_{NL}(t) = n_2 k_0 L I(t)$$

Cette variation de la phase se traduit par un élargissement spectral et des cannelures de l'impulsion qui est la dérivée de la phase non linéaire. Le profil spectral d'une impulsion

gaussienne est dégradé par la SPM au fil de l'accumulation de phase non linéaire induite par la puissance crête.

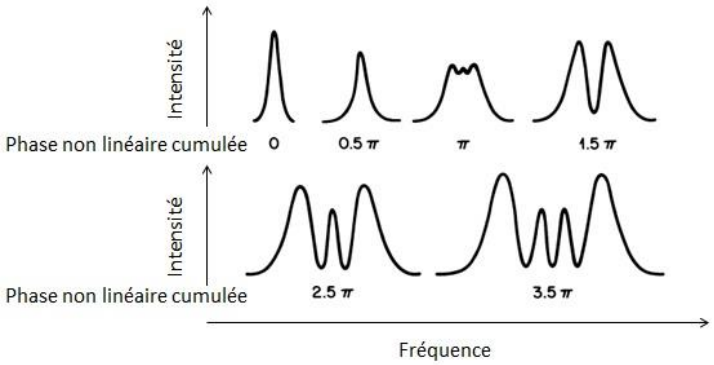


Figure 25 : Modulations et élargissement spectral induit par l'automodulation de phase (Agrawal)

Les variations spectrales provoquent également un élargissement ou une contraction de la durée de l'impulsion sous l'influence de la dispersion. Si la dispersion est positive, la largeur de l'impulsion augmente alors que si la dispersion est négative, L'impulsion se contracte temporellement.

Si dans la majorité des cas, l'apparition de l'auto-modulation de phase limite la possibilité de propager des impulsions courtes (sub-picoseconde) et très énergétiques, ce phénomène peut être utilisé pour étirer des impulsions dans l'optique de les recomprimer après amplification pour la génération d'impulsions femtosecondes. Cependant cette méthode ne permet pas d'obtenir une efficacité de compression élevée du fait des fortes distorsions induites dans le spectre.

4. Modulation de phase croisée

Lorsque deux impulsions se propagent avec un déphasage inférieur à π, si la première impulsion est assez intense pour modifier l'indice de réfraction du milieu de propagation par électrostriction, la seconde subit cette modification d'indice. Il en résulte une modification de sa vitesse de propagation. Une impulsion (1), le déphasage non-linéaire induit par une deuxième impulsion d'intensité I_2 s'exprime :

$$\Delta\phi_{XPM}^{(1)}(t) = \frac{4\pi n_2}{\lambda_0}.LI_2(t)$$

Bien que l'indice non linéaire de la silice soit inférieur de deux ordres de grandeur à la plupart des matériaux non linéaires, la propagation d'impulsions temporellement courtes et de forte intensité sur des longueurs de plusieurs mètres s'ensuit d'une accumulation non négligeable.

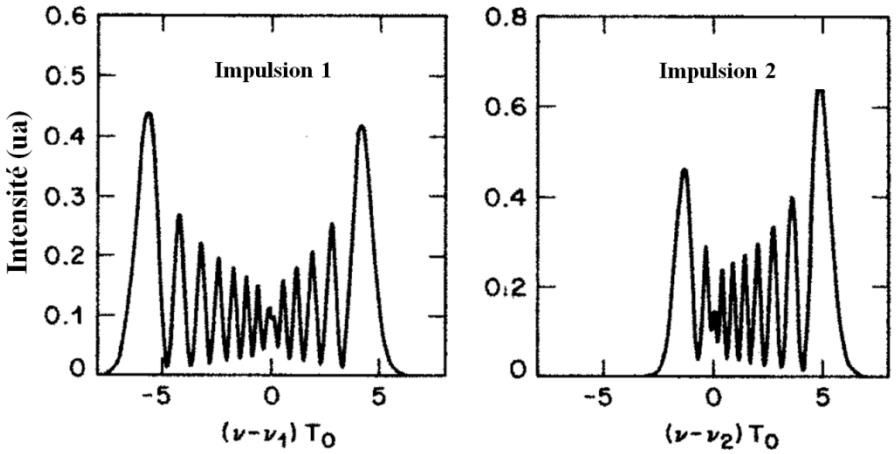


Figure 26 : Modification du profil d'impulsion par modulation de phase croisée (Agrawal)

Le couplage par l'indice des deux ondes a pour effet d'induire un jitter en amplitude et temporel (modification du profil du pulse (chirp)).

5. Absorption multiphotonique

L'absorption à deux photons consiste en l'absorption simultanée de deux photons par le même ion dopant (ytterbium). L'ion se trouve alors dans un état excité correspondant au niveau énergétique égal à la somme des énergies des deux photons. La probabilité d'occurrence de ce phénomène non linéaire est fonction de l'intensité laser (I). On peut définir un coefficient d'absorption non linéaire (α_{NL}) :

$$\alpha_{NL} = \beta . I$$

La puissance absorbée est donc proportionnelle à l'intensité laser. La puissance laser absorbée est donc proportionnelle au carré de la puissance laser.

6. Mélange à 4 ondes

Le mélange à 4 ondes est un processus non linéaire du troisième ordre (χ^3) qui lorsque deux ondes de fréquence ν_{p1} et ν_{p2} se propagent dans un milieu non linéaire (fibre optique). Leur propagation simultanée conduit à une modulation de l'indice non linéaire à la fréquence différence. Il s'ensuit la création de deux nouvelles fréquences :

$$\nu_s = \nu_{p1} - (\nu_{p2} - \nu_{p1}) = 2\nu_{p1} - \nu_{p2}$$

$$\nu_i = \nu_{p2} + (\nu_{p2} - \nu_{p1}) = 2\nu_{p2} - \nu_{p1}$$

Où ν_s est la fréquence du signal et ν_i est la fréquence de l'idler selon les conventions de l'amplification paramétrique.

En effet, si une onde à la fréquence ν_s est injectée dans la fibre simultanément aux ondes de pompe, ce signal peut être amplifié par effet paramétrique.

Bien souvent, lorsque cette amplification est recherchée, on se place dans le cas du mélange à 4 ondes dégénéré où $\nu_{p1} = \nu_{p2}$. Cette configuration correspond à un cas particulier de celui décrit précédemment appelé mélange à 4 ondes non dégénéré.

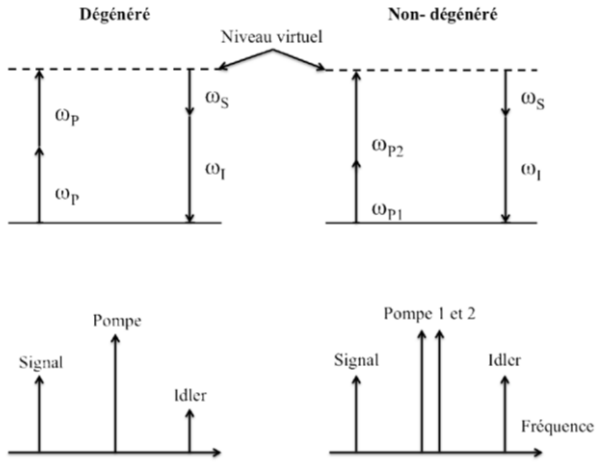


Figure 27 : Représentation schématique du processus de mélange à 4 ondes dégénéré et non dégénéré. Représentation énergétique (haut) et fréquentielle (bas)

IV. Conversion de fréquence des lasers à fibre

La conversion de fréquence des lasers à fibre émettant dans l'IR est obtenue en mettant à profit les effets non linéaires de certains matériaux.

A. Origines des effets non linéaires

Tout matériau diélectrique est caractérisé par sa susceptibilité électrique. Lorsqu'ils sont soumis à une forte intensité lumineuse le champ électrique de l'onde laser est suffisamment important pour que les matériaux diélectriques transparents voient apparaitre un état de polarisation $\vec{P}$ qui varie non linéairement avec l'amplitude du champ électrique $\vec{E}$ de l'onde lumineuse. (voir figure 28)

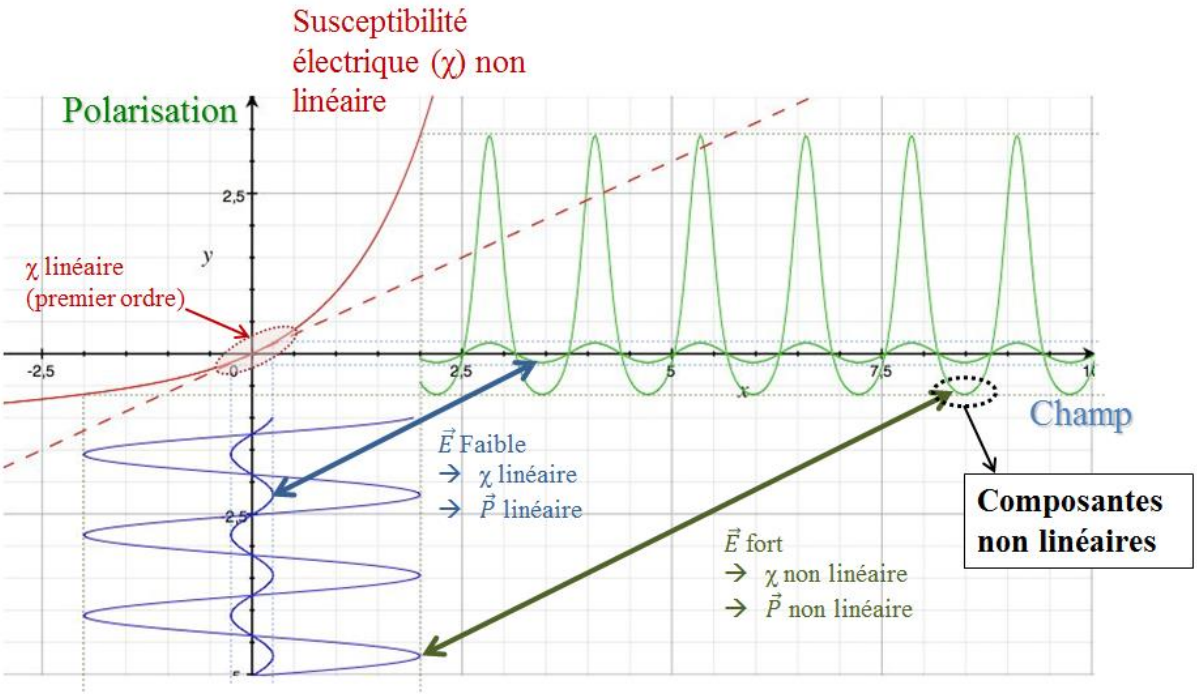


Figure 28 : Influence de la susceptibilité électrique non linéaire et génération d'harmoniques

Dans le cas où l'amplitude du champ électrique $\vec{E}$ est modérée, l'état de polarisation du matériau évolue linéairement (au premier ordre) avec l'intensité du champ électrique. Dans le cas d'un champ électrique intense (faisceau laser), la polarisation générée $\vec{P}$ comprend des composantes non linéaires induites par la non linéarité de la susceptibilité électrique. L'amplitude du champ $\vec{E}$ pouvant être importante, il est d'usage de développer $\vec{P}$ sous la forme d'une série perturbative :

$$\boldsymbol{P = \varepsilon_0\left[\chi^{(1)}.E + \chi^{(2)}.E^2 + \chi^{(3)}.E^3 + \ldots\right]}$$

Le premier terme:

$$\boldsymbol{\vec{P}^{(1)}(\omega) = \varepsilon_0\chi^{(1)}(\omega).\vec{E}(\omega)}$$

correspond aux effets linéaires tels que l'absorption et la dispersion.

Le second terme :

$$\boldsymbol{\vec{P}^{(2)}(\omega_1 \pm \omega_2) = \varepsilon_0\chi^{(2)}(\omega_1, \omega_2).\vec{E}(\omega_1).\vec{E}(\omega_2)}$$

correspond aux effets non linéaires de second ordre tels que la génération de second harmonique, la génération de troisième harmonique par somme et différence de fréquence ainsi que la génération et l'amplification paramétrique. Parmi eux, la génération de second

harmonique et la somme de fréquence vont particulièrement nous intéresser pour parvenir à générer une émission dans le visible (partie 3 et 4) puis dans le domaine ultraviolet (partie 4).
Le troisième terme

$$\vec{P}^{(3)}(\omega_1 \pm \omega_2 \pm \omega_3) = \varepsilon_0 \chi^{(3)}(\omega_1, \omega_2, \omega_3).\vec{E}(\omega_1).\vec{E}(\omega_2).\vec{E}(\omega_3)$$

correspond au mélange à quatre ondes utilisé pour la génération de longueurs d'onde particulières [ROY 14] et la réalisation de supercontinua [GHO 11].
Dans cette partie, nous nous focaliserons sur le phénomène de génération de seconde harmonique (SHG) pour le doublement en fréquence vers 488 nm de la source à 976 nm.

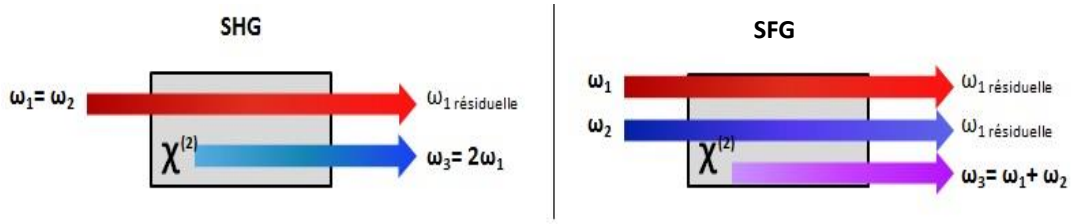


Figure 29 : Processus de génération de second harmonique (SHG) et génération de somme de fréquence (SFG)

B. Limitation des effets non linéaires dans les matériaux transparents et longueur de cohérence

Dans tous les milieux transparents, la longueur minimale d'interaction pour laquelle l'onde fondamentale et de second harmonique sont en phase est appelée longueur de cohérence et est définie par :

$$l_c = \frac{\lambda}{4 \times (n_\omega - n_{2\omega})}$$

où λ est la longueur d'onde de l'onde fondamentale et n_ω et $n_{2\omega}$ sont les indices de réfraction du matériau considérés à la longueur d'onde fondamentale et à la seconde harmonique respectivement. Au-delà de la longueur de cohérence, l'énergie qui avait été transférée à l'onde harmonique est restituée à l'onde fondamentale. En dehors de la situation d'accord de phase, la longueur de cohérence n'excède pas 10µm.
Dans le cas de conversion de fréquence d'un faisceau laser impulsionnel, la différence de vitesse de groupe de l'onde visible et de l'onde IR conduit au déphasage de ces deux ondes et donc à la réduction du recouvrement temporel des deux impulsions (IR et visible) au-delà de la longueur de cohérence. Ceci conduit à la réduction de l'efficacité du processus de conversion

non linéaire. Ce phénomène est d'autant plus délétère que l'impulsion est courte et que le cristal est long. Ainsi la longueur des cristaux non linéaire en régime femtoseconde n'excède pas quelques millimètres.

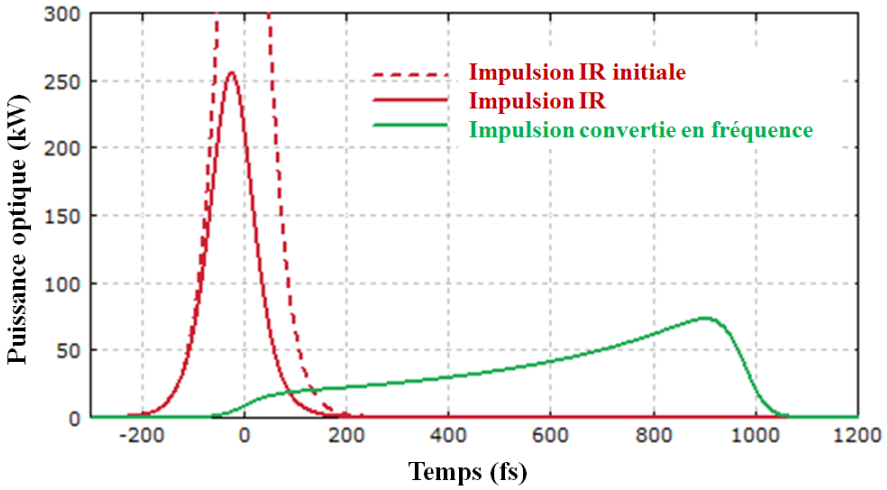


Figure 30 : Walk off temporel (RP Photonics)

Dans le cas d'impulsions courtes (fs) Le walk off temporel peut conduire à l'étalement temporel du profil de l'impulsion à la longueur d'onde harmonique.

Du fait de la dispersion, les matériaux isotropes noncentrosymétrique ne permettent donc pas d'obtenir un transfert efficace de l'énergie de l'onde fondamentale vers l'onde générée car la longueur d'interaction est limitée à la longueur de cohérence.

Pour augmenter cette longueur d'interaction et donc le rendement de conversion, il faut soit choisir des matériaux non linéaires anisotropes caractérisés par une différence d'indice appelée biréfringence qui se traduit en particuliers par une valeur de l'indice qui varie selon la direction de propagation du vecteur d'onde dans le cristal. Une autre alternative est d'utiliser le quasi-accord de phase qui consiste à retourner périodiquement le signe de la susceptibilité non linéaire du cristal toutes les longueurs de cohérence de sorte que seuls les transferts d'énergie de l'onde fondamentale vers l'onde harmonique soient efficaces.

C. Condition d'accord de phase

1. Accord de phase dans les cristaux biréfringents

Les cristaux (anisotropes) présentent une différence de densité atomique et donc d'indice de réfraction selon leurs orientations. Ils sont dits biréfringents.

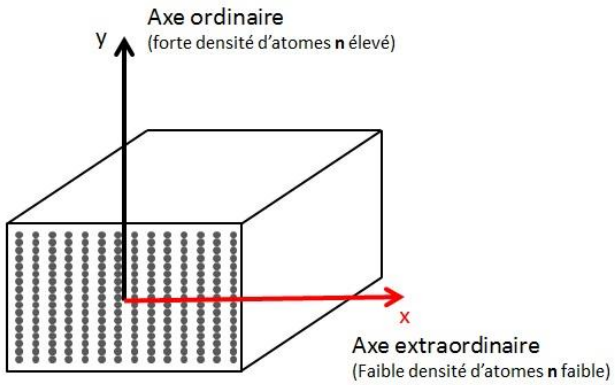


Figure 31 : Différence de densité atomique et donc d'indice optique selon les axes ordinaires et extraordinaires de propagation.

On peut montrer que deux états de polarisation perpendiculaires peuvent se propager dans un tel matériau, l'un selon l'axe ordinaire, l'autre selon l'axe extraordinaire. Chacune des polarisations voit alors un indice différent pendant leur propagation dans le cristal. Si l'onde fondamentale se propage selon l'axe ordinaire et l'onde harmonique se propage selon l'axe extraordinaire, leur différence de vitesse de propagation peut être compensée par la différence d'indice.

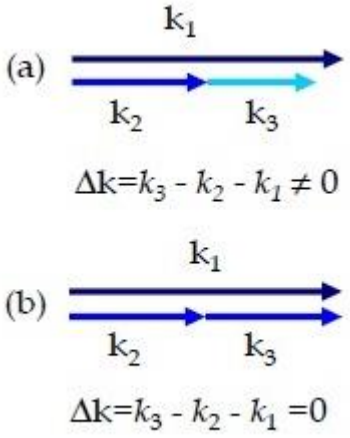


Figure 32 : Représentation vectorielle de la situation hors accord de phase (a) et de la situation à l'accord de phase (b). Dans le cas de la génération de second harmonique, k_1 est le vecteur associé à l'onde fondamentale et k_2 et k_3 à l'onde harmonique.

Ainsi, les deux ondes se propagent à la même vitesse de phase (mais pas de groupe) tout au long du cristal et restent en phase (accord de phase) malgré leur différence de longueur d'onde. L'accord de phase a donc pour conséquence d'augmenter significativement leur longueur d'interaction et donc la puissance harmonique générée.

Lorsque la condition d'accord de phase est obtenue, la puissance générée suit une loi de croissance quadratique dans le cas de la génération de second harmonique et une loi cubique lors de la génération de troisième harmonique.

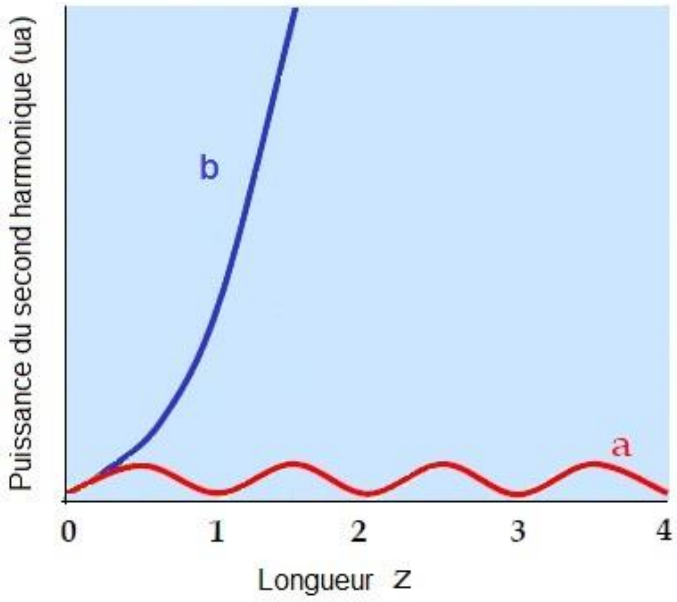


Figure 33 : Hors accord de phase (a), la puissance générée est maximale sur une longueur de cohérence puis elle diminue par interférences destructives et ainsi de suite. Lorsque l'accord de phase est vérifié (b), la puissance croit quadratiquement dans le cas de la génération de second harmonique

En pratique, la longueur des cristaux biréfringents pour la conversion de fréquence est limitée par le phénomène de walk-off spatial.

Par exemple, dans le cas d'un accord de phase de type 1, l'onde fondamentale se propage selon l'axe ordinaire alors que l'onde harmonique se propage selon l'axe extraordinaire. Comme les deux ondes voient un indice de réfraction différent, le phénomène de réfraction induit un angle de walk-off ρ entre les axes de propagation des vecteurs de Poynting des deux ondes. Cet angle limite la longueur de recouvrement (longueur d'interaction) entre les ondes et détériore la qualité spatiale du faisceau.

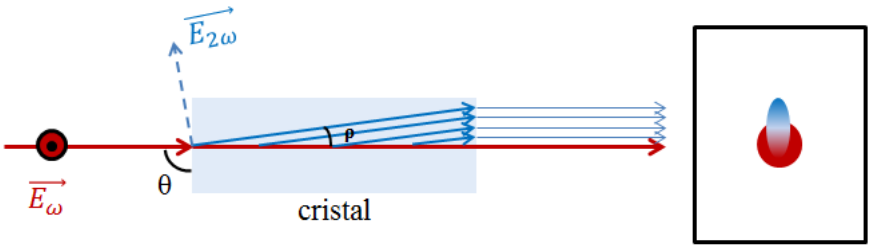


Figure 34 : Phénomène de double réfraction (walk off) dans les cristaux biréfringents.

Dans le cas d'un cristal uniaxe, ρ s'exprime :

$$\tan\rho = \frac{n_{2\omega}^2}{2}.\sin(2\theta).\left(\frac{1}{n_{2\omega}^2} - \frac{1}{n_{\omega}^2}\right)$$

Où θ est l'angle de propagation du vecteur d'onde du faisceau fondamental par rapport à l'axe optique

Dans un cas extrême lié à une forte focalisation ou à un cristal très long, les deux faisceaux, fondamental et harmonique, peuvent, à cause du walk-off, être spatialement séparés à l'issue de la propagation dans le cristal.

2. Quasi accord de phase dans les cristaux à alternance de polarisation

Dans le cas des cristaux à alternance de polarisation, le signe de la polarisation du cristal ferroélectrique est inversé (déphasage de π) toutes les longueurs de cohérence de sorte que le transfert d'énergie se fasse toujours de l'onde fondamentale vers l'onde harmonique.

Pour ce faire, la polarisation du cristal porté à haute température est régulièrement retournée sous l'effet d'un champ électrique intense (10 à 20 kV). On obtient ainsi une structure périodique de période ʌ définie par :

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2(n_{2\omega} - n_{\omega})} = 2 \times l_c$$

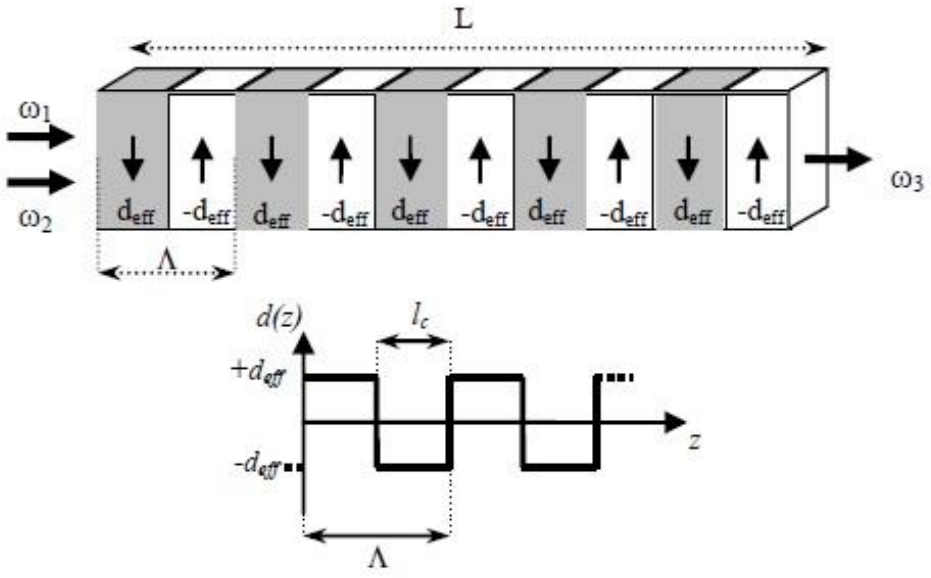


Figure 35 : Un cristal à alternance de polarisation est composé d'une succession de domaines aux moments dipolaires inversés.

Cette technique ne permet pas d'obtenir l'accord de phase exact tout au long du cristal mais permet d'en rester suffisamment proche pour que les interférences restent constructives. Ainsi, dans le cristal PPxx (xx=LN pour le LiNbO3, sLT pour le LiTaO3 stœchiométrique, KTP etc) :

$$\Delta k \neq 0$$

$$\Delta k = k_3 - k_2 - k_1 - G = 0$$

Où $G = \frac{2\pi}{\Lambda} = \frac{4\pi(n_{2\omega} - n_{\omega})}{\lambda}$ est un paramètre libre permettant le design de la structure du cristal à la longueur d'onde souhaitée, pourvue que celle-ci soit comprise dans la fenêtre de transparence du cristal. La condition de quasi accord de phase peut se traduire vectoriellement par :

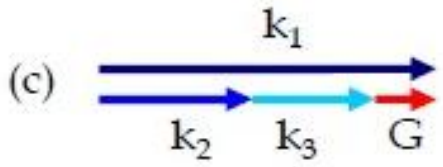


Figure 36 : Représentation vectorielle de la condition de quasi accord de phase (QPM)

Dans ces conditions, la puissance de second harmonique croit de façon monotone (au premier ordre) avec la puissance fondamentale.

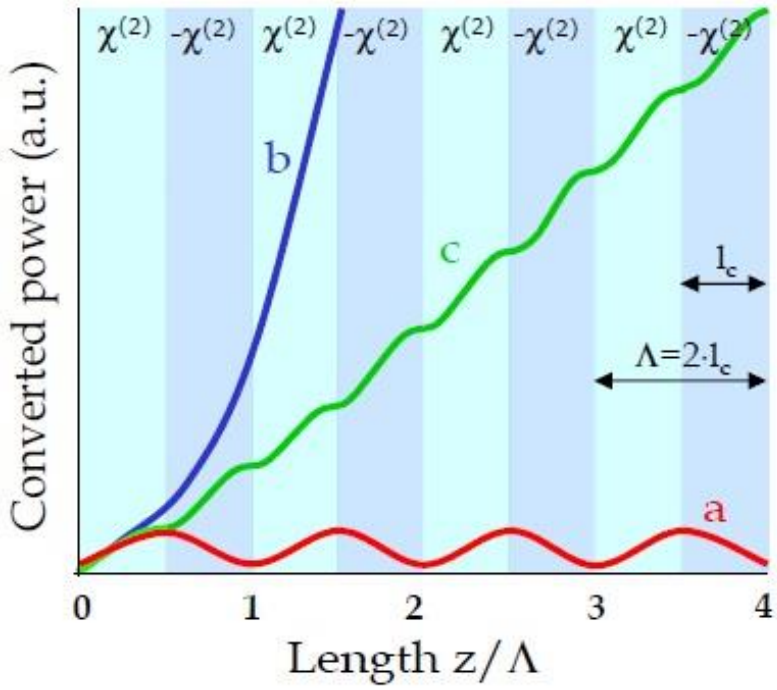


Figure 37 : La puissance générée croit de façon monotone avec la puissance fondamentale.

Il n'est donc pas possible de bénéficier du maximum du coefficient non linéaire du matériau. Le coefficient non linéaire des cristaux à alternance de polarisation est en réalité défini par:

$$d_{eff} = \frac{2}{\pi} \times d_{matériau}$$

où $d_{matériau}$ est le coefficient non linéaire du matériau selon la direction de propagation, le préfacteur correspondant au poids du premier terme de la série de Fourier d'un pas carré.

Les matériaux ferro-électriques entrant dans l'élaboration de ces cristaux possèdent un indice de réfraction élevé (2,2 pour le PPsLT et le PPLN). Ceci implique de fortes réflexions de Fresnel (14 %) aux interfaces d'entrée et de sortie. Pour y pallier, il est indispensable de réaliser un double traitement anti reflet des faces, à la fois à la longueur d'onde fondamentale mais aussi à la longueur d'onde générée.

Cette technologie permet de travailler dans l'axe du cristal selon lequel le coefficient non linéaire est maximum. En effet, la direction de propagation n'est pas fixée par les axes ordinaire et extraordinaire correspondant à la compensation des vitesses de groupe (cas des cristaux biréfringents). La plage des longueurs d'onde adressable par cette technique n'est donc limitée que par la transparence du cristal (et la différence de vitesse de groupe). De plus, l'onde est générée selon l'axe de propagation et ne souffre pas de "walk-off" spatial qui se retrouve compensé à chaque alternance. Il est donc possible d'utiliser des cristaux de grande longueur sans détériorer le profil spatial du faisceau généré.

Du fait du procédé de fabrication, l'épaisseur des cristaux ne peut excéder quelques centaines de microns. Au-delà, le champ électrique de retournement de la polarisation vu par le matériau n'est pas suffisant et le procédé d'inversion des domaines se dégrade (parois des domaines non abruptes) voire ne fonctionne pas. Ceci limite fortement l'ouverture de la face d'entrée et de sortie du cristal et par voie de conséquence la taille maximale du col de faisceau. Ceci est d'autant plus limitant que le cristal est long.

D. Acceptance des cristaux nonlinéaires

L'accord de phase dépend de la température du cristal de l'angle d'incidence du faisceau de l'onde fondamentale ainsi que de sa fréquence.

$$\Delta k(T, \theta, \nu) = \frac{\partial(\Delta k)}{\partial T}\Delta T + \frac{\partial(\Delta k)}{\partial \theta}\Delta\theta + \frac{\partial(\Delta k)}{\partial \nu}\Delta\nu$$

Nous avons vu que l'accord de phase dans les cristaux biréfringents est trouvé en optimisant l'angle d'incidence (θ) du faisceau de pompe (onde fondamentale). Par contre, la réalisation de

la condition d'accord de phase dans les cristaux à alternance de polarisation est obtenue en modifiant leur température (T). La formule montre que dans tous les cas, l'accord de phase n'est obtenu que pour une certaine gamme de fréquence (Acceptance fréquentielle ($\Delta\nu$) ou spectrale), une certaine plage de température (acceptance thermique) et un certain cône angulaire (acceptance angulaire). Ces grandeurs sont définies comme suit.

1. Acceptance dans les cristaux biréfringents

L'acceptance thermique des cristaux biréfringents est très étendue, elle ne présente généralement pas un facteur limitant et ne sera donc pas explicitée ici.

a) Acceptance angulaire

Dans le cas des cristaux biréfringents, l'acceptance angulaire $\Delta\theta$ est donnée par :

$$\Delta\theta = \frac{0{,}886.\, c.\, \pi}{\omega.\, L} . \frac{1}{\tan\theta} . \frac{1}{n_e(2\omega,\theta)} \left[\frac{\left(1 + \left(\frac{n_o(2\omega)}{n_e(2\omega)}\right)^2 . \tan^2(\theta)\right)}{\left|1 - \left(\frac{n_o(2\omega)}{n_e(2\omega)}\right)^2\right|} \right]$$

b) Acceptance fréquentielle

Dans le cas des cristaux biréfringents, l'acceptance fréquentielle $\Delta\nu$ est donnée par :

$$\Delta\nu = \frac{0{,}886.\, c.\, \pi}{2\omega.\, L} . \left| \frac{\partial(n_e(2\omega,\theta)}{\partial(\omega)} - \frac{\partial(n_o(\omega))}{\partial(\omega)} \right|^{-1}$$

2. Acceptance dans les cristaux à alternance de polarisation

L'acceptance angulaire des cristaux biréfringents est très étendue, elle ne présente généralement pas un facteur limitant et ne sera donc pas explicitée ici.

a) Acceptance thermique

Dans le cas des cristaux à alternance de polarisation, l'acceptance en température ΔT est donnée par :

$$\Delta T = \frac{0{,}4429.\, \lambda_\omega}{L} . \left| \frac{\partial n_{2\omega}}{\partial T} - \frac{\partial n_\omega}{\partial T} - \beta(n_{2\omega} - n_\omega) \right|^{-1}$$

β le coefficient d'expansion thermique du cristal.

b) Acceptance spectrale et fréquentielle

Dans le cas des cristaux à alternance de polarisation, l'acceptance spectrale $\Delta\lambda$ est donnée par :

$$\Delta\lambda = \frac{0{,}4429.\lambda_\omega}{L}.\left|\frac{n_{2\omega}-n_\omega}{\lambda_\omega}+\frac{\partial n_\omega}{\partial\lambda}-\frac{1}{2}.\frac{\partial n_{2\omega}}{\partial\lambda}\right|^{-1}$$

L'acceptance spectrale $\Delta\nu$ dans ce cas est inversement proportionnelle à la racine carré de la longueur de cristal. Ceci traduit une acceptance bien plus large que dans le cas des cristaux biréfringents

$$\Delta\nu = 2\sqrt{1{,}772.\frac{n_2}{n_1}\frac{l_c}{L}\cos\nu}$$

Bibliographie

[AGR 89] Govind P. Agrawal "Nonlinear Fiber Optics" Quatrième edition (1989)

[ALE 11] Svetlana S. Aleshkina, Mikhail E. Likhachev, Andrey D. Pryamikov, Dmitry A. Gaponov, Alexandr N. Denisov, Mikhail M. Bubnov, Mikhail Yu. Salganskii, Alexandr Yu. Laptev, Aleksei N. Guryanov, Yurii A. spenskii, Nikolay L. Popov, and Sébastien Février, "Very-large-mode-area photonic bandgap Bragg fiber polarizing in a wide spectral range," Opt. Lett. 36, 3566-3568 (2011)

[BAL 94] 60mW1.5/spl mu/m single-frequencylow-noisefiberlaserMOPA Ball, G.A. ; Holton, C.E. ; Hull-Allen, G. ; Morey, W.W. Photonics Technology Letters, IEEE Volume: 6 , Issue: 2 DOI: 10.1109/68.275425 Publication Year: 1994

[BRO 99] N. G. R. Broderick et al., "Large mode area fibers for high power applications", Opt. Fiber Technol. 5, 185 (1999)

[BAR 11] All-fiber Yb-doped CW and pulsed laser sources operating near 980nm Célia Bartolacci, Mathieu Laroche, Hervé Gilles, Sylvain Girard, Thierry Robin and Benoît Cadier, OSA / ASSP 2011

[BOU 08] Johan Boullet, Yoann Zaouter, Rudy Desmarchelier, Matthieu Cazaux, François Salin, Julien Saby, Ramatou Bello-Doua, and Eric Cormier, "High power ytterbium-doped rod-type three-level photonic crystal fiber laser," Opt. Express 16, 17891-17902 (2008)

[DES 12] T. Deschamps,1,a) N. Ollier,1 H. Vezin,2 and C. Gonnet3 Clusters dissolution of Yb3+ in codoped SiO2-Al2O3-P2O5 glass fiber and its relevance to photodarkening 2012 American Institute of Physics. [doi:10.1063/1.3673792]

[DES 13] Thierry Deschamps,1,2,* Hervé Vezin,3 Cédric Gonnet,4 and Nadège Ollier, "Evidence of AlOHC responsible for the radiation-induced darkening in Yb doped fiber" 8 April 2013 | Vol.

[DUP 05] P. Dupriez, A. Piper, A. Malinowski, J. K. Sahu, M. Ibsen, Y. Jeong, L. M. B. Hickey, M. N. Zervas, J. Nilsson, and D. J. Richardson, " 321 W Average Power, 1 GHz, 20 ps, 1060 nm Pulsed Fiber MOPA Source," in Optical Fiber Communication Conference and Exposition and The National Fiber Optic Engineers Conference, Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2005), paper PDP3.

[ENG 09] M. Engholm et al., "Improved photodarkening resistivity in ytterbium-doped fiber lasers by cerium codoping", Opt. Lett. 34 (8), 1285 (2009)

[EGG 00] B. J. Eggleton, P. S. Westbrook, C. A. White, C. Kerbage, R. S. Windeler, and G. L. Burdge, "Cladding-Mode-Resonances in Air-Silica Microstructure Optical Fibers," J. Lightwave Technol. 18, 1084- (2000)

[FUR 01] Furusawa, K., Malinowski, A., Price, J., Monro, T., Sahu, J., Nilsson, J., and Richardson, D. (2001). Cladding pumped ytterbium-doped fiber, laser with holey inner and outer cladding. Opt. Express, 9(13) :714–720.

[GAP10] D. A. Gaponov, S. Février, M. Devautour, P. Roy, M. E. Likhachev, S. S. Aleshkina, M. Y. Salganskii, M. V. Yashkov and A. N. Guryanov "Management of the high-order mode content in large (40μm) core photonic bandgap Bragg fiber laser" July 1, 2010 / Vol. 35, No. 13 / OPTICS LETTERS

[GAS 00] Laurent Gasca, Sergent Christian Le, Christophe Sinet Brevet EP0982817 A1 1 mars 2000

[GHO 11] Debashri Ghosh, Samudra Roy, Mrinmay Pal, Philippe Leproux, Pierre Viale, Vincent Tombelaine, and Shyamal K. Bhadra, "Blue-Extended Sub-Nanosecond Supercontinuum Generation in Simply Designed Nonlinear Microstructured Optical Fibers," J. Lightwave Technol. 29, 146-152 (2011)

[HIL 97] Fiber Bragg Grating Technology Fundamentals and Overview, Kenneth O. Hill and Gerald Meltz, *Member*, *IEEE*, JOURNAL OF LIGHTWAVE TECHNOLOGY, VOL. 15, NO. 8, AUGUST 1997

[HOD 97] S. E. Hodges, M. Munroe, J. Cooper, and M. G. Raymer, "Multimode laser model with coupled cavities and quantum noise," J. Opt. Soc. Am. B 14, 191-199 (1997)

[IlC 13] Maryam Ilchi-Ghazaani and Parviz Parvin Modeling of CW Yb-doped silica fiber laser by considering loss mechanism ", Proc. SPIE 8781, Integrated Optics: Physics and Simulations, 878118 (May 7, 2013); doi:10.1117/12.2017215

[KNI 96] Knight, J. C., Birks, T. A., Russell, P. S. J., and Atkin, D. M., (1996). All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding. Opt., Lett., 21(19) :1547.

[LAR 11] M. Laroche, C. Bartolacci, G. Hervé, G. Sylvain, T. Robin, and B. Cadier, "All-fiber Yb-doped CW and pulsed laser sources operating near 980nm," in Advances in Optical Materials, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2011), paper ATuB9.

[LEE 08] Measurement of high photodarkening resistance in heavily Yb31-doped phosphate fibres, Y.W. Lee, S. Sinha, M.J.F. Digonnet, R.L. Byer and S. Jiang ELECTRONICS LETTERS 3rd January 2008 Vol. 44 No. 1

[LIU 07] C. Liu, G. Chang, N. Litchinister, D. Guertin, N. Jacobson, K. Tankala, and A. Galvanauskas, "Chirally Coupled Core Fibers at 1550-nm and 1064-nm for Effectively Single-Mode Core Size Scaling," in Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and

Photonic Applications Systems Technologies, OSA Technical Digest Series (CD) (Optical Society of America, 2007), paper CTuBB3.

[MAN 07] Manek-Hönninger, J. Boullet, T. Cardinal, F. Guillen, S. Ermeneux, M. Podgorski, R. Bello Doua, and F. Salin "Photodarkening and photobleaching of an ytterbium-doped silica double-clad LMA fiber " Optics Express Vol. 15, Issue 4, pp. 1606-1611 (2007) doi: 10.1364/OE.15.001606

[MAI 60] T.H. Maiman "Optical and microwave optical experiments in Ruby" in Phys. Rev. Lett. 4, 564 – Published 1 June 1960. http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.4.564

[PAR 13] Pare, C. ; Zheng, H. ; Laperle, P. ; Desbiens, L. ; Taillon, Y. Lasers and Electro-Optics Europe (CLEO EUROPE/IQEC), 2013 Conference on and International Quantum Electronics Conference

[PIE 99] M. Pierrou, F. Laurell, H. Karlsson, T. Kellner, C. Czeranowsky, and G. Huber, "Generation of 740 mW of blue light by intracavity frequency doubling with a first-order quasi-phase-matched KTiOPO4 crystal," Opt. Lett. 24, 205-207 (1999)

[RIC 10] D. J. Richardson, J. Nilsson, and W. A. Clarkson, "High power fiber lasers: current status and future perspectives [Invited]," J. Opt. Soc. Am. B 27, B63-B92 (2010)

[ROE 08] Fabian Roeser, Cesar Jauregui, Jens Limpert, and Andreas Tünnermann, "94 W 980 nm high brightness Yb-doped fiber laser," Opt. Express 16, 17310-17318 (2008)

[ROY 14] R. ROYON, J. Lhermite, and E. Cormier, "MW peak power infrared source for tunable visible light generation by Four-Wave Mixing," in CLEO: 2014, OSA Technical Digest (online) (Optical Society of America, 2014), paper SW1N.7.

[SEV 14.1] P. sevillano, R. Dubrasquet, F. Druon, P. Georges, D. Descamps, and E. Cormier, "37 fs - 1.5 W Kerr-lens mode-locked Yb:CALGO laser oscillator," in CLEO: 2014, OSA Technical Digest (online) (Optical Society of America, 2014), paper STu2E.1.

[SEV 14.2] P. sevillano, G. Machinet, R. Dubrasquet, P. Camy, J. L. Doualan, R. Moncorgé, P. Georges, F. Druon, D. Descamps, and E. Cormier, "High-power sub-50 fs, Kerr-lens mode-locked Yb:CaF2 oscillator pumped by high-brightness fiber-laser," in CLEO: 2014, OSA Technical Digest (online) (Optical Society of America, 2014), paper JW2A.41.

[SNI 88] Snitzer, E. (1988). Rare Earth Fibers. Optical Society of America.

[VOL 09] V. V. Voloshin, I. L. Vorob'ev, G. A. Ivanov, V. A. Isaev, A. O. Kolosovskii, S. M. Popov, Yu. K. Chamorovskii, Effect of metal coating on the optical losses in heated optical fibers, Technical Physics Letters, April 2009, Volume 35, Issue 4, pp 365-367

[WAD 03] Wadsworth, W., Percival, R., Bouwmans, G., Knight, J., and Russell, P. (2003). High power air-clad photonic crystal fibre laser. Opt. Express, 11(1) :48–53.

[WAD 04] Wadsworth, W.J. ; Optoelectronics Group, Univ. of Bath, UK ; Percival, R.M. ; Bouwmans, G. ; Knight, J.C. Very high numerical aperture fibers Photonics Technology Letters, IEEE 03 mars 2004 (Volume:16 , Issue: 3) 10.1109/LPT.2004.823689

Chapitre 2 : LASERS À FIBRE DOPÉE YTTERBIUM OPERANT À 976 NM. CONCEPTS FONDAMENTAUX ET CONSIDERATIONS OPTO-GEOMETRIQUES

I. Introduction

Les lasers à fibre dopée Ytterbium ont permis l'obtention de performances record en régime de fonctionnement CW comme pulsé. En particulier, leurs transitions quatre niveaux conduisant à une émission laser autour de 1030 nm ou 1064 nm, ont été couramment étudiées. C'est sur ces transitions que les records de puissance et/ou d'énergie ont été obtenus (jusqu'à 100 kW) [GAP 99] élevant le laser à fibre au rang des lasers industriels les plus fiables et les plus utilisés dans le domaine des fortes puissances moyennes pour des applications d'usinage.

Le doublement en fréquence de cette transition quatre niveaux à 1030 et 1064 nm vers le domaine visible respectivement à 515 nm et 532 nm a également été très étudié et a permis d'atteindre des records de puissance dans le domaine visible également. Ainsi 9,6W à 532 nm ont été démontrés par doublement en fréquence d'un laser à fibre dopée Ytterbium mono-fréquence [SAM 09].

Le triplement en fréquence des sources quatre niveaux vers les longueurs d'onde ultraviolettes de 343 nm et 355 nm ont également suscité un certain engouement dans le domaine du micro-usinage des matériaux organiques. Ces matériaux présentent en effet un niveau d'absorption élevé à ces longueurs d'onde. Saby et Al. ont démontré la génération de 50W à 343 nm en triplant un laser à fibre dopé Ytterbium en régime Q-déclenché pulsé à 250 kHz et 20 ns. [SAB 12]

En revanche, la transition quasi trois niveaux des lasers à fibre dopée Ytterbium a été moins étudiée, du fait de la plus grande complexité de sa mise en œuvre.

II. Etat de l'art des lasers émettant à 976 nm

La première expérience de laser à fibre sur la transition trois niveaux de l'Ytterbium est rapportée en 1989 par deux équipes D. C. Hanna et Al. et Armitage et Al. Tous deux utilisèrent un laser à colorant pour pomper dans son cœur à 850 nm une fibre optique dopée Ytterbium de 50 cm.

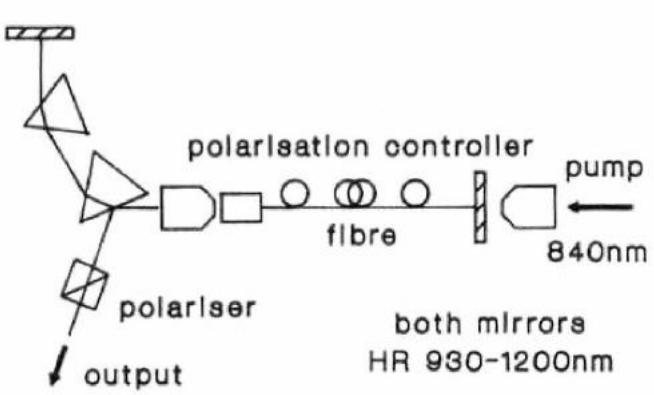


Figure 38 : Schéma expérimental du premier laser à fibre à 976 nm pompé cœur à 840 nm

Ils obtinrent une émission à 974 nm de 9,3 mW pour 35 mW de pompe absorbée soit une efficacité de 26,5% [HAN 89 ; ARM 89].

En 1998, Nilsson et Al. étudiaient les conditions d'obtention d'une émission laser efficace à 976 nm en considérant l'utilisation d'une fibre double gaine. Ils recommandaient de privilégier un dopage en anneau de la fibre afin d'optimiser l'efficacité de génération à 976 nm. Le dopage en anneau permettant d'augmenter l'absorption de la pompe qui est un facteur crucial étant donné l'inversion de population de 50% qu'il est nécessaire d'atteindre mais aussi de diminuer le gain linéique du mode fondamental à 976 nm afin d'augmenter la longueur optimale de la fibre et ainsi réduire la puissance de pompe résiduelle.

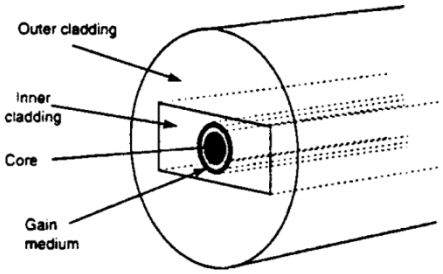


Figure 39 : Représentation de la fibre imaginée par Nilsson et Al.

La compétition du gain entre la bande spectrale 1030-1060 nm avec l'émission à 976 nm dans une matrice aluminosilicate avait été décrite dans un formalisme qui n'a pas changé depuis. Ils prédisaient avec raison que le niveau de puissance nécessaire pour dépasser le seuil de transparence allait être un facteur limitant pour accéder à de fortes puissances. Les résultats de cette étude n'ont pas été suivis d'expérimentations et n'ont malheureusement pas pu être vérifiés [NIL 98].

En 1999, à l'Optical Research Center (ORC), Renaud & Al. utilisèrent une fibre double gaine de 14 µm de cœur et de 42 µm de gaine de pompe. La pompe était constituée d'une matrice de diodes à 915 nm couplées dans une fibre de 100 µm et d'ouverture numérique 0,22. 4W de pompe sont couplés dans la fibre et permettent de générer 200 mW de laser à 976 nm soit une efficacité de 5%.[REN 01].

En 2001, Zenteno & Al. profitèrent de l'apparition des premières diodes taperisées fournissant 2,5 W à 920 nm avec une faible divergence différentielle entre les axes horizontal et vertical pour pomper une fibre double gaine dopée Ytterbium. Cette fibre possède un cœur de 11 µm et une gaine ellipsoïdale de petit rayon 16 µm et de grand rayon 32 µm. Ils parvinrent à démontrer 1W de puissance à 976 nm pour une efficacité de 48% [ZEN 01].

La même année, Kurkov & Al. au FORC (Fiber Optics Research Center, en Russie construisirent une cavité laser monolithique autour de fibres phosphate en utilisant des réseaux de Bragg inscrits dans les fibres. En modifiant ces réseaux, ils démontrèrent l'accordabilité du laser de 976 nm à 1060 nm.

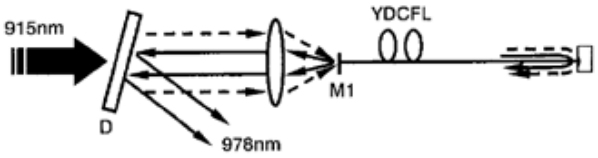


Figure 40 : Schéma expérimental de la cavité laser à fibre à 976 nm pompé double gaine à 915 nm

A 976 nm, ils utilisèrent deux fibres double gaine construites autour d'un cœur monomode (6-9 µm). La première dotée d'une gaine de 50 µm leur permit de générer 1,2W de signal à 976 nm pour 3,8 W de pompe avec un seuil à 1,8 W de pompe. L'efficacité au-delà de ce seuil était de 60%. En utilisant une fibre possédant une gaine de 25 µm, le seuil laser fut réduit à 800 mW. Cependant, la puissance de pompe couplée dans une gaine plus petite est réduite à 2,2 W. La puissance ainsi obtenue à 976 nm atteint 700 mW [KUR 01].

En 2003, Selvas, Jarkko & Al. utilisèrent pour la première fois une fibre dont la gaine présente une ouverture numérique supérieure à 0,47. Cette ouverture numérique élevée est obtenue par la réalisation d'une gaine d'air " Air Clad".

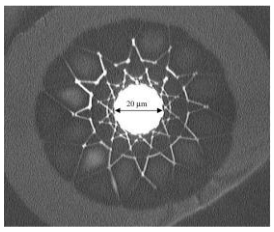


Figure 41 : Photo de la fibre double gaine « JAC fiber »

Ceci permet de dépasser la limite des ouvertures numériques accessibles avec des gaines externes composées de polymères. Cette fibre est appelée "JAC fiber" et est dotée d'un cœur de 9 µm. Cette Fibre au design optimisé pour opérer à 976 nm a permis de démontrer l'obtention d'une puissance laser de 1,2 W pour 2,5 W absorbés avec un seuil de seulement 500 mW soit une efficacité de plus de 60%. En configuration source d'ASE double passage, le bruit d'intensité de cette source reste inférieur à -130dB/Hz sur la gamme 1-100MHz. [SEL 03]

En 2005, Bouchier & Al. utilisent un laser de type Nd : YVO4 délivrant 4 W à 914 nm pour pomper dans son cœur une fibre standard dopée Ytterbium de 40 cm de long. Elle obtient ainsi une puissance à 976 nm de 2 W pour 3 W de pompe absorbée. Elle est la première à disposer de suffisamment de puissance fondamentale pour tenter la conversion en fréquence de l'onde infra rouge pour atteindre le domaine visible. Pour cela, elle utilise un cristal à alternance de polarisation de type PPLN (Periodically Poled Lithium Niobate) comprenant un guide d'onde.

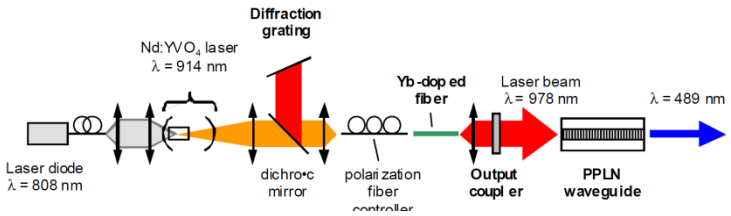


Figure 42 : Schéma expérimental du laser à fibre dopée Ytterbium à 976 nm pompé cœur à 914 nm par un laser auxiliaire à fibre dopée Néodyme. Pour la première l'émission laser à 978 nm est doublée en fréquence dans un cristal guide d'onde (PPLN).

Le premier laser à fibre visible émettant dans le bleu à 488 nm est ainsi réalisé. La conversion en fréquence permet d'obtenir 80 mW à 488 nm pour 1 W d'infrarouge soit 8% d'efficacité de conversion.

En 2006, Bufetov & Al réalisent la première architecture totalement fibrée à 976 nm. Leur laser consiste en une fibre à matrice phosphosilicate dopée Ytterbium pompée en son cœur par un laser à fibre primaire dopé Néodyme.

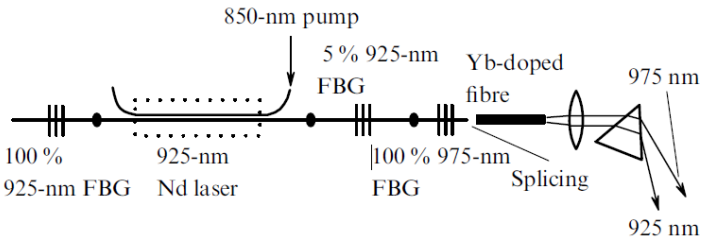


Figure 43 : Schéma expérimental de la cavité laser à fibre phosphate dopée ytterbium pompée cœur à 925 nm et émettant à 975 nm.

Les cavités des lasers primaire dopé Néodyme et secondaire dopé Ytterbium sont fermées par des réseaux de Bragg photo-inscrits dans la fibre. Ce laser leur a permis d'atteindre 250 mW pour 650 mW de pompe monomode à 925 nm soit une efficacité de 38,5% [BUF 06].

En 2007, Kim & Al. [KIM 07] utilisent une fibre double gaine à cœur creux afin de placer la fréquence de coupure de la fibre au-delà de 1000 nm de sorte que la fibre présente de forte pertes dans la gamme allant de 1030 à 1060 nm. la compétition entre gain et pertes est ainsi favorable à l'émission à 976 nm.

Cette fibre pompée avec 10 W à 915 nm a conduit à l'obtention de 3 W à 976 nm avec un M^2 de 1,09 lorsqu'elle a été réalisée avec une gaine de pompe de 120 µm. Une version avec une gaine de 90 µm a ensuite été testée et a permis d'atteindre l'émission de 7,5 W à 976 nm. Malheureusement, la dimension réduite de la gaine de pompe conduit à un recouvrement trop élevé des modes de gaine avec la zone dopée. Une part non négligeable de la puissance est alors portée par les modes de gaine qui détériorent fortement la qualité spatiale du faisceau vers un M^2 de 2,7.

En 2008, un bond en avant technologique a été réalisé. En effet, deux équipes Boullet & Al. et Roeser & Al. démontrèrent simultanément la génération de plus de 94 W à 976 nm. Cette prouesse a été rendue possible grâce à deux avancées technologiques :

- l'utilisation de fibres double gaine de type barreau combinant à la fois une microstructure du cœur conduisant à une émission monomode dans un cœur de 80 µm ainsi qu'une gaine réduite (200 µm) et de forte ouverture numérique.
- L'amélioration de la maitrise des diodes de pompes fibrées qui délivraient alors plus de 100 W sur des fibres de 400 µm et d'ouverture numérique 0,22.

En 2011, Bartolacci & Al. tirent profit des avancées réalisées au niveau des composants fibrés pour réaliser une structure entièrement fibrée permettant d'accéder à 976 nm dans des fibres souples standard. Ils mettent en œuvre un combineur de pompe multimode pour injecter la puissance de 7 diodes à 808 nm dans une fibre dopée Néodyme afin de réaliser un laser de pompe monomode autour de 920 nm. Ce faisceau de pompe est injecté simultanément à une diode signal à 976 nm directement dans le cœur d'une fibre standard dopée Ytterbium via un multiplexeur de longueur d'onde.

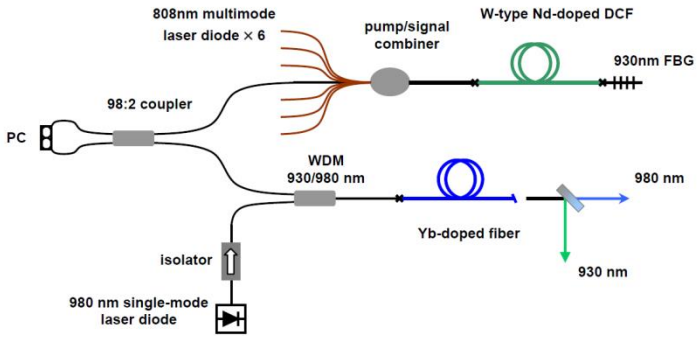


Figure 44 :Schéma expérimental de la configuration MOPA du laser à 976 nm à fibre dopée ytterbium pompée cœur à 930 nm à partir d'un laser auxiliaire à fibre dopée Néodyme

L'amplificateur ainsi réalisé permet de générer une puissance de 2,1 W à 980 nm avec une efficacité de 81%.

En 2012, Les membres de la société NP Photonics Xiushan ZhU & Al. rapportent la réalisation d'un laser monofréquence à 976 nm mettant en œuvre une fibre à matrice phosphosilicate très fortement dopée. La cavité construite autour de 2 cm de cette fibre active est fermée par deux réseaux de Bragg et pompée cœur par une diode monomode de 500 mW à 915 nm.

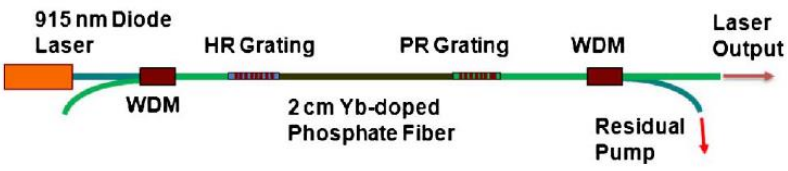


Figure 45 : Schéma de l'oscillateur laser monofréquence à fibre phosphate dopée ytterbium pompée cœur à 915 nm par une diode monomode.

Cette source monofréquence de faible puissance (110 mW) est cependant bien maitrisée et délivre un faisceau monomode polarisé (PER>20dB) et avec un faible bruit traduisant une grande stabilité en puissance avec des fluctuations de moins de 0,001%. L'amplification de ce laser permettrait de réaliser une source d'un grand intérêt industriel.

Si la technologie des fibres est bien adaptée à la génération à 976 nm, une autre technologie a pris le pas sur ses concurrentes depuis 2004 en permettant de générer plus de 40 W à 976 en régime continu [CHI 04] pour 70 W de puissance de pompe à 800 nm. Il s'agit de la technologie des semiconducteurs à puits quantiques pompés optiquement (OPSL).

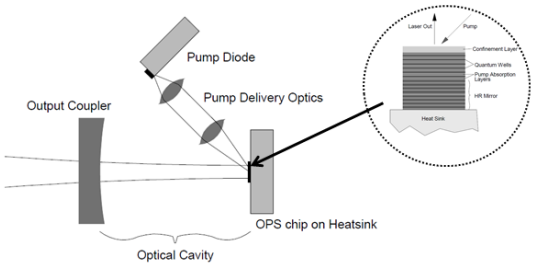


Figure 46 :Schéma d'un laser à 976 nm en technologie OPSL (optically pumped semiconductor laser)

Le doublement intracavité de cette source avec un cristal de LBO permet d'obtenir une puissance de plus de 15W à 488 nm. Au début de cette thèse, cette technologie représente la seule alternative au remplacement des sources à gaz Argon.

III. Concepts fondamentaux pour une opération laser à 976 nm dans les fibres dopées ytterbium

Dans cette partie sont présentées les modalités d'obtention de l'émission laser sur la transition trois niveaux de l'ytterbium en matrice silice. Pour cela, les mécanismes liés à la spectroscopie

de l'ion Ytterbium seront décrits préalablement aux caractéristiques opto-géométriques que doivent respecter les fibres dopées Yb pour laser à 980 nm.

A. Spectroscopie des ions ytterbium en matrice silicate

Le modèle de la structure électronique de l'ion Ytterbium est relativement simple. Parmi les orbitales de cet ion, c'est l'électron de la couche 4f qui est responsable des transitions radiatives exploitables pour l'effet laser. Elle est plus proche du noyau que les orbitales 5s et 5p qui font ainsi écran à une grande partie des effets du champ cristallin, conférant ainsi à l'ion Ytterbium une certaine immunité vis à vis de l'influence de la matrice hôte. [PAS 12]

C'est donc le couplage spin-orbite entre le champ électrique du noyau et l'électron de la couche 4f qui induit le schéma de bandes d'énergie de l'Ytterbium. Les états accessibles par l'électron de la couche 4f de l'ion Ytterbium se décomposent ainsi en un état fondamental 2F7/2 et un état excité 2F5/2, tous deux séparés par un gap énergétique de 10 000 cm-1 (voir figure 47). Ce saut énergétique élevé, permet de négliger les effets de déplétion du niveau excité par désexcitation non radiative à multiple phonons.

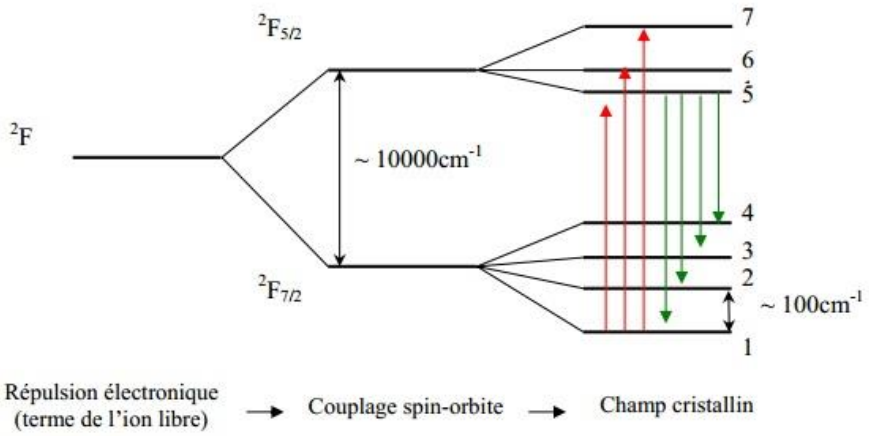


Figure 47 : Schéma de bandes énergétique des dégénérescences de l'ion ytterbium

Les niveaux énergétiques de l'électron de la couche 4f de l'Ytterbium subissent plusieurs levées de dégénérescence successives du fait des interactions coulombiennes avec le noyau, le couplage spin-orbite, le champ cristallin de la matrice hôte.

Lorsque l'ion Ytterbium est introduit comme dopant dans une matrice silicate, il est soumis au champ cristallin des atomes de la matrice hôte (silice et co-dopants). Ces états subissent alors une levée de dégénérescence par effet Stark. L'état $^2F_{7/2}$ est ainsi dégénéré en quatre

composantes et l'état $^2F_{5/2}$ en 3. Dès lors, ce sont les probabilités d'occupation des niveaux énergétiques de ces composantes qui définissent les sections efficaces d'émission et d'absorption de l'ion Ytterbium pris dans sa matrice hôte. Ces niveaux énergétiques sont directement liés au champ électrique cristallin c'est à dire à la nature et à l'agencement des atomes de la matrice hôte. Comme nous le verrons dans la suite de cet exposé, les levées de dégénérescence par effet Stark expliquent notamment les différences notables entre le profil de gain et d'absorption observées dans les fibres particulières étudiées au cours de cette thèse à matrice aluminosilicates ou phosphosilicates.

Dans le cas d'une matrice aluminosilicate, deux maxima de la section efficace d'émission sont visibles. Le premier à 976 nm est relativement étroit (2 nm) et coïncide avec un pic d'absorption de même section efficace ($\sigma e=\sigma a=2700\ 10^{-27} m^2$) ce qui traduit le caractère 3 niveaux de la transition laser, alors que le second à 1030 nm coïncide avec un minimum d'absorption (transition 4 niveaux) et s'étend sur plusieurs dizaines de nanomètres. L'ion Ytterbium en matrice aluminosilicate présente également une bande spectrale d'absorption d'environ 10 nm centrée autour de 915 nm.(voir figure 48). [NIL 98]

Dans le cas de la matrice phosphosilicate, le profil des sections efficaces reste assez similaire puisqu'on retrouve la superposition des deux maxima des sections efficaces d'absorption et d'émission qui sont toutefois près de deux fois moins élevées que dans le cas de la matrice aluminosilicate avec $\sigma e \sim \sigma a=1500\ 10^{-27} m^2$ (transition 3 niveaux). De plus, le second pic d'émission est centré à 1015 nm (transition 4 niveaux) au lieu de 1030 nm. La seconde bande spectrale d'absorption s'étend elle de 910 nm à 960 nm. [BUF 06]

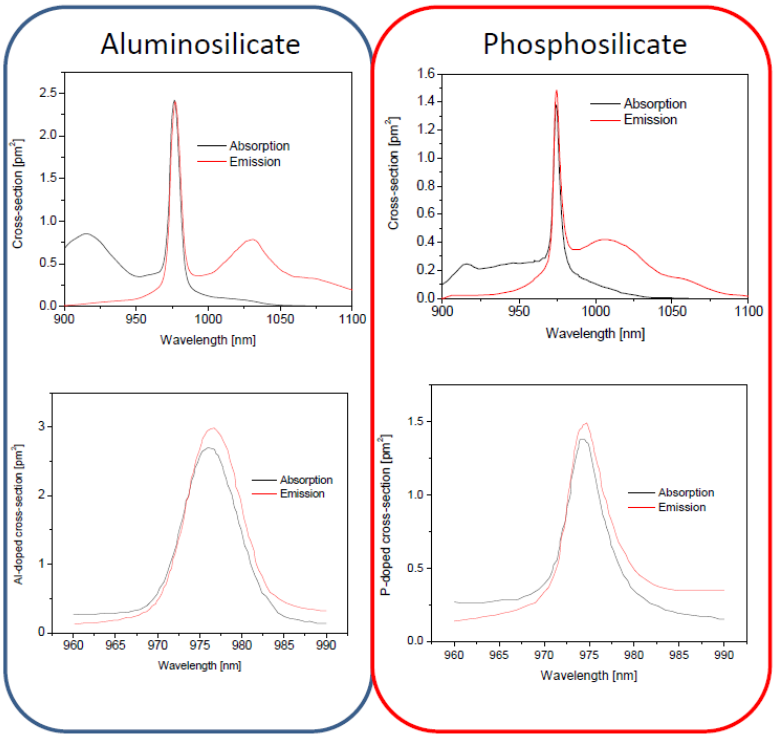


Figure 48 : **Sections efficaces d'émission et d'absorption de l'ion Ytterbium en matrice aluminosilicate (à gauche) en matrice phosphate (à droite).**

La modification de la matrice hôte n'a pas pour seule incidence la modification des profils des sections efficaces mais également celle de la durée de vie de l'état excité qui est de 0,8 ms dans le cas de la matrice aluminosilicate alors qu'il est de 1,2 ms dans le cas de la matrice phosphosilicate [BUF 06].

L'analyse des courbes de sections efficaces montre qu'il peut être judicieux d'utiliser l'une ou l'autre des matrices en fonction de la longueur d'onde que l'on cherche à générer.

En pratique, des co-dopants sont couramment insérés dans la matrice de silice. Ils permettent de modifier l'indice de réfraction de la fibre et ainsi contrôler son ouverture numérique ou encore de faciliter les opérations de dopage aux ions terres rares lors de la réalisation de la préforme en modifiant la mobilité de ceux-ci. [KIR 99]

Des codopants peuvent également être utilisés pour modifier la bande d'absorption d'une fibre dopée terre rare en utilisant des ions ou des nanoparticules capables d'absorber des longueurs d'onde autres que celles propres à la terre rare puis de leur re-transférer l'énergie absorbée. Un cas bien connu est celui du codopage des amplificateurs Erbium codopés aux ions Ytterbium afin de générer une bande d'absorption à 976 nm permettant d'améliorer l'absorption de la pompe et d'utiliser des sources de pompe moins onéreuses. [LAV 02]

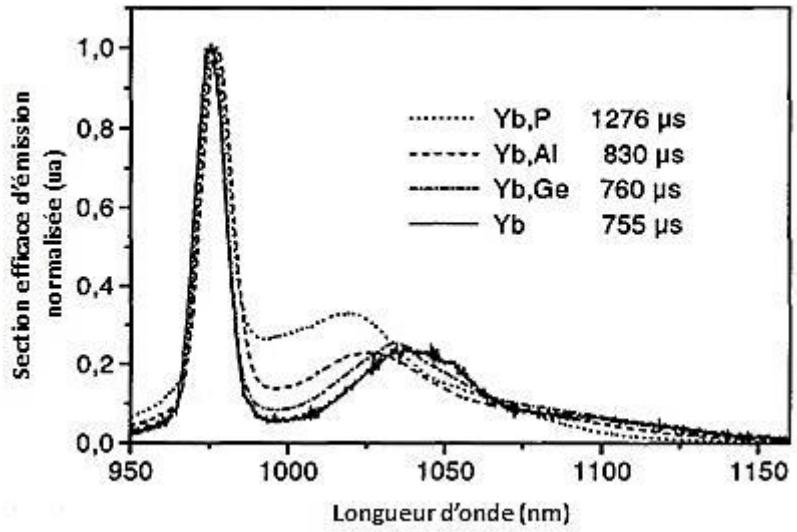


Figure 49 : Impact du codopage des fibre dopées ytterbium sur leur spectre d'émission

Les sections efficaces d'émission ainsi que les temps de fluorescence des fibres silice dopées Yb^{3+} modifiées par la présence des codopants Aluminium, Phosphore et Germanium. Les modifications sont d'autant plus importantes que la concentration en codopants est grande. Cette concentration n'est pas précisée ici. [KIR 99]

L'ajout de codopants n'est pas un acte dépourvu de conséquence. Il en résulte des modifications de la levée de dégénérescences sous l'effet du champ cristallin environnant les centres actifs. Par voie de conséquence, il s'ensuit des modifications de l'élargissement inhomogène des sections efficaces d'émission et d'absorption.

B. Conditions d'obtention d'un effet laser à 976 nm dans les fibres dopées ytterbium

Le fait que la section efficace d'absorption et d'émission soient identiques à 976 nm implique des fortes contraintes quant à une opération laser à cette longueur d'onde particulière. En effet, le seuil laser ainsi que la compétition entre les gains des transitions 3 et 4 niveaux rendent la mise au point des sources lasers beaucoup plus complexe que leurs homologues émettant aux longueurs d'onde conventionnelles dans la plage 1030-1100 nm.

1. Seuil laser de la transition quasi trois niveaux à 976 nm

A 976 nm, les lasers à fibre dopés Ytterbium opèrent sur une « vraie » transition quasi 3 niveaux (par opposition à une opération quasi-4 niveaux dans la bande 1030-1100 nm), les sections efficaces d'émission et d'absorption étant quasi-égales. Ceci implique que la moitié des ions dopants se trouvent dans leur état excité avant d'obtenir un gain à 976 nm. Avant que ce seuil d'inversion de population de 50% ne soient franchi (inversion de transparence), le mécanisme d'absorption à 976 nm prédomine et empêche toute opération laser à 976 nm.

Pour obtenir une opération sur sa transition 3 niveaux, un laser à fibre dopée doit donc être soumis à un fort niveau de pompage autour de la longueur d'onde de 915 nm (à cette longueur d'onde, la section efficace d'émission est négligeable devant la section efficace d'absorption) pour atteindre la transparence du milieu amplificateur et donc le seuil de gain laser.

L'intensité de transparence de la pompe conduisant au seuil laser est donnée par :

$$I_{ptransp} = \frac{h\,\nu_p}{(\frac{\sigma_{ap}\sigma_{es}}{\sigma_{as}} - \sigma_{ep})\tau}$$

Où $h\,\nu_p$ est l'énergie d'un photon de pompe

σ_{ap} est la section efficace d'absorption à la longueur d'onde de pompe

σ_{as} est la section efficace d'absorption à la longueur d'onde laser

σ_{ep} est la section efficace d'émission à la longueur d'onde de pompe

σ_{es} est la section efficace d'émission à la longueur d'onde laser

τ est le temps de fluorescence (temps de durée de vie)

Dans le cas des lasers à fibres aluminosilicates dopées ytterbium, l'intensité de saturation est d'environ 0,34 mW/µm² à 915 nm.

Dans le cas des lasers à fibres phosphosilicates, l'intensité de transparence est d'environ 0,6 mW/µm² à 915 nm.

Pour les lasers à fibre double gaine, le seuil de puissance de saturation de la pompe est fixé par l'aire de la gaine de pompe. Plus le diamètre de la gaine de pompe est grand, plus le seuil sera élevé.

$$P_{psat} = I_{ptransp} \times A_{pgaine}$$

Où A_{pgaine} est l'aire de la gaine de pompe.

Ainsi, il est possible de donner la puissance de pompe nécessaire pour obtenir le seuil laser à 976 nm. Dans le cas du fonctionnement laser et pour une longueur de fibre correctement choisie, cette intensité de transparence P_{psat} doit être obtenue à l'extrémité de sortie de la fibre. En considérant que près de 5dB de la pompe est absorbée dans la fibre en fonctionnement laser, et

que l'absorption provoque une décroissance exponentielle de la puissance de pompe tout au long de la fibre, il vient que la puissance de pompe résiduelle représente environ 55% de la puissance de pompe injectée.

Dans ces conditions, la puissance de pompe à injecter dans la fibre afin d'atteindre le seuil laser est donnée par :

$$P_{seuil} = P_{psat} \times 0{,}55$$

Ainsi, on peut déterminer la puissance de pompe qu'il est nécessaire d'injecter dans la fibre pour différentes dimensions transverses de fibres :

Fibre	Diamètre gaine de pompe (µm)	Seuil de puissance de pompe à 915 nm (W)
barreau 80/200	200	19,4
fibre souple 20/80	80	3,1
fibre souple 10/40	40	0,8

Figure 50 : Seuil laser de fibres double gaines à 976 nm.

Ces considérations montrent qu'il est crucial pour obtenir une source puissante à 976 nm de trouver le bon couple fibre dopée/diode de pompe. En effet, plus le diamètre de gaine est grand, plus la puissance de pompe pouvant y être couplée est importante et plus le seuil de pompe est élevé. Nous avons tracé ici la dépendance de la puissance de transparence avec le diamètre due la fibre amplificatrice :

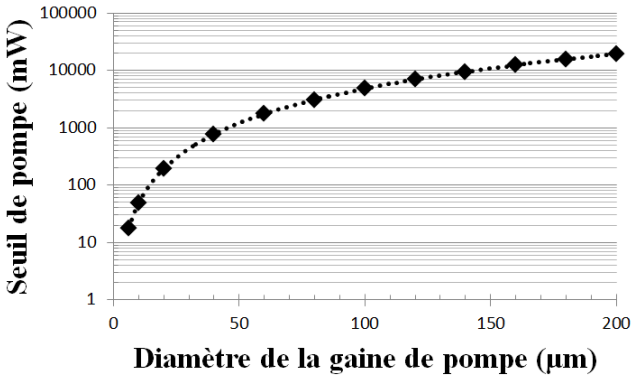


Figure 51 : Dépendance du seuil laser à 976 nm vis à vis du diamètre de la gaine de pompe dans les fibres double gaine [JAR 04].

Absorptions différentielles et effets laser parasites entre les transitions 3 et 4 niveaux.

2. Compétition transition 3-niveaux/transition quasi-4 niveaux

A 976 nm, la section efficace d'absorption est équivalente à la section efficace d'émission. Il a été vu dans la partie précédente que cela imposait des seuils de pompe élevés pour obtenir l'effet

laser et que ce seuil était d'autant plus élevé que le diamètre de la gaine de pompe était grand. Cependant, il faut également considérer l'inversion de transparence de la transition 3-niveaux et de la transition quasi-4 niveaux.

$$n_{2stransp} = \frac{\sigma_{as}}{\sigma_{as} + \sigma_{es}}$$

Où $n_{2stransp}$ est la probabilité d'absorption de l'onde signal

σ_{as} est la section efficace d'absorption de l'onde signal

σ_{es} est la section efficace d'émission de l'onde signal

A 976 nm, la probabilité d'absorption est de 50% alors qu'elle n'est que de 7% à 1030 nm. Ceci implique une forte concurrence du processus d'émission à 1030 nm par rapport à l'onde laser à 976 nm puisque l'émission à 1030 nm apparait pour une inversion un ordre de grandeur plus faible qu'à 976 nm. Cela se traduit par une tendance naturelle du laser à fibre à émettre à 1030 nm dès que le milieu à gain est excitée par pompage, bien avant que le seuil à 976 nm ne soit atteint.

Cette compétition entre les deux configurations laser peut être modélisée par l'expression suivante [NIL 98] :

$$G_{1030} = 0{,}25G_{976} + 0{,}72\beta\alpha_p$$

Où α_p est l'absorption de la pompe en fonctionnement laser

β est le recouvrement entre l'onde de pompe et la zone dopée $\beta = \frac{Againe}{Acoeur}$

On voit ici que le gain à 1030 nm croit rapidement avec l'absorption de la pompe mais que celle-ci ne peut être réduite sans limiter également le gain à 976 nm. Le paramètre libre permettant de favoriser le fonctionnement de la transition à 976 nm est donc le recouvrement entre l'onde de pompe et la zone dopée. Plus les interactions entre la zone dopée et la pompe sont importantes plus le gain à 1030 nm est faible. En d'autres termes, plus le diamètre de la gaine de pompe approche le diamètre de la zone dopée, plus il sera aisé de réaliser un laser à fibre à 976 nm.

C. Contraintes opto-géométriques et réalisations

L'application des règles précédemment établies doit conduire à la réalisation de sources lasers efficaces à 976 nm. Cependant, la réalisation physique des fibres dopées Yb respectant ces principes se heurte aux limites technologiques et nécessite bien souvent de mettre en œuvre des

techniques complexes et donc difficilement maitrisables. De plus, les applications de ces sources lasers imposent de nouvelles caractéristiques (faisceau monomode, polarisé, ouverture numérique maitrisée…). Le respect de ces caractéristiques nécessite d'ajouter des éléments supplémentaires à la fibre dont la réalisation devient de plus en plus complexe (barreaux de contrainte, microstructure…)

1. Dimensionnement cœur/gaine

Des considérations précédentes, il apparait immédiatement que le cas idéal est celui du pompage cœur de la fibre dopée. En effet, dans cette situation, le seuil laser et le gain parasite à 1030 nm sont à leur minimum. Cette configuration ne permet cependant pas de dépasser quelques centaines de milliwatts à 976 nm car les diodes de pompe monomodes à 915 nm n'excèdent pas 600 mW.

Pour parvenir à réaliser des sources lasers puissantes à 976 nm, il est donc nécessaire de se placer dans le cas intermédiaire des fibres double gaine au β petit. Il faut donc utiliser des fibres dotées d'un diamètre de gaine le plus petit possible et d'un cœur monomode le plus large possible.

En pratique, le dimensionnement de la fibre ne suffit pas à régler le problème de la concurrence de l'ASE à 1030 nm. Il est nécessaire d'adjoindre des pertes supplémentaires dans le schéma optique à 1030 nm dans le but de limiter sa concurrence avec l'émission à 976 nm. Les pertes ainsi ajoutées avoisinent une gamme de 30 à 60 dB.

2. Réalisation de la gaine de pompe

La limite de la réduction du diamètre de gaine est fixée par la brillance des diodes de pompe disponibles. Les plus brillantes disponibles sur le marché délivrent entre 50 W et 100 W sur une fibre multimode de 105 µm de cœur et d'ouverture 0,15. Pour parvenir à injecter un maximum de puissance de pompe, la gaine de pompe est entourée d'une gaine de très faible indice de réfraction. Les polymères optiques courants conduisent à une ouverture numérique maximale de 0,46. Deux technologies concurrentes permettent d'obtenir une ouverture numérique > 0,6 [SCH ??] vis-à-vis de l'indice de la silice constituant la gaine.

La première est une technologie qui diffère peu de la technologie conventionnelle puisqu'elle consiste à déposer une couche de téflon sur la gaine de la fibre.

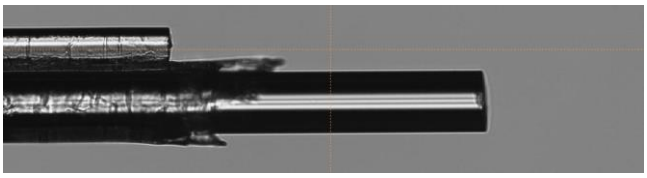


Figure 52 : Vue de côté de l'extrémité dénudée d'une fibre double gaine au revêtement Téflon (ON=0,6) vue au microscope (zoom x25)

La seconde consiste à entourer la gaine de pompe d'une gaine de trous d'air.

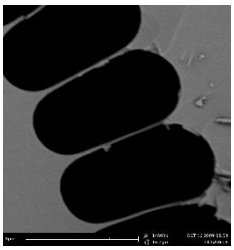


Figure 53 : Vue de face d'une fibre double gaine à la gaine « air clad ». Zoom sur la structure de ponts de silice suspendue entre les trous d'air.

L'ouverture numérique est alors fonction de l'épaisseur des ponts de silice entre les trous. Plus ils sont fins, plus l'ouverture numérique de la gaine de pompe est élevée. Dans notre cas, l'ouverture numérique recherchée est de 0,6.

D. Réalisations et tests expérimentaux de fibres dopées ytterbium conçues pour fonctionner à 976 nm.

Ces travaux de thèse s'inscrivent dans la logique de l'industrialisation de lasers à fibre émettant à des longueurs d'onde déjà très usitées mais que la technologie fibrée pourrait révolutionner. Ils ont pour point de départ les résultats obtenus par Boullet & Al. [BOU 09] au sein du laboratoire CELIA. La génération de près de 100 W de puissance laser avait été obtenue en régime continu laissant entrevoir des perspectives de création d'entreprise adressant le remplacement des sources laser Argon devenues désuètes. Pour répondre à ce marché, il était nécessaire de mieux comprendre les phénomènes physiques afin de mieux maitriser la technologie à 976 nm et ensuite procéder au doublement en fréquence pour atteindre la longueur d'onde visible de 488 nm. Dans la partie suivante, nous relatons nos investigations expérimentales et les différentes fibres testées visant au développement d'une source fibrée à 976 fiable et intégrée pour un doublage efficace à 488 nm

1. Emission laser continue à 976 nm dans une fibre de type barreau 80/200

La fibre barreau est un concentré de maitrise technologique en ce qui concerne les lasers à fibre. C'est une fibre double gaine rigide de 1.5 mm de diamètre externe. Son cœur monomode de 80

µm à très large aire modale (ULMA pour Ultra Large Mode Area) fait appel à la technologie des fibres micro-structurées. Son cœur est entouré d'une zone de silice dont l'indice a été finement ajusté par la disposition de trous d'air au diamètre contrôlé par pression différentielle lors du tirage de la fibre. Par ce procédé, il est possible de réaliser des cœurs à saut d'indice présentant des ouvertures numériques très faibles (0,015) et ainsi de conserver un guidage monomode malgré une large dimension transverse du cœur.

La gaine de pompe de 200 µm de diamètre est entourée d'une gaine « air clad » lui conférant une ouverture de 0,6. Il est donc possible de coupler dans cette fibre des diodes de pompe de faible brillance et donc des puissances de plus de 200W.

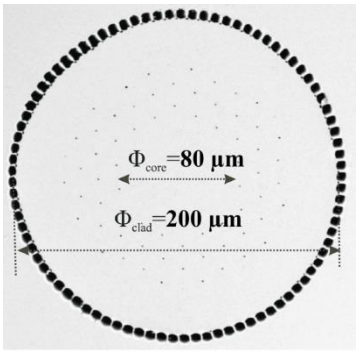


Figure 54 : Vue de face de la fibre barreau 80/200 au cœur microstructuré et à la gaine de pompe « air clad »

La fibre 80/200 présente donc un rapport d'aires cœur/gaine β=6,25 et est donc très favorable à l'émission à 976 nm.

a) Réalisation d'une cavité laser autour de la fibre barreau 80/200

La cavité laser construite autour de cette fibre barreau 80/200 est bâtie autour d'un double passage de la pompe à 915 nm afin de recycler le fort niveau de pompe résiduelle. En effet, pour opérer à 976 nm, la fibre barreau mesure 1,2 m (limite physique acceptable pour une manipulation sans risque matériel de la fibre barreau) pour une absorption de 3dB/m. Un miroir dichroïque intra-cavité qui permet de filtrer l'ASE à 1030, les faces polies à 8°, ainsi qu'un miroir de fond de cavité d'une réflectivité de moins de 3% à 1030 nm permet de conserver un niveau d'inversion de plus de 50% et donc de maintenir l'opération à 976 nm. Les pertes artificiellement apportées à 1030 nm par l'utilisation de ces deux optiques s'élèvent à environ 60 dB.

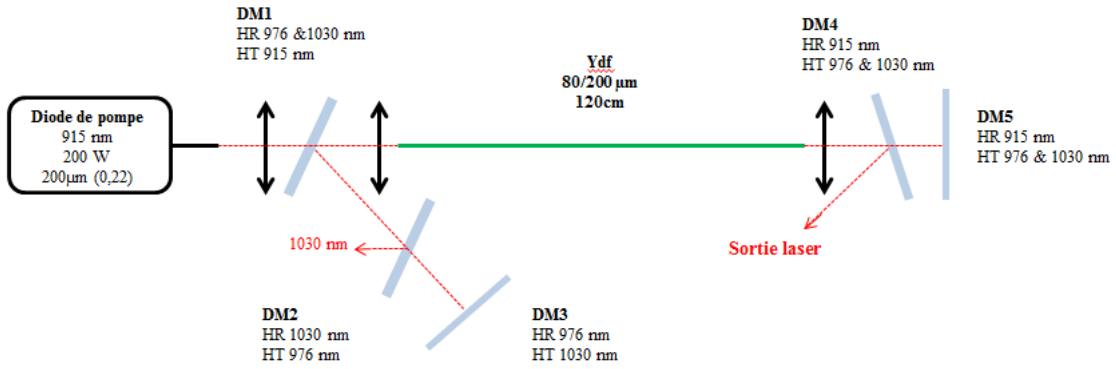


Figure 55 : Cavité laser autour de la fibre barreau 80/200 aux extrémités polies en angle. Cette cavité a été mise en œuvre par Boullet & Al. en 2008 pour démontrer le record de puissance de 94W à 976 nm [BOU 08]

Les dimensions de la fibre barreau imposent un seuil laser à environ 18 W de puissance de pompe à 915 nm. Le recyclage de la pompe permet d'optimiser son l'absorption et ainsi de démontrer une efficacité laser de près de 48% et une puissance maximale de 94W.

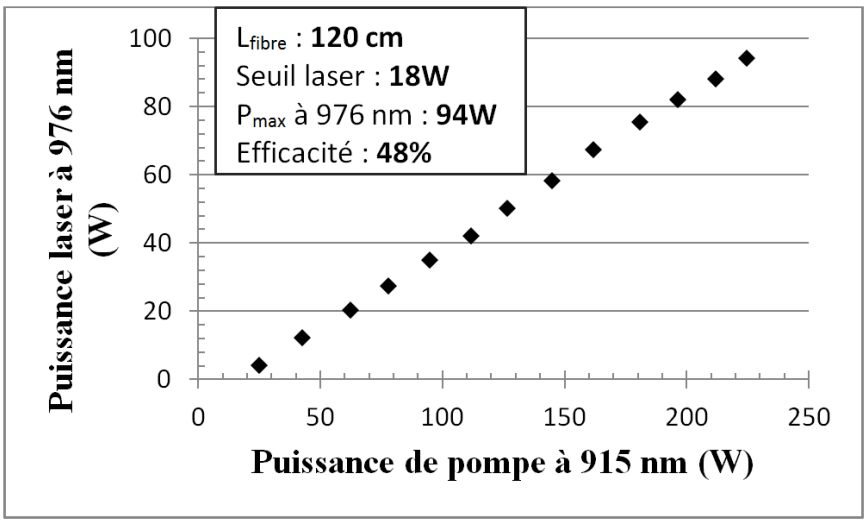


Figure 56 : Caractéristique opto-optique de la puissance laser obtenue avec la fibre barreau 80/200 de 120 cm en cavité laser pompée par une diode multimode de 230 W à 915 nm.

Le spectre laser émis dans cette configuration est caractérisé par une série de pics oscillant aléatoirement dans la bande des 7 nm autour de 976 nm, caractéristique d'un laser à fibre en régime « free-running ». Le filtrage intra-cavité ainsi que le dimensionnement de la fibre 80/200 permettent d'atteindre une extinction entre le laser à 976 nm et l'ASE autour de 1030 nm de plus de 35 dB.

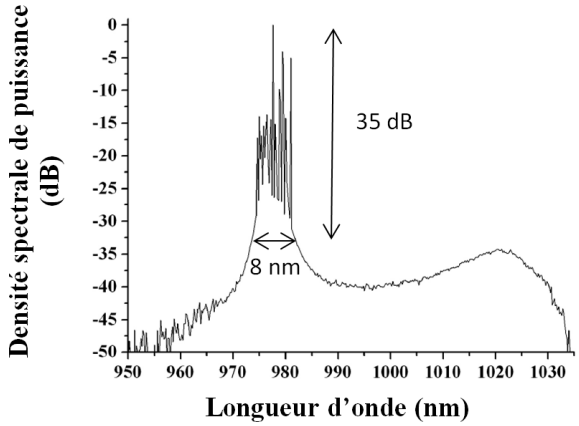


Figure 57 : Spectre laser à 976 nm du faisceau issu de la cavité laser bâtie autour de la fibre barreau 80/200

La qualité spatiale du mode issu de la fibre barreau, théoriquement monomode, se dégrade en réalité rapidement avec la puissance passant d'un M^2 de 1,2 pour 24 W de puissance laser à un M^2 de 2,2 pour 95 W.

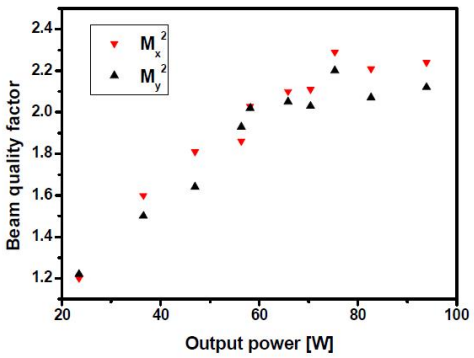


Fig. 8. Measured M^2 values for different output powers

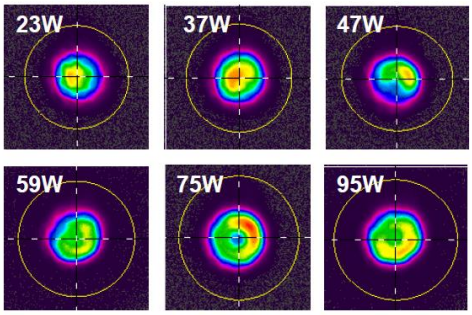


Fig. 9. Intensity profile evolution for different output powers

Figure 58 : Dégradation de la qualité spatiale du faisceau en fonction de la puissance laser en sortie de la fibre barreau 80/200 à 976 nm. [ROE 08 ; JOH 13]

Bien que la structure radiale de la fibre barreau ne présente pas de dissymétrie laissant apparaitre un axe de propagation privilégié pour un état de polarisation du faisceau laser, les imperfections de sa circularité au fil du tirage ainsi que sa rigidité lui confèrent une biréfringence suffisante pour maintenir la polarisation du faisceau tout au long de sa propagation. Ainsi, le ratio d'extinction de la polarisation ($PER = 10.log_{10}\left(\frac{P_y}{P_x}\right)$) reste compris entre 14 et 16 dB, conservant ainsi le degré de polarisation de la diode signal émettant à 1064 nm utilisée pour étalonner la mesure, et ce, pour une gamme de puissance allant jusqu'à 60 W.

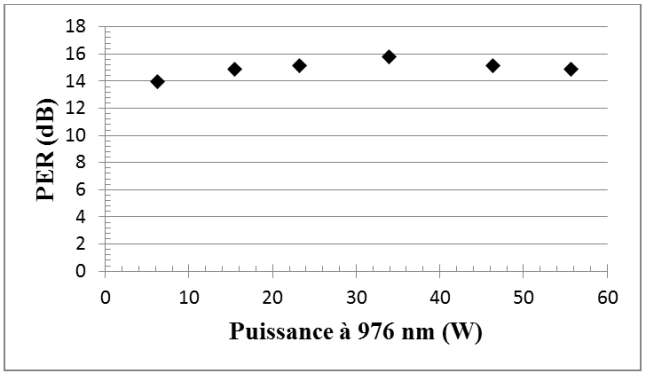


Figure 59 : Evolution du degré de polarisation de polarisation en fonction de la puissance à 976 nm.

Par ailleurs, les lasers à fibre bâtis autour de fibre à matrice aluminosilicate, comme cette fibre barreau 80/200, souffrent du phénomène de photo noircissement.

Ce phénomène, lié à l'apparition de centres colorées présentant des bandes d'absorption dans les bandes d'émission des fibres dopées lorsqu'elles sont soumis à des pompages intenses est d'autant plus probable que l'inversion de ces dopants est importante. Le fonctionnement à 976 nm est d'autant plus favorable au photo noircissement puisque l'inversion minimale à 976 nm est de plus de 50% contre 7% pour un fonctionnement à 1030 nm. Ce phénomène a donc des conséquences plusieurs ordre de grandeur supérieur à 976 nm par rapport à une émission à 1030 nm. Une expérience d'endurance a été mise en œuvre pour quantifier ce phénomène. Elle consiste à réaliser une source d'ASE avec la fibre barreau polie en angle à ses deux extrémités et en mesurant au cours du temps la puissance des deux voies d'ASE (Contra-propagative en l'occurrence) en la soumettant à environ 100 W de pompe à 915 nm.

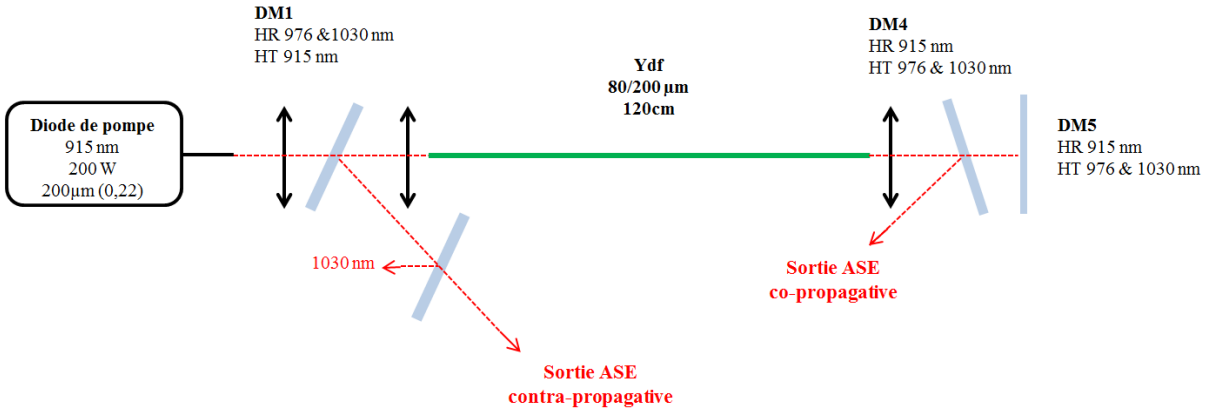


Figure 60 : Schéma expérimental de la mesure du photo-noircissement dans la fibre barreau 80/200 à matrice aluminosilicate.

Lors d'une endurance réalisée sur plusieurs jours consécutifs dans le cas d'une fibre pompée à 915 nm et seulement déplétée par l'ASE (pas d'injection de signal), les performances initialement intéressantes d'un point de vue industriel sont réduites de plus de 11% au bout de seulement 25 heures d'opération et le phénomène n'a pas atteint son régime stationnaire. Ce comportement est lié à la chimie de la préforme du cœur mettant en jeu les dopants Ytterbium et aluminium [DES 08 ; ENG 08 ; JET 12 ; VEZ 13] (voir partie II)

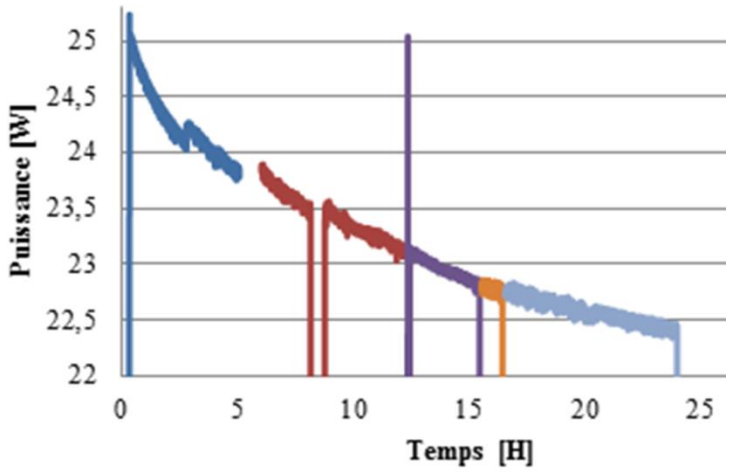


Figure 61 : Photo-noircissement de la fibre 80/200 à matrice aluminosilicate soumise à 80W de pompe à 915 nm mais sans signal.

b) Fibre barreau 80/200 en configuration MOPAFibre barreau en configuration MOPA

Le but de ces travaux de thèse consiste à réaliser une source laser ne comprenant qu'une seule raie spectrale à 976 nm et suffisamment étroite pour être efficacement doublée dans un cristal non linéaire de type PPxx dont l'acceptance spectrale ne dépasse pas quelques dizaines de picomètres. Bon nombre des applications industrielles visées nécessitent même un fonctionnement monofréquence, c'est à dire une largeur spectrale n'excédant pas quelques dizaines de kilohertz.

Etant impossible de réaliser des cavités laser à fibre de longueur centimétriques et générant plusieurs watts à 976 nm, la seule issue consiste à réaliser des architectures laser MOPA (Master Oscillator Power Amplifier). Les fibres dopées Ytterbium sont alors utilisées comme amplificateurs de sources lasers bien maitrisées mais ne générant que quelques centaines de milliwatts à 976 nm et avec une largeur de raie spectrale étroite (<3kHz [ZHU 12]). La puissance nécessaire pour atteindre une puissance de l'ordre de quelques watts à 488 nm par doublement en fréquence de la source fondamentale à 976 nm est estimée à une dizaine de watts.

La validation de cette solution a été réalisée en utilisant la fibre de type barreau 80/200.

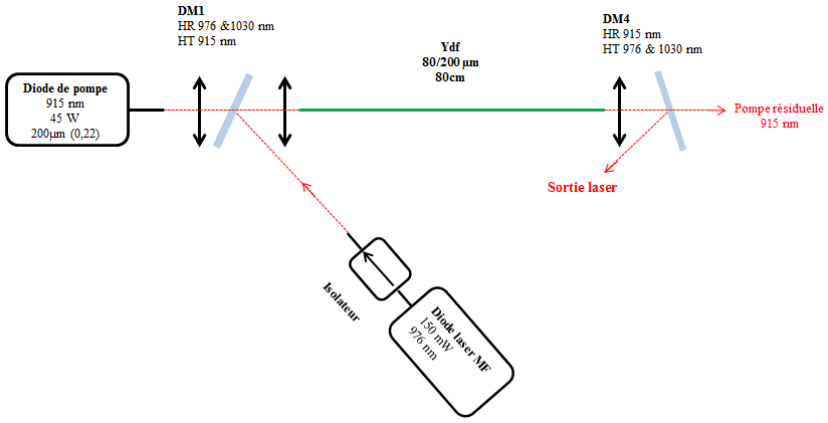


Figure 62 : Schéma expérimental de la fibre 80/200 de 80 cm en configuration MOPA. Le signal à 976 nm issu d'une diode semi-conductrice de largeur spectrale étroite (qques 10 pm) est amplifié en simple passage.

Cette configuration a permis de démontrer la génération de 10 Watts de puissance laser à 976 nm pour 45W de puissance de pompe. Cette faible efficacité vis-à-vis de la configuration MOPA s'explique tout d'abord par le niveau de puissance de pompe limité à 45 W lors de cette expérience, à la longueur de fibre de 80 cm utilisée ainsi qu'au non recyclage de la pompe résiduelle.

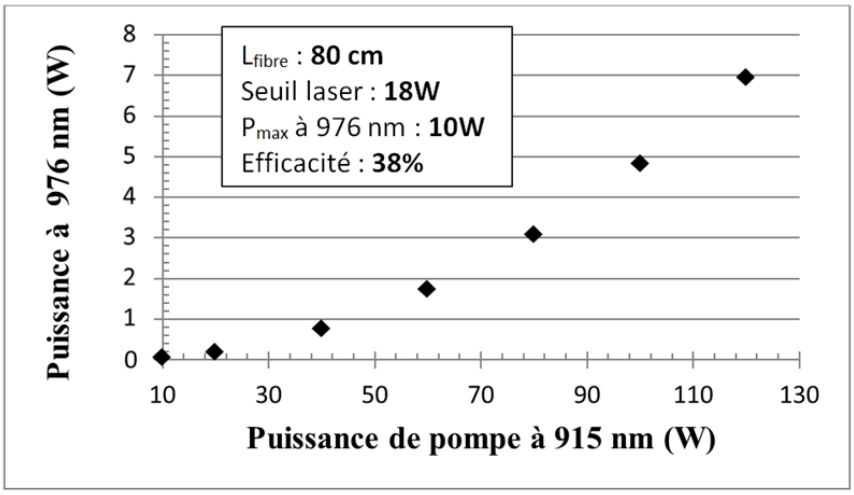


Figure 63 : Efficacité opto-optique du MOPA à 976 nm construit autour de la fibre 80/200 de 80 cm.

De plus, lorsque l'on considère la répartition spectrale de la puissance, on se rend compte que la part de puissance correspondant à l'amplification du signal initial diminue en faveur de l'ASE autour de 976 nm lorsque la puissance globale augmente.

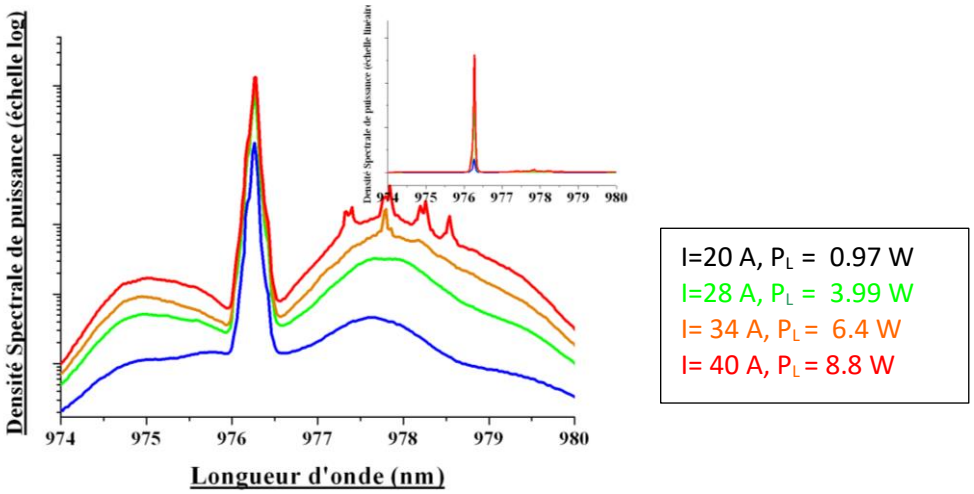


Figure 64 : Spectre optique du MOPA à 976 nm en fonction de la puissance issue du MOPA à 976 nm.

Ainsi, lorsque la puissance émise par la source laser MOPA ayant pour milieu amplificateur la fibre 80/200 atteint 10 W, seuls 75% de la puissance correspond à l'amplification du signal initial soit 7.5W.

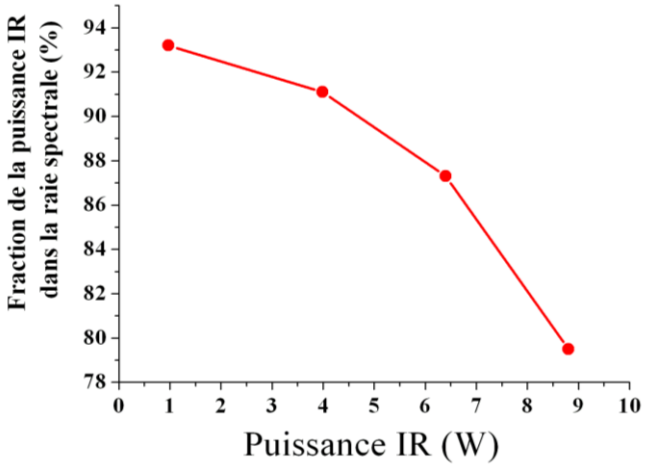


Figure65 : Pourcentage de la puissance de signal amplifiée à 976 nm dans la puissance optique en sortie du MOPA bâti autour de la fibre 80/200 à matrice Aluminosilicate. La concurrence de l'ASE à 976 nm croit avec la puissance globale émise à 976 nm.

Ce comportement traduit la non-homogénéité des sous niveaux de la transition 3 niveaux. Ce comportement est appelé en anglais « Spectral Hole Burning » [PER 08] et représente un obstacle de taille quant à l'amplification de signaux spectralement étroits (<50pm).

Conclusion expérimentations fibre barreau 80/200 :

La fibre barreau 80/200 semblait donc présenter un fort intérêt puisque forte d'un bêta de 6 et d'une large gaine de pompe (200µm) ouverte à 0,6, elle permet d'atteindre de fortes puissances

à 976 nm (100W) mais en revanche, sa rigidité, son seuil laser élevé, la mauvaise qualité modale (M^2=2,2), le phénomène de « spectral hole burning » et son prix (11k€/m) en font un très mauvais candidat pour une intégration dans des lasers à des fins industrielles.

Fibre diamètre cœur/gaine	Barreau 80/200	
Matrice	Alumino sillicate	
Bêta	6	
Puissance max MOPA à 976 nm	10 W (pour 45W de pompe)	
Seuil laser	18 W	
Efficacité	38%	
PER	13-16 dB	
Qualité spatiale	Faisceau dégradé à HP	
Photonoircissement	10% en 25h	
Spectral Hole Burning	oui (ext s/ASE : 15dB)	
Intégrabilité	rigide	

Figure : Tableau récapitulatif des performances de la fibre barreau 80/200 à matrice aluminosilicate.

Fort de cette expérience avec la fibre barreau, il apparait nécessaire de chercher à réaliser une fibre combinant les bonnes prédispositions à 976 nm de la fibre 80/200 tout en y ajoutant les contraintes industrielles que sont : une fibre de diamètre réduit permettant de retrouver la géométrie souple classique des lasers à fibre, un seuil laser modéré (qques W), et une structure maintien de polarisation pour une émission monomode.

2. Réalisation n°1 : Fibre 20/80 à matrice aluminosilicate dopée ytterbium en technologie saut d'indice à gaine d'air

a) Description de la fibre 20/80 à matrice aluminosilicate

La première fibre souple réalisée dans le but de démontrer la conservation des performances à 976 nm a été une fibre de 20 µm de cœur et de 80 µm de gaine (β=16). La valeur du paramètre bêta a été quelque peu compromise par la diminution du cœur vers 20 µm afin d'éviter le surcout et le défi technologique que représente la réalisation d'une microstructure. La gaine de pompe est ouverte à 0,6 grâce à la réalisation d'une gaine « air clad ».

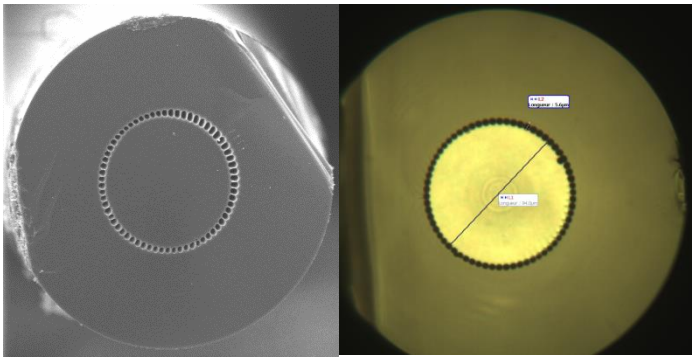


Figure 66 : Photographie de la face clivée de la fibre 20/80 à gaine de pompe « AirClad » au Microscope Electronique à Balayage (MEB) à gauche, au microscope à droite.

L'ouverture numérique de la gaine de pompe est un paramètre crucial quant à l'efficacité du laser puisqu'elle détermine la puissance de pompe qui pourra être couplée dans la gaine. Pour évaluer cette ouverture numérique, une mesure de l'épaisseur des ponts de silice a été réalisée au MEB (microscope électronique à balayage) . Il est possible de déduire de cette mesure l'ouverture numérique conférée par l'air clad.

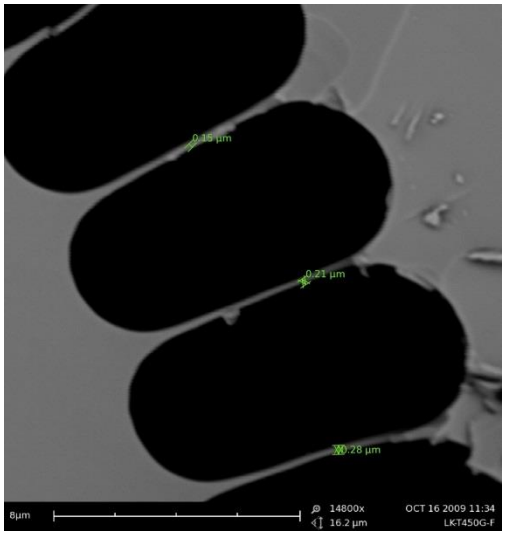


Figure 67 : Photographie au MEB de la mesure de l'épaisseur des ponts de silice constituant l'Air Clad de la fibre 20/80. De cette mesure est déduite l'ouverture numérique de la gaine de pompe.

Ici, l'épaisseur des ponts de silice est mesurée à 0,25µm en moyenne ce qui correspond à une ouverture numérique de 0,79. Cette ouverture numérique est supérieure à 0,6 et permet donc de coupler effiacement plus de 90% de la puissance des diodes de pompe délivrant leur puissance sur des fibres multimodes de 105 µm de cœur et d'ouverture numérique 0,15. (voir part II) [NAD 04]

Le cœur de 20 µm a été réalisé par la technique du saut d'indice (voir figure 68)

b) Profil indiciel de la préforme

Le profil indiciel de la fibre par rapport à la silice est donné selon son rayon [Fig.]. Il met en évidence les différentes phases de dopage par la méthode MCVD ainsi que le rétreint de la préforme. En effet, la zone dont le Δn est supérieur à 0,0003 correspond à la zone dopée

Ytterbium et définit le cœur guidant de la fibre. Le saut d'indice définit l'ouverture numérique du cœur. Les rebonds dans le cœur sont inhérents à la méthode de réalisation de la préforme par MCVD. Toute la maitrise du procédé de réalisation des fibres LMA dopées, consiste à réaliser des préformes présentant une grande homogénéité indicielle du cœur. En effet, le recouvrement entre les modes guidés par le cœur et ces rebonds définit la prépondérance de l'un ou de l'autre. Seul le mode fondamental LP_{01} doit être amplifié et dominer. Le creux central correspond à la phase de rétreint réalisée à l'issue des phases de dopage. Ici , les imperfections au moment de la fabrication de la préforme par voie MCVD conduisent à des inhomogénéités de plus de 30% de la différence d'indice du cœur.

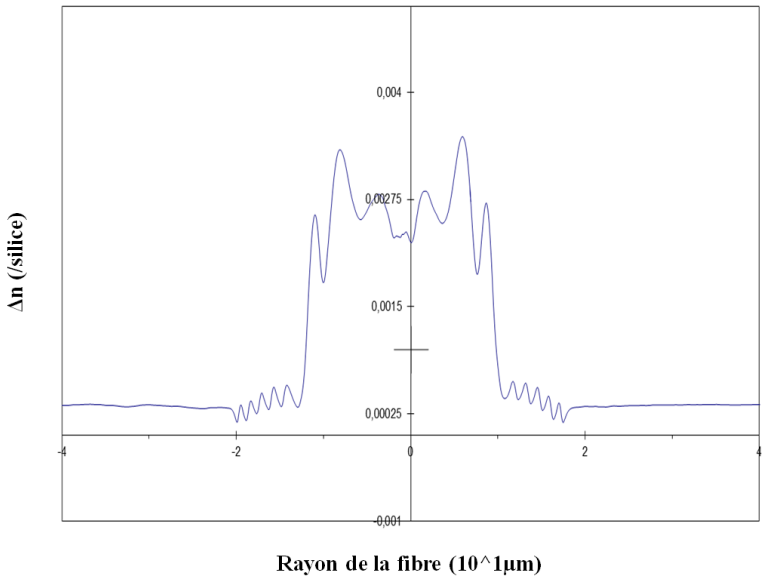


Figure 68 : Profil indiciel de la fibre 20/80 à matrice aluminosilicate.

c) Schéma expérimental

Le gros intérêt des fibres souples est que leur diamètre externe est du même ordre de grandeur que les fibres passives standard (125 µm) ce qui permet de souder la chaine signal directement à la fibre amplificatrice dopée Ytterbium et de réaliser ainsi une architecture tout-fibré aisément intégrable dans un produit industriel. Du côté de l'injection du signal, un adaptateur de mode doit être réalisé à l'interface de la soudure afin de minimiser le couplage du signal vers les modes de gaines et injecter le plus correctement possible dans le mode fondamental de la fibre amplificatrice. La puissance de pompe résiduelle ne peut être aisément recouplée dans la gaine de pompe de la fibre amplificatrice du fait de cette soudure. Elle est alors évacuée en réalisant un « Mode Stripper » au niveau de cette soudure. La puissance optique de pompe résiduelle y est convertie en puissance thermique et dissipée. Un composant fibré séparateur de longueur d'ondes (WDM pour l'anglais Wavelength De-Mutiplexor) permet de filtrer l'ASE à 1030 nm en provenance de l'amplificateur et ainsi de protéger la chaine signal.

Aucun composant fibré standard n'est disponible pour le couplage simultané de la pompe et du signal compte tenu du rapport cœur/gaine non conventionnel. L'injection de la pompe et la dissociation avec la longueur d'onde signal se fait alors par le biais d'un miroir dichroïque en espace libre. De ce côté, la fibre est clivée avec un angle de 8 degrés afin de limiter l'amplification double passage de l'ASE à 1030 nm sur les réflexions de Fresnel de la face de la fibre.

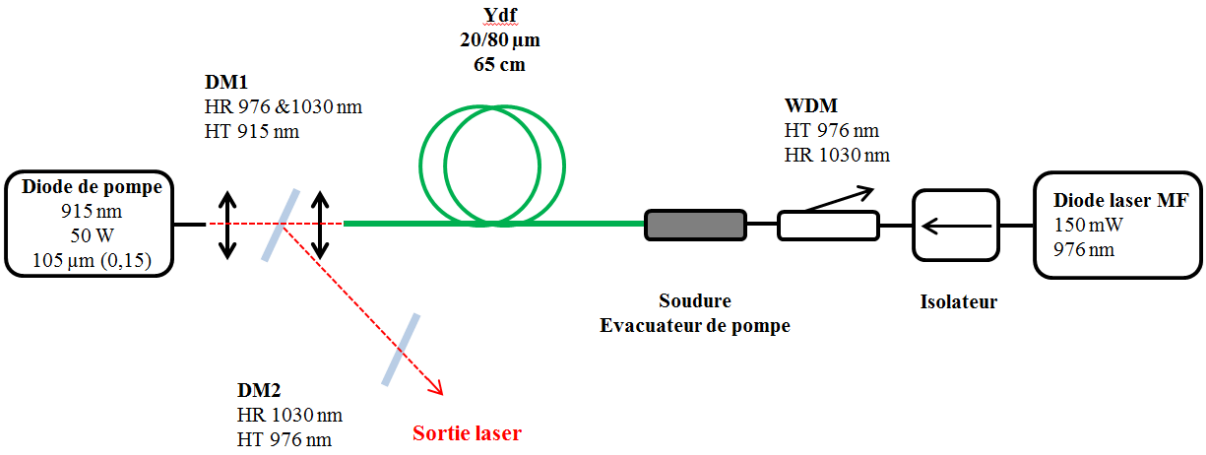


Figure 69 : Schéma expérimental du MOPA « tout fibré » construit autour de la fibre 20/80 à matrice aluminosilicate.

d) Caractéristique opto-optique

Cette configuration MOPA autour de la fibre souple 20/80 permet de démontrer une puissance de 7,5 W pour une puissance de pompe de 43 W et un seuil de seulement 4 W ce qui correspond à une efficacité de 20%. Ainsi en réduisant le diamètre de la gaine de 200µm à 80µm, le seuil laser a été divisé par 4,5 permettant d'utiliser des diodes de pompe moins onéreuses car de plus faible puissance et dont la gestion thermique bien plus aisée ne nécessite plus de circulateur d'eau mais un simple radiateur couplé à un élément Peltier. Cette efficacité est inférieure à l'efficacité de 38% précédemment obtenue avec la fibre barreau 80/200. Cette différence s'explique par la différence notable de bêta qui passe de 6 à 16 impliquant un recouvrement plus faible entre l'onde de pompe et le cœur dopé Ytterbium.

La compacité du procédé et sa facilité d'utilisation sont des atouts importants en termes d'industrialisation.

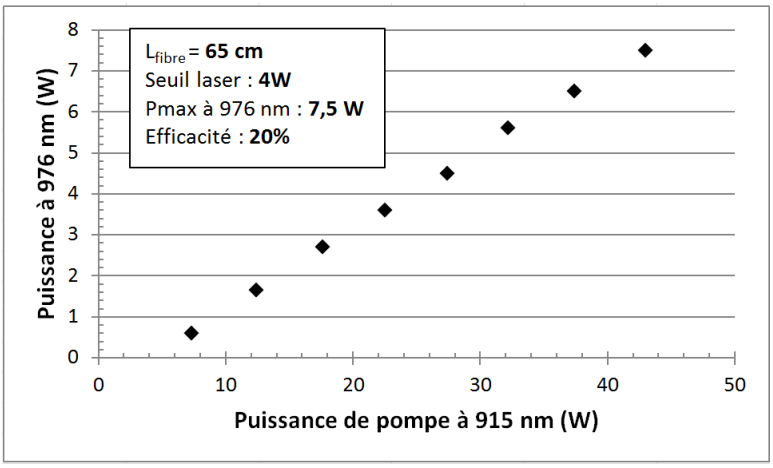


Figure 70 : Caractéristique opto-optique du MOPA à 976 nm construit autour de la fibre 20/80 aluminosilicate.

Les résultats corrects en terme de puissance et paraissant ne dépendre que du niveau de puissance de la pompe sont à relativiser par l'observation de la répartition spectrale de la puissance.

e) Considérations spectrales

la préforme de même nature matricielle que celle de la fibre barreau 80/200 implique une concurrence spectrale entre la puissance du signal amplifié et celle de l'ASE autour de 976 nm. Là aussi, le phénomène de SHB traduit la non homogénéité de la transition 3 niveaux. Ainsi, l'extinction spectrale du signal amplifié vis-à-vis de l'ASE à 976 nm n'excède pas 25 dB.

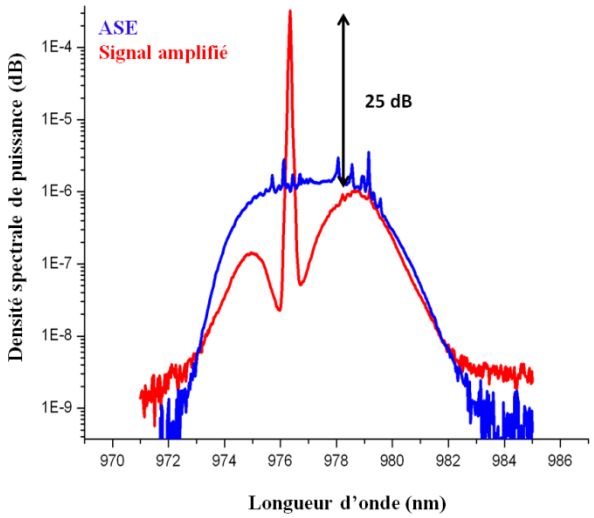


Figure 71 : Spectre optique du faisceau issu du MOPA à 976 nm construit autour de la fibre 20/80 aluminosilicate. Spectre d'ASE (sans signal) en bleu, spectre d'amplification en rouge. Seuls 25 dB d'extinction sont obtenus du fait du phénomène de Spectral Hole Burning.

f) Profil modal

L'évaluation du profil intensimétrique en champ proche en sortie de la fibre en fonction de la puissance de sortie montre une figure spatiale changeante dénotant le couplage entre plusieurs modes spatiaux se propageant dans la fibre. Le cœur de la fibre ne peut donc pas être considéré monomode à 976 nm et ne correspond donc pas au besoin industriel.

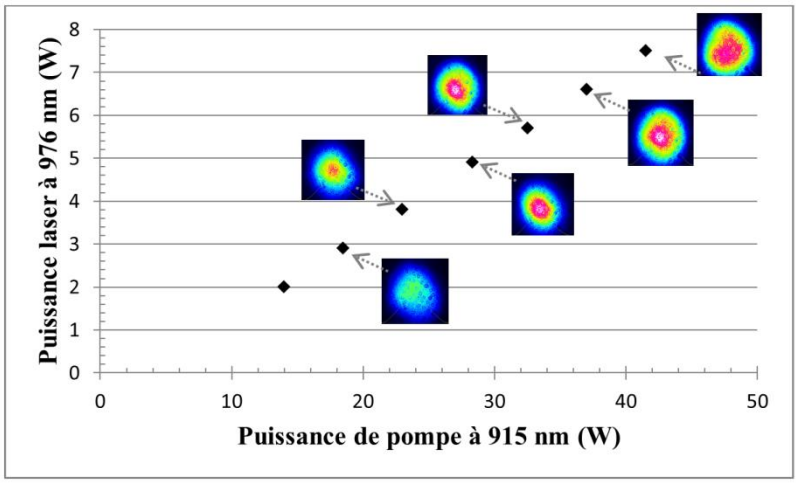
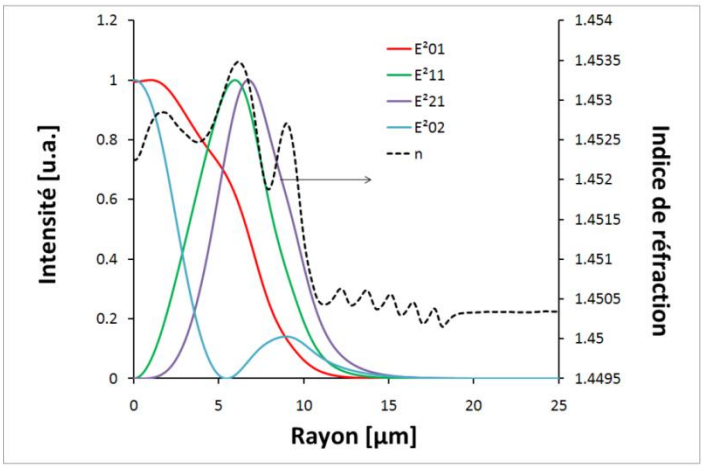


Figure 72 : Dégradation du profil modal du faisceau en sortie du MOPA à 976 nm avec la fibre 20/80 aluminosilicate avec l'augmentation de la puissance de sortie

Le calcul des modes guidés et amplifiés dans le cœur de cette fibre à partir du profil d'indice de la préforme conduit au résultat illustré sur la figure 73. Ces calculs ont été réalisés à l'aide d'un solveur modal commercial basé sur la méthode des éléments finis. Quatre modes sont donc guidés dans le cœur de 20µm. Le mode fondamental LP01 qui présente un facteur de recouvrement de 98% avec la zone dopée, le mode LP11 avec un recouvrement de 94%, le mode LP21 avec un recouvrement de 87% ainsi que le mode LP02 avec un recouvrement de 78%.



	LP01	LP11	LP21	LP02
ne	1.45242776	1.45192072	1.45122424	1.45093571
Γ	0.98	0.94	0.87	0.78

Figure 73 : Calcul des modes guidés dans le cœur de 20µm de la fibre et leur recouvrement avec la zone dopée.

Etant donnée la faible différence de recouvrement entre les modes guidés et le milieu à gain, il ne peut y avoir de filtrage par le gain de ces modes qui coexistent et dont l'intensité est fonction du gain mais aussi des contraintes telles que les courbures de la fibre. Ainsi la figure modale évolue lorsque les enroulements de la fibre sont perturbés [WIE 07].

g) Photo-noircissement

La fibre 20/80 réalisée avec une préforme aluminosilicate a été endurée pendant 270 heures à plus de 50% d'inversion en la soumettant à 20W de pompe à 915 nm mais sans lui injecter de signal.

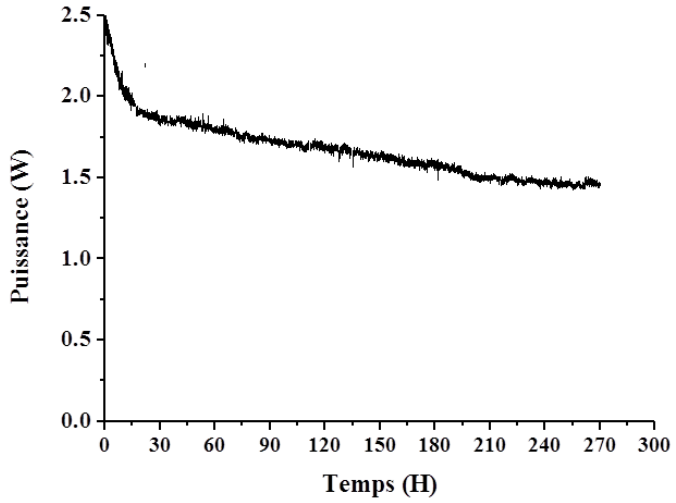


Figure 74 : Endurance de 270 heures de la fibre 20/80 aluminosilicate pour la mise en évidence du phénomène de photo-noircissement (voir chapitre 1)

La puissance décroit rapidement (30%) en 15 heures ce qui correspond à une composante rapide du photo-noircissement alors qu'une composante plus lente de dégradation est responsable de la diminution de 10% de la puissance sur les 240 heures suivantes. Cette composante lente ne tend toujours pas vers un régime stationnaire au bout de ces 270 heures. Ce comportement est rédhibitoire et ne permet pas d'envisager la réalisation de sources industrielles.

Conclusion expérimentations fibre 20/80 aluminosilicate à gaine d'air:

L'itération de la fibre à matrice aluminosilicate 20/80 à gaine de pompe « Air Clad » à remplacer partout par air –clad ou gaine d'air avait pour objectif de vérifier qu'il était possible

de transférer les propriétés opto-géométriques de la fibre barreau vers une fibre souple et donc intégrable dans un produit industriel. Le coût de fabrication devait également être fortement réduit afin de permettre un prix de vente concurrentiel. Pour cela, la microstructure du cœur a été retirée au profit d'un cœur réalisé par la méthode traditionnelle de saut d'indice. La puissance laser a été conservée (7,5W au lieu de 10W pour 50W de pompe à 915 nm) grâce au maintien d'une ouverture numérique élevée de la gaine de pompe ainsi que de la réduction de celle-ci qui a permis non seulement de rendre la fibre souple mais également d'abaisser fortement le seuil laser à 4W de pompe au lieu de 18W. Sur ces points, cette fibre apporte les réponses attendues et valide le concept de réalisation d'un laser à fibre souple dopée Ytterbium à 976 nm.

En revanche, des zones d'ombre subsistent :

- la qualité du faisceau qui présente une ellipticité non négligeable à basse puissance (5W) pour finalement se dégrader à haute puissance.
- L'efficacité laser a été réduite du fait de l'augmentation du rapport cœur/gaine
- Les problèmes de photo-noircissement et de Spectral Hole Burning inhérents à la matrice aluminosilicate limitent fortement les performances laser.
- La structure simpliste réalisée ici ne permet pas de conserver une émission laser privilégiée selon un axe de polarisation.

Pour lever ces zones d'ombre, une nouvelle itération de fibre est lancée.

Fibre diamètre cœur/gaine	Fibre 20/80 AC	
Matrice	Alumino sillicate	
Bêta	16	😊
Puissance max MOPA à 976 nm	7,5 W (pour 45W de pompe)	😐
Seuil laser	4 W	😐
Efficacité	20%	😐
PER	Structure non PM	☹
Qualité spatiale	Faisceau dégradé à HP	☹
Photonoircissement	Yb:Aluminosilicate	☹
Spectral Hole Burning	oui (ext s/ASE : 25dB)	☹
Intégrabilité	Souple	😊

Figure 75 : Tableau récapitulatif des performances de la fibre 20/80 aluminosilicate.

3. Réalisation n°2 : Fibre 20/80 à matrice phosphosilicate dopée ytterbium en technologie saut d'indice à gaine Téflon

a) Description de la fibre 20/80 à matrice phosphosilicate

Cette nouvelle itération de fibre souple est réalisée à partir d'une préforme phosphosilicate dopée Ytterbium car la chimie de ce verre est réputé limiter les effets de photo-noircissement car il a la propriété de présenter un taux de solubilité des ions Ytterbium bien plus élevée que

le verre aluminosilicate. Les agrégats de dopants sont ainsi limités. (voir partie II). Les dimensions cœur gaine et donc le paramètre bêta restent ici inchangés. Le diamètre de cœur est de 20 µm, la gaine de pompe mesure 80 µm et son ouverture numérique est garantie à 0,6 non pas par une gaine de type « Air Clad » mais par un revêtement Téflon. Cette solution a été choisie car elle est moins onéreuse que la précédente et permet ainsi de limiter le coût lié à cette nouvelle itération réalisée dans le seul but de vérifier la résistance de cette matrice au photo-noircissement.

Cette itération permettra également de vérifier la faisabilité de l'insertion de barreaux de contrainte (bore) de part et d'autre du cœur dans le but d'induire une biréfringence suffisante pour favoriser la conservation de la polarisation incidente de la lumière au cours de la propagation. Cette opération n'est pas garantie car les barreaux doivent être fortement dopés pour compenser leur diamètre qui ne peut excéder 15µm du fait du faible rapport cœur/gaine de la fibre indispensable à l'opération à 976 nm. A titre de comparaison, les barreaux de bore de la fibre passive standard PM 980 (Nufern) ont un diamètre proche de 45 µm. Le dopage élevé de ces barreaux modifie leur température de fusion ce qui risque de perturber le tirage de la fibre.

Il est possible d'identifier les différentes éléments constitutifs de la fibre au microscope. En effet, le cœur de 20µm au centre, zone fortement dopée parait sombre et est entourée d'une zone d'indice faible (« depressed clad ») qui a pour rôle de confiner le mode fondamental et à apporter des pertes de guidage aux modes d'ordre supérieurs. Autour la gaine de pompe en silice dans laquelle sont inclus diamétralement opposés les barreaux de contraintes de faible indice dopés au bore. (voir figure 76)

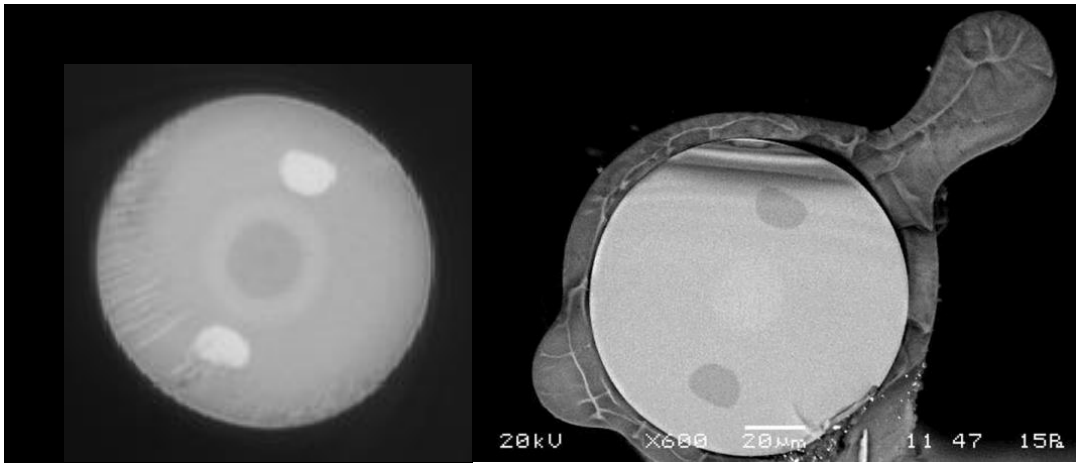


Figure 76 : Photographie au microscope de la face clivée de la fibre 20/80 phosphosilicate faisant apparaitre son cœur dopé entouré du « depressed clad » ainsi que ses barreau de contrainte.

Autour de la fibre à l'extrémité dénudée et clivée en angle, la gaine téflon servant à guider la pompe a une épaisseur de quelques microns. Cette faible épaisseur ainsi que la faible adhérence du Téflon sur la silice rendent les opérations de manipulation de cette fibre extrêmement délicates. La gaine Téflon menace à tout moment de se désolidariser de la fibre créant localement un défaut de guidage. Ce défaut laisse alors fuir la pompe qui crée un point chaud à partir duquel la fibre commence à brûler.

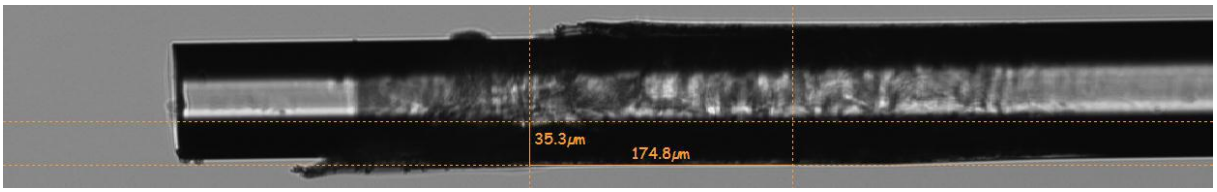


Figure 77 : Photographie au microscope vue de côté de la fibre 20/80 phosphosilicate faisant apparaitre le revêtement Téflon.

b) Profil indiciel de la préforme

La concentration en ions dopants Ytterbium de la préforme diffèrant de celui de la préforme aluminosilicate ainsi que la zone d'indice déprimé font que la fibre phosphate présente une absorption de 2.6 dB/m bien que les barreaux de contrainte aident au mixage des modes de pompe et donc à l'absorption de cette dernière.

Le profil indiciel montre une faible amplitude de rebonds dans la zone de cœur (1.4%) contre 30% dans la fibre aluminosilicate.

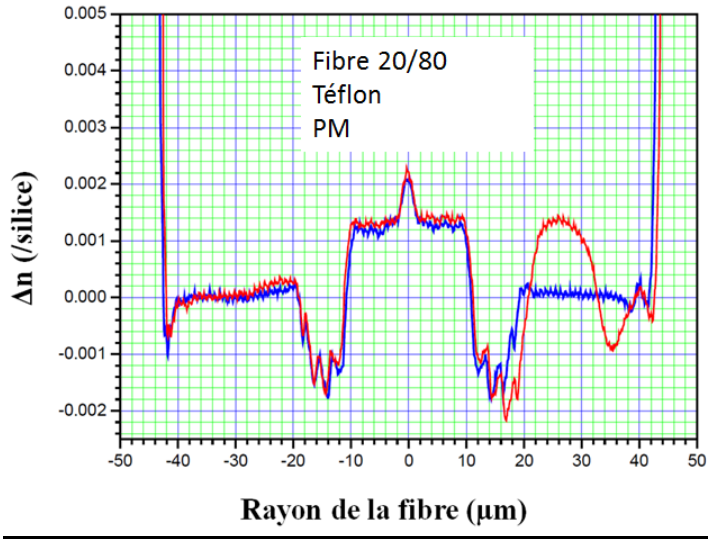


Figure 78 : Profil indiciel de la fibre 20/80 phosphosilicate.

La zone de rétreint haut indice ainsi que la zone de dépression de l'indice de la gaine (dopage fluor) autour du cœur aident au confinement et au bon guidage du mode fondamental dans le cœur de la fibre.

c) Schéma expérimental

Cette fibre a été testée dans les mêmes conditions que la précédente. La difficulté supplémentaire a été de parvenir à réaliser la montée en puissance car le revêtement Téflon ne résistait pas aux problèmes thermiques. Le nombre d'itérations réalisées pour parvenir au résultat montre que la solution de la gaine Téflon est à bannir dans le cadre d'applications industrielles.

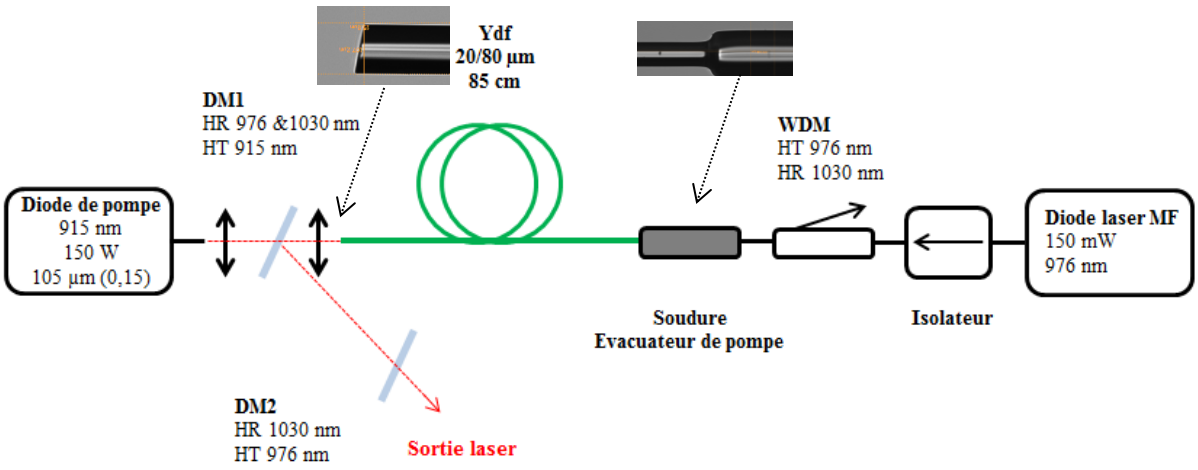


Figure 79 : Schéma expérimental du MOPA à l'i jection du signal « tout fibré » réalisé avec la fibre 20/80 phosphosilicate.

d) Caractéristique opto-optique

Dans la configuration MOPA précédemment décrite, la fibre 20/80 dotée de barreaux de contraintes a permis de démontrer la génération de 8,3W à 976 nm pour un peu plus de 45W de pompe à 915nm. Le seuil est toujours de 4 W puisque lié à la dimension de 80µm de la gaine qui est restée inchangée. Cela représente une efficacité de 20%. Cette efficacité inférieure de 6% à celle précédemment obtenue avec une fibre au bêta identique montre que la spectroscopie des ions ytterbium en matrice phosphosilicate conduit à une efficacité d'absorption plus faible qu'en matrice aluminosilicate. De plus, avec le revêtement Téflon, une partie non négligeable de la pompe est dissipée au fil de la propagation tant par diffusion au niveau des imperfections du Téflon, tant par évanescence vers le plateau support des enroulements de la fibre.

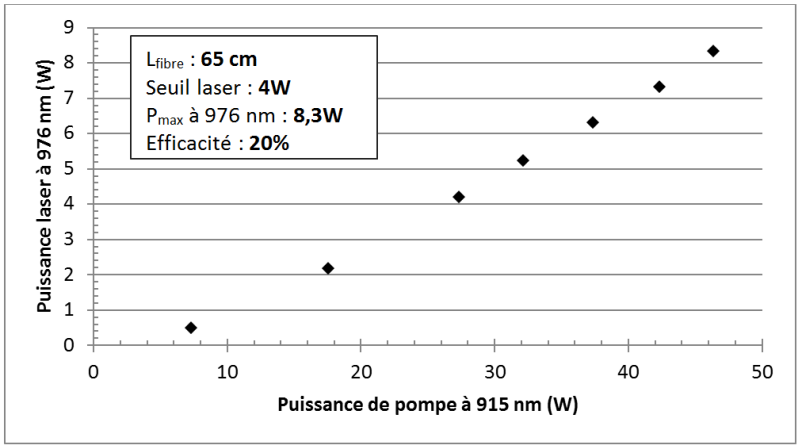


Figure 80 : Caractéristique électro-optique du MOPA à 976 nm construit autour de la fibre 20/80 phosphosilicate.

e) Considérations spectrales

Le premier point notable avec cette nouvelle matrice phosphosilicate vient de la répartition spectrale de la puissance en sortie du MOPA. En effet, contrairement à la fibre précédente dotée d'une matrice aluminosilicate dont le phénomène de Spectral Hole Burning limitait fortement l'amplification du signal, nous sommes ici dans le cas d'une transition 3 niveaux homogène. C'est-à-dire que dès lors que le signal est suffisamment intense pour parvenir à saturer le cœur de la fibre, l'ensemble du phénomène d'émission stimulée participe à l'amplification de ce signal. L'amplificateur ainsi réalisé génère donc peu d'ASE.

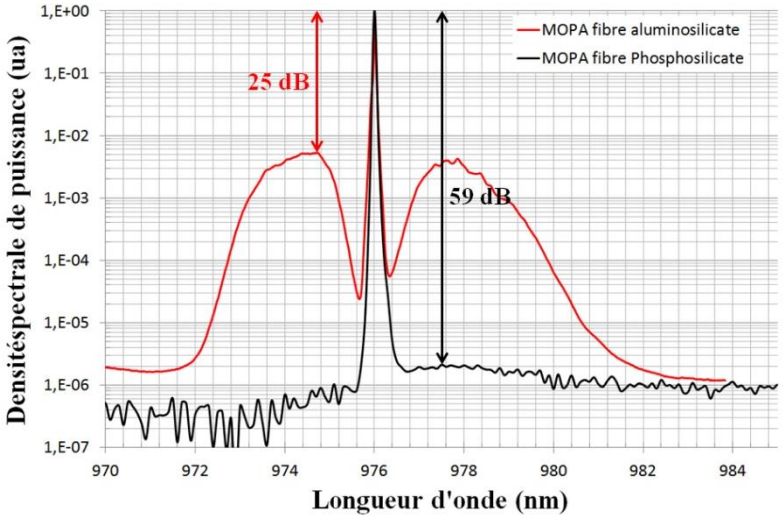


Figure 81 : Comparaison de l'extinction spectrale entre la fibre aluminosilicate et phosphosilicate pour 7W de puissance à 976 nm. Pas de spectral hole burning en matrice phosphosilicate.

Le spectre à pleine puissance montre une extinction de 59 dB et plus de 98% de la puissance est portée par la puissance du signal amplifié ce qui représente une amélioration de l'extinction de 34 dB.

f) Profil modal

L'évaluation de la qualité modale du faisceau de sortie conduit à 8,3 W à un faisceau quelque peu elliptique donnant un M^2= 1,24. Il est à noter que le mode fondamental domine davantage que dans la fibre aluminosilicate du fait de la présence de la couronne bas indice (« depressed clad ») autour du cœur physique.

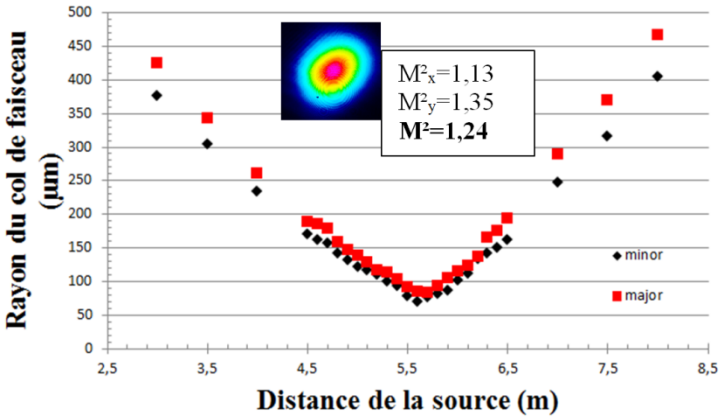


Figure 82: Mesure du paramètre M^2 du faisceau à 976 nm issu de la fibre 20/80 phosphosilicate.

Bien que la qualité modale ait été largement améliorée, elle ne correspond pas aux attentes des industriels qui recherchent des sources strictement monomodes spatialement avec un M^2 <1,1. En pratique, il est nécessaire de réaliser un adaptateur de mode au niveau de la soudure pour parfaitement être adapté à la taille du mode fondamental et ne pas stimuler les modes d'ordre supérieur. La complexité et la faible répétabilité de ce procédé n'en font pas un procédé adapté à la production en série de systèmes industriels.

g) Maintien de la polarisation

Etant donné que la structure de la fibre comprend des barreaux, la polarisation de celle-ci est mesurée sur la gamme de puissance générée par pompage avec la diode de pompe de 50W, c'est-à-dire jusqu'à 8,3W. Sur toute cette gamme, l'extinction entre la puissance sur la voie polarisée et la voie non polarisée reste comprise entre 8 et 10 dB (85% de la puissance polarisée). L'extinction de polarisation de cette fibre est bien inférieur des lasers à fibre conventionnels qui est typiquement comprise entre 14 et 16 dB.

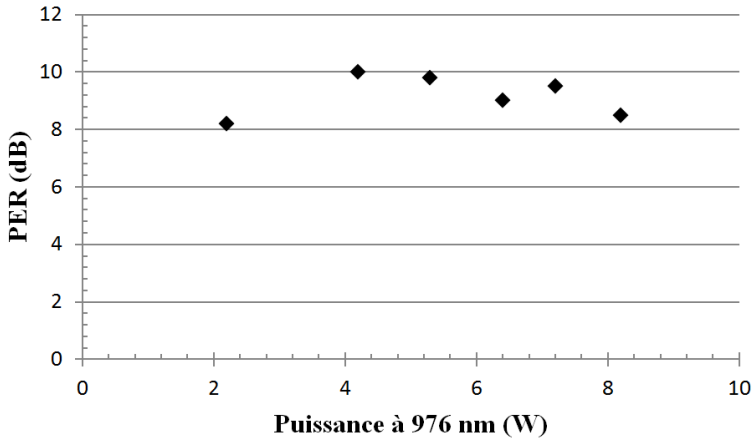


Figure 83 : Mesure de l'évolution de l'extinction entre les deux axes de polarisation du faisceau issu de la fibre 20/80 phosphosilicate.

Ce résultat montre qu'Il est possible d'utiliser des barreaux de bore fortement dopés pour réaliser des structures de fibre à maintien de polarisation tout en respectant un rapport cœur/gaine petit favorable à l'émission à 976 nm.

h) Photo-noircissement

La fibre 20/80 à matrice phosphate a été soumise à une endurance afin d'évaluer sa résistance au photo-noircissement lorsqu'elle est soumise à une inversion de population supérieure à 50%. Pour cela elle a été placée dans une configuration où seule l'ASE déplète les ions Ytterbium placés dans leur état excité par un pompage de 50W à 915 nm.

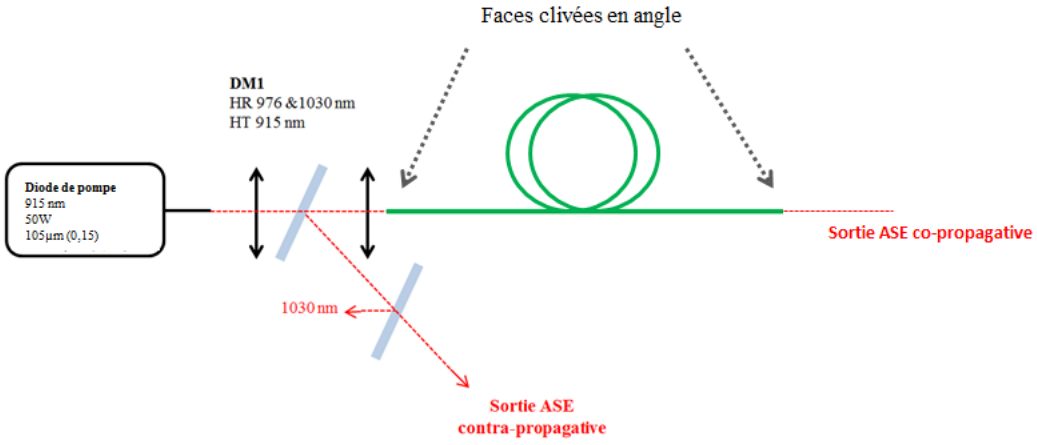


Figure 84 : Schéma expérimental de la mesure du photo-noircissement de la fibre 20/80 phosphosilicate.

La puissance d'ASE contra-propagative a été mesurée pendant près de 30 heures à 9 W de sortie La puissance d'ASE copropagative est supérieure à la puissance de 8.6 w obtenue en configuration MOPA. Cela s'explique par une dissymétrie des angles de clive (angle moins important côté opposé à l'injection de la pompe).

Cette expérience a permis de démontrer que cette matrice abrogeait certains des mécanismes complexes liés photo-noircissement, comme vu dans la littérature **[…]** En effet, la puissance a diminué de moins d'un pourcent sur 30 heures alors que la puissance avait diminué de 11% sur la même durée dans le cas de la matrice aluminosilicate. Ainsi les performances démontrées peuvent être maintenues dans le temps ce qui est primordial pour un produit industriel.

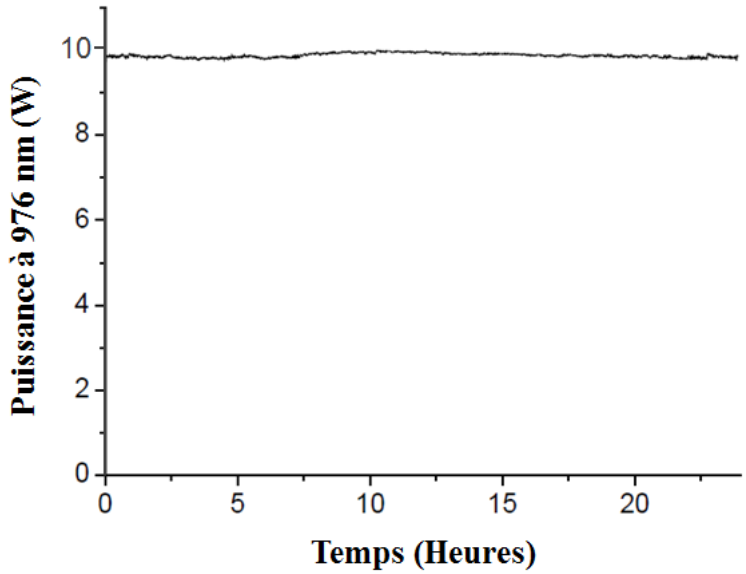


Figure 85 : Endurance de 30 heures de la puissance d'ASE issue de la fibre 20/80 phosphosilicate soumise à 47W de pompe à 915 nm : pas de photo-noircissement.

Conclusion expérimentations fibre 20/80 phosphosilicate à gaine Téflon :

Un certain nombre de problèmes liés à la conception d'une fibre robuste émettant à 976 nm ont été contournés autour de cette itération de fibre. En effet, elle a permis de trouver une alternative au problème crucial du photo-noircissement. De plus, le fait de changer de matrice a également permis de s'affranchir de l'inhomogénéité de la transition 3 niveaux et donc du SHB qui limitait fortement (plus de 30%) l'efficacité réelle des amplificateurs aluminosilicate. Cette fibre 20/80 à matrice phosphosilicate a permis d'obtenir plus de 8 W à 976 nm dans une largeur spectrale de quelques dizaines de kilohertz et cette puissance n'est limitée que par la puissance de pompe disponible (plus de croissance concurrentielle de l'ASE lorsque la puissance de pompe augmente).

Les barreaux de contraintes inclus dans la gaine de pompe permettent d'induire une biréfringence suffisante pour permettre de conserver une extinction de la polarisation supérieure à 8 dB sur toute la plage de puissance. Ce paramètre est très important pour les applications de doublement en fréquence car les effets non linéaires sont maxima dans les cristaux pour un axe de polarisation de la lumière privilégié.

En revanche, le seuil laser est toujours assez élevé (4W) et la qualité modale non idéale (M^2=1,24). Une solution permettant de pallier à ces deux problèmes consisterait à tirer une fibre homothétiquement identique mais dont le diamètre du cœur serait réduit à une condition strictement monomode. Ainsi, la qualité du faisceau serait en limite de diffraction et le rapport cœur/gaine serait identique impliquant une gaine plus petite et donc un seuil laser plus bas. La puissance de pompe perdue pour atteindre le seuil serait alors disponible pour atteindre l'objectif des 10W. D'un point de vue pratique, un cœur monomode serait directement en adéquation avec le mode issu des fibres standard et permettrait de réaliser des soudures plus simples et donc de minimiser la dispersion technologique.

Par ailleurs, la gaine Téflon est à bannir car cette technologie n'est pas bien maitrisée et le dépôt irrégulier. Il rend les manipulations très complexes en multipliant les précautions pour ne pas abîmer le revêtement.

Fibre diamètre cœur/gaine	**Fibre 20/80 Téflon**	
Matrice	Phospho sillicate	
Bêta	16	
Puissance max MOPA à 976 nm	8,6 W (pour 46,5W de pompe)	
Seuil laser	4 W	
Efficacité	20%	
PER	8-10 dB	
Qualité spatiale	M^2=1,24	
Photonoircissement	<1% sur 30 heures	
Spectral Hole Burning	non (ext s/ASE =59dB)	
Intégrabilité	Souple	

Figure 86 : Tableau récapitulatif des performances de la fibre 20/80 à matrice phosphosilicate.

4. Réalisation n°3 : Fibre Gén. 2 à matrice phosphosilicate dopée Ytterbium en technologie saut d'indice à gaine d'air

a) Description de la fibre Gén. 2 à matrice phosphosilicate

Une itération supplémentaire a était réalisée en cherchant à combiner l'ensemble des remarques issues des expérimentations précédentes. Ainsi, une fibre double gaine à préforme phosphosilicate a été réalisée en tenant compte de l'ensemble des paramètres précédemment mis en évidence pour optimiser les performances à 976 nm.

b) Profil indiciel de la préforme

Le profil indiciel de cette nouvelle préforme est en accord avec celle précédemment réalisée avec une amplitude de rebonds inférieure à 5%. Une zone de bas indice entoure là aussi le cœur afin de confiner le mode fondamental et ainsi le rendre moins susceptible aux pertes par courbure de la fibre.

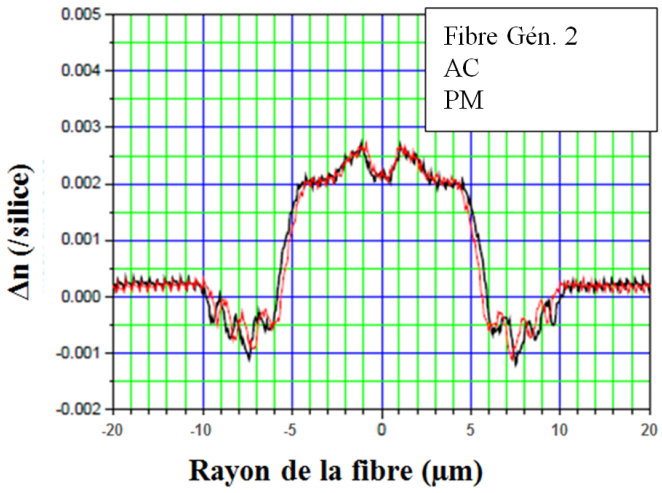


Figure 87 : Profil indiciel de la fibre phosphosilicate Gén. 2.

c) Schéma expérimental

Cette nouvelle fibre Gén. 2 a été testée dans les mêmes conditions que les itérations précédentes. La configuration MOPA ainsi réalisée a été bâtie autour d'une fibre de 80 cm car l'absorption de cette fibre est de 2,6 dB/m. La pompe utilisée ici est une pompe délivrant 150W à 915 nm. La brillance des diodes de pompe a fortement évolué au cours de cette thèse. La puissance délivrée sur 105 µm (0.15) a été multipliée par 6 en passant de 25 W à 50 W puis 70 W, puis 110 W et enfin 150 W. La puissance des sources laser à 976 nm, augmentera dans les mêmes proportions que celle de ces diodes de pompe.

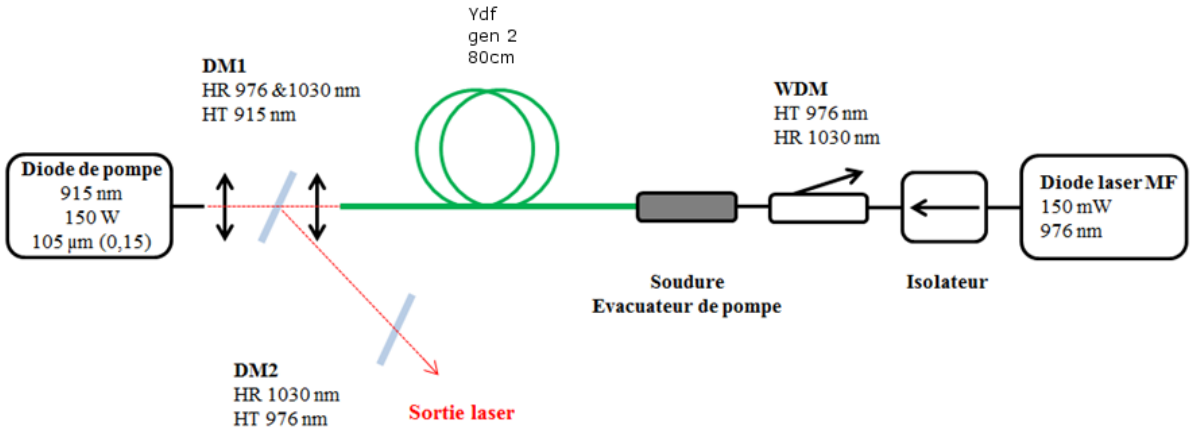


Figure 88: Schéma expérimental du MOPA tout fibré construit autour de la fibre Gén. 2 à matrice phosphosilicate.

d) Caractéristique opto-optique

Dans cette configuration, il a été démontré une puissance maximale à 976 nm de plus de 35 W (!) pour un seuil laser de 1,3 W. L'efficacité laser elle atteint 26%.

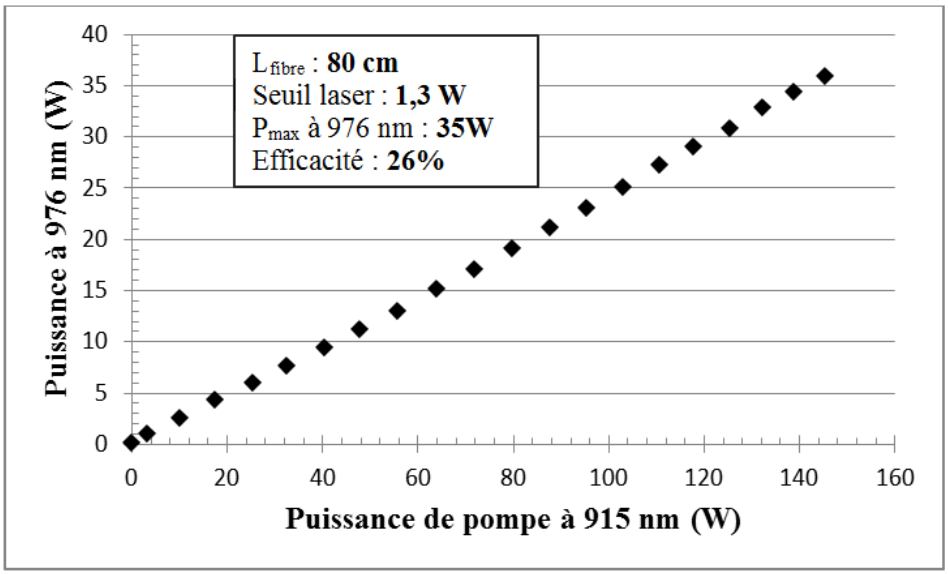


Figure 89 : Caractéristique électro-optique du MOPA à 976 nm construit autour de la fibre Gén. 2 phosphosilicate.

e) Considérations spectrales

Ces performances à 976 nm sont réalisées tout en maitrisant finement le spectre d'émission monofréquence. Plus de 58 dB d'extinction sont obtenus entre le signal amplifié et l'ASE à 976 nm et plus de 49 dB d'extinction sont mesurés vis-à-vis de l'ASE autour de 1030 nm (1017 nm exactement).

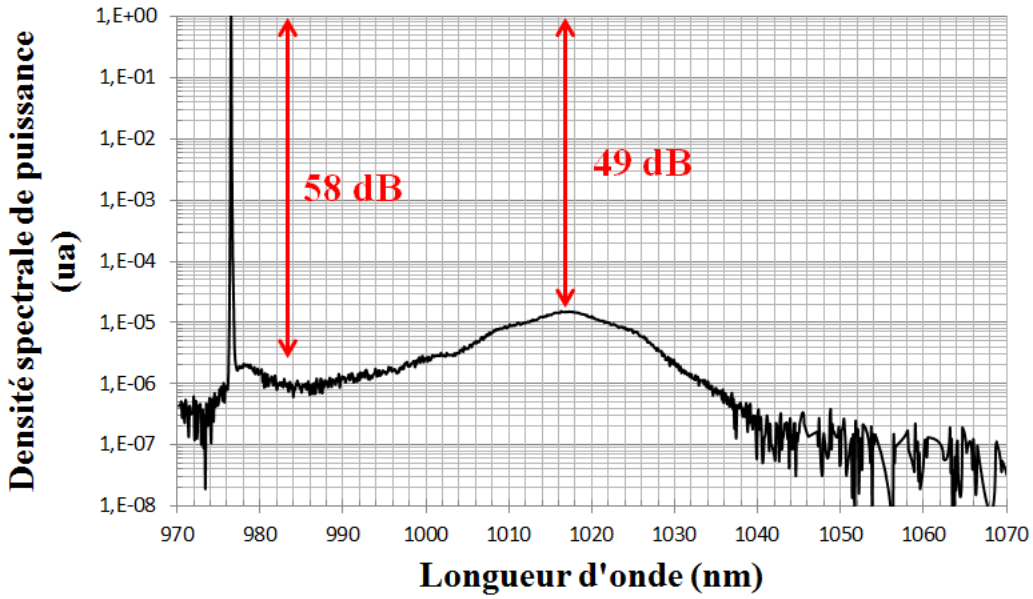


Figure 90 : Spectre monofréquence en sortie du MOPA à 976 nm construit avec la fibre Gén. 2 phosphosilicate

f) Profil modal

La qualité modale du faisceau laser à 976 m a été mesurée en sortie de cette nouvelle fibre monomode. Cette mesure a conduit à un M^2 de 1,06, inférieur au 1,1 requis par les applications industrielles. Ceci montre qu'il a été opportun de réduire homothétiquement les dimensions transverses de la fibre.

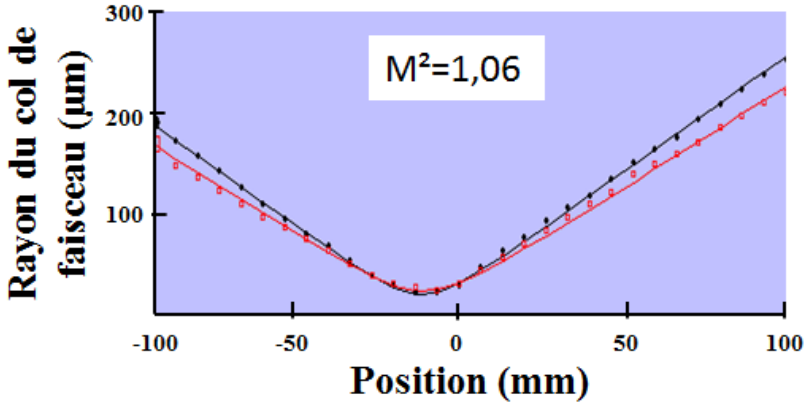


Figure 91 : Mesure de la qualité spatiale du faisceau issu de la fibre phosphosilicate Gén. 2 par évaluation du paramètre M^2. Faisceau en limite de diffraction.

g) Maintien de la polarisation

La structure à maintien de polarisation de cette nouvelle fibre est identique à la précédente. En revanche, on peut voir sur la figure 93 que l'extinction du signal amplifié polarisé par rapport au signal non polarisé est comprise entre 14 et 18 dB. Ces meilleures performances en termes

de maintien de la polarisation de la lumière s'expliquent par une fibre mieux maitrisée mécaniquement et de meilleure qualité modale.

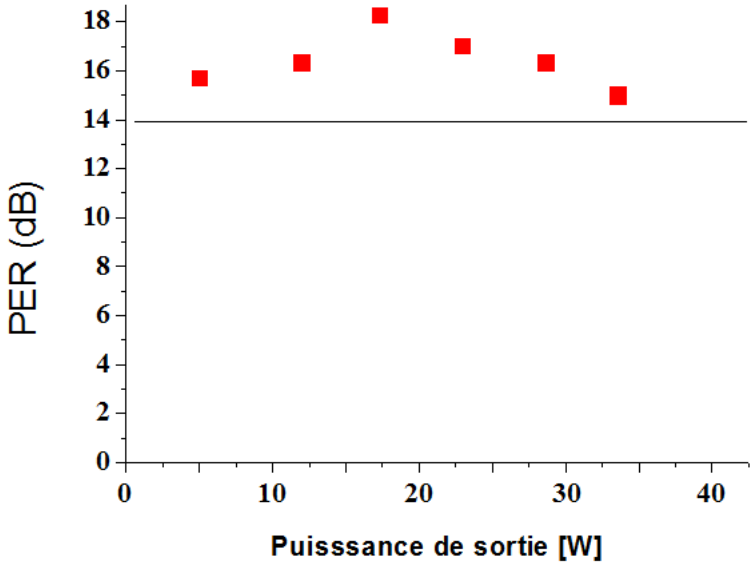


Figure 92: Mesure de l'évolution de l'extinction entre les deux composantes de polarisation en fonction de la puissance à 976 nm issue du MOPA construit autour de la fibre Gén. 2 phophosilicate.

Une endurance a été réalisée pendant une nuit pour évaluer la stabilité temporelle de la puissance polarisée et rechercher une éventuelle rotation de polarisation. Aucune variation de la puissance polarisée n'a été observée pendant la nuit (15 heures).

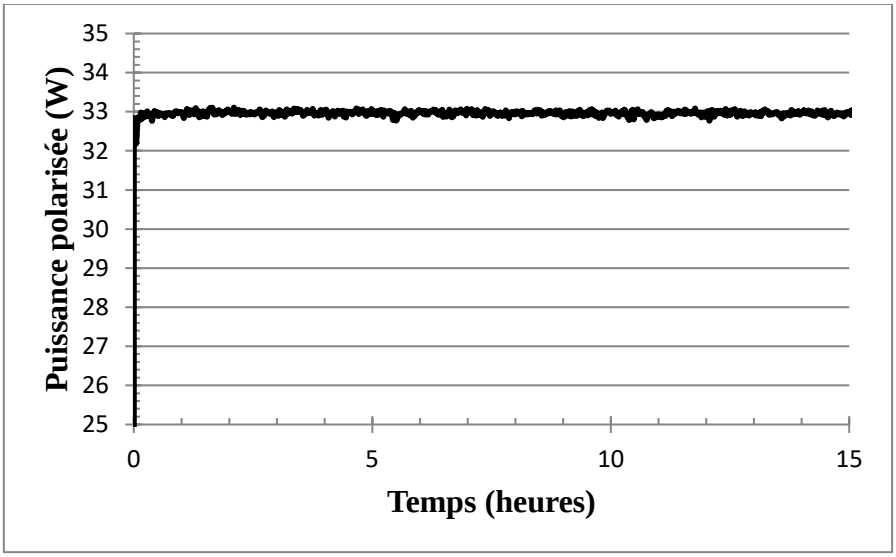


Figure 93: Endurance de 15 heures de la puissance polarisée à 976 nm en sortie de la fibre Gén. 2 phosphosilicate. La puissance est extrêmement stable.

h) Photo-noircissement

La source laser MOPA ainsi réalisée avec la fibre Gén. 2 phosphosilicate a été endurée pendant environ 130 heures à sa puissance maximale à 976 nm. La puissance a diminué de seulement 2% pendant les 25 premières heures et est restée stable au pourcent près jusqu'à la fin de l'endurance. La très relative diminution observée au cours des 25 premières heures peut être attribuée à la mise en température du système d'injection de la pompe (150 W).

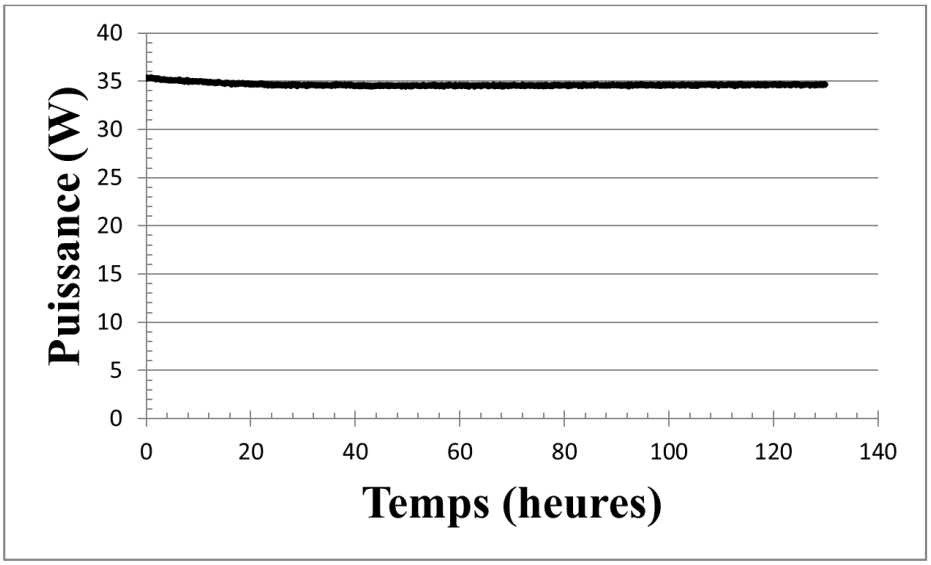


Figure 94 : Endurance de 130 heures de la puissance globale issue du MOPA à 976 nm construit autour de la fibre Gén. 2 phosphosilicate : pas de photo-noircissement.

La puissance en sortie de cette source MOPA reste extrêmement stable et est parfaitement adaptée à la réalisation de sources laser industrielles.

Conclusion expérimentations fibre Gén. 2 phosphosilicate à gaine d'air

Cette itération de la fibre Gén. 2 en matrice phosphosilicate avec une gaine « Air Clad » en configuration MOPA a permis de combiner l'ensemble des paramètres nécessaires pour réaliser une source industrielle continue à 976 nm. Cette itération ainsi que l'amélioration de la brillance des diodes de pompe délivrant désormais jusqu'à 150W sur une fibre de 105 µm de cœur ouverte à 0,15, ont permis de démontrer pour la première fois la génération de plus de 35 W monofréquence à 976 nm avec un PER de 16dB et sans photonoircissement ni SHB. Les dimensions transverses de la fibre ont conduit à abaisser le seuil à 1,3W et à obtenir une qualité spatiale du faisceau proche de la limite de diffraction. Le seul problème résiduel réside dans l'efficacité d'amplification qui reste inférieur à 30% alors qu'il dépasse 50% à 1030 nm. Une

solution pour améliorer ce point consisterait à concevoir une fibre permettant de limiter encore l'ASE à 1030 nm en induisant des pertes distribuées tout au long de la fibre à cette longueur d'onde. Une autre technique consiste en le dopage en anneau déjà annoncée par Nilson et Al. [NIL94].

Fibre diamètre cœur/gaine	Fibre Gén. 2	
Matrice	Phospho sillicate	
Bêta	16	
Puissance max MOPA à 976 nm	35 W (pour 150W de pompe)	
Seuil laser	1,3 W	
Efficacité	26%	
PER	14-18 dB	
Qualité spatiale	M^2=1,06	
Photonoircissement	<2% sur 130 heures	
Spectral Hole Burning	non (ext s/ASE : 58dB)	
Intégrabilité	Souple	

Figure 95: Tableau récapitulatif des performances de la fibre Gén. 2 phosphosilicate.

Au cours de la première année de cette thèse, il a été primordial de démontrer qu'il était possible de réaliser des sources lasers robustes et permettant de générer des puissances supérieures à 10 W à 976 nm en s'inspirant du design de la fibre barreau 80/200 mais avec des fibres souples.
Le fort potentiel du marché du remplacement des lasers à gaz Argon mono fréquence à 488 nm impose également une bonne gestion de la répartition spectrale de la puissance ainsi qu'une émission majoritaire selon un seul axe de polarisation afin de pouvoir procéder au doublement en fréquence efficace vers 488 nm.

Fibre diamètre cœur/gaine	Barreau 80/200		Fibre 20/80 AC		Fibre 20/80 Téflon		Fibre Gén. 2	
Matrice	Alumino silicate	😊	Alumino silicate	😊	Phospho silicate	😊	Phospho silicate	😊
Bêta	6		16		16		16	
Puissance max MOPA à 976 nm	10 W (pour 45W de pompe)	😐	7,5 W (pour 45W de pompe)	😐	8,6 W (pour 46,5W de pompe)	😐	35 W (pour 150W de pompe)	😊
Seuil laser	18 W	😟	4 W	😐	4 W	😐	1,3 W	😊
Efficacité	38%	😊	20%	😐	20%	😐	26%	😐
PER	13-16 dB	😊	Structure non PM	😟	8-10 dB	😐	14-18 dB	😊
Qualité spatiale	Faisceau dégradé à HP	😟	Faisceau dégradé à HP	😟	M^2=1,24	😐	M^2=1,06	😊
Photonoircissement	10% en 25h	😟	Yb:Aluminosilicate	😟	<1% sur 30 heures	😊	<2% sur 130 heures	😊
Spectral Hole Burning	oui (ext s/ASE : 15dB)	😟	oui (ext s/ASE : 25dB)	😟	non (ext s/ASE : 59dB)	😊	non (ext s/ASE : 58dB)	😊
Intégrabilité	rigide	😟	Souple	😊	Souple	😊	Souple	😊

Figure 96: Tableau récapitulatif des avancées obtenues au fil des itérations vers la fibre permettant de réaliser une source laser à 976 nm industrielle.

IV. Conclusion laser à fibre dopée ytterbium opérant à 976 nm

Les différentes expériences menées avec la fibre barreau 80/200 puis avec les différentes itérations de fibre ont permis de converger pour la première fois vers une solution très satisfaisante combinant tous les aspects indispensables à la réalisation d'une source industrielle puissante à 976 nm (fibre souple donc peu encombrante, émission monomode et polarisée, efficacité laser en accord avec les puissance des diodes de pompe disponibles, maitrise de la dégradation des performances par photo-noircissement).

La découverte du phénomène de Spectral Hole Burning (SHB) autour de la transition à 976 nm dans les fibres aluminosilicates représente un véritable frein au développement de cette technologie en limitant l'efficacité d'amplification dans le cas d'intervalles spectraux étroits. La compréhension du mécanisme en jeux (inhomogénéité de la matrice aluminsilicate dopée Ytterbium) a permis de dépasser cette limitation par la réalisation de fibres à matrice phosphosilicate.

La génération de plus de 35 W monofréquence ($\Delta v<30kHz$) et monomode ($M^2<1,1$) à 976 nm a été démontrée pour 150W de pompe à 915 nm avec un seuil de 1,3 W ce qui correspond à une efficacité de 26% sans « pectral hole burning ». La puissance est délivrée selon un axe de polarisation majoritaire (PER > 16dB) et avec photo-noircissement faible et maitrisé puisqu'elle ne fluctue que de 2% sur une durée de 130 heures.

La source laser à 976 nm ainsi développée peut être doublée en fréquence pour atteindre le domaine visible à 488 nm qui regorge d'applications (voir chapitre III).

Bibliographie

[BOU 08] Johan Boullet, Yoann Zaouter, Rudy Desmarchelier, Matthieu Cazaux, François Salin, Julien Saby, Ramatou Bello-Doua, and Eric Cormier, "High power ytterbium-doped rod-type three-level photonic crystal fiber laser," Opt. Express 16, 17891-17902 (2008)

[BOU 09] J. Boullet, Y. Zaouter, R. Desmarchelier, M. Cazaux, F. Salin, and E. Cormier, "Single Mode Fiber Laser Emitting 94 W at 977 nm," in Advanced Solid-State Photonics, OSA Technical Digest Series (CD) (Optical Society of America, 2009), paper TuA3.

[BUF 06] Ytterbium fibre laser with a heavily Yb3+-doped glass fibre core http://dx.doi.org/10.1070/QE2006v036n03ABEH013123 by Bufetov, Igor' A; Semenov, S L; Kosolapov, A F; Mel'kumov, Mikhail A; Dudin, V V; Dianov, Evgenii M (Fiber Optics Research Center, Russian Academy of Sciences, Moscow (Russian Federation)); Galagan, B I; Denker, B I; Osiko, Vyacheslav V; Sverchkov, S E (Laser Materials and Technology Research Center, A. M. Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow (Russian Federation))

[DES 08] Clusters dissolution of Yb3+ in codoped SiO2-Al2O3-P2O5 glass fiber and its relevance to photodarkening,Journal of Chemical Physics 136 (2012) 014503-1 – 014503-4,T. Deschamps, N. Ollier, H. Vezin, C. Gonnet

[ENG 08] Magnus Engholm and Lars Norin "Reduction of photodarkening in Yb/Al-doped fiber lasers", Proc. SPIE 6873, Fiber Lasers V: Technology, Systems, and Applications, 68731E (February 25, 2008); doi:10.1117/12.763218; http://dx.doi.org/10.1117/12.763218

[ETZ 62] Etzel, H. W., Gandy, H. W., and Ginther, R. J. (1962). Stimulated emission of infrared radiation from ytterbium activated silicate glass. Appl. Opt., 1(4) :534–536.

[FOM 97] V. Fomin, M. Abramov, A. Ferin, A. Abramov, D. Mochalov, N. Platonov, and V. Gapontsev, “10 kW single mode fiber laser,” in Proc. of 5th International Symposium on High-Power Fiber Lasers and Their Applications,

[GAP 99] Valentin P. Gapontsev ; Valentin Fomin ; Andrei Ount and Igor E. Samartsev "100-kW ytterbium fiber laser", Proc. SPIE 3613, Solid State Lasers VIII, 49 (May 4, 1999); doi:10.1117/12.347701

[JAR 04] Ylä Jarkko Phd dissertation Helsinki University of technology 2004

[JEO 04] Y. Jeong, J. Sahu, D. Payne, and J. Nilsson, "Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36 kW continuous-wave output power," Opt. Express 12, 6088-6092 (2004)

[JET 12] Sylvia Jetschke, Sonja Unger, Martin Leich, and Johannes Kirchhof, "Photodarkening kinetics as a function of Yb concentration and the role of Al codoping," Appl. Opt. 51, 7758-7764 (2012)

[JOH 13] Mette Marie Johansen, Kristian Rymann Hansen, Marko Laurila, Thomas Tanggaard Alkeskjold, and Jesper Lægsgaard, "Estimating modal instability threshold for photonic crystal rod fiber amplifiers," Opt. Express 21, 15409-15417 (2013)

[KIM 07] J. Kim, Daniel B. S. Soh, Johan Nilsson, David J. Richardson, and Jayanta K. Sahu Fiber Design For High-Power Low-Cost Yb:Al-Doped Fiber Laser operating at 980 nm IEEE JOURNAL OF SELECTED TOPICS IN QUANTUM ELECTRONICS, VOL. 13, NO. 3, MAY/JUNE 2007

[KIR 99] J. Kirchhof and S. Unger, "Codoping Effects in Fibers for Active Applications," in Optical Fiber Communication Conference and the International Conference on Integrated Optics and Optical Fiber Communication, OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, 1999), paper WM1.

[LAV 02] Growth of rare earth (RE) doped concentration gradient crystal fibers and analysis of dynamical processes of laser resonant transitions in RE-doped Y2O3 (RE=Yb3+, Er3+, Ho3+) L Laversenne , C Goutaudier, Y Guyot, M.Th Cohen-Adad, G Boulon Volume 341, Issues 1–2, 17 July 2002, Pages 214–219

[NAD 04] Nader A. Issa, "High numerical aperture in multimode microstructured optical fibers," Appl. Opt. 43, 6191-6197 (2004)

[PAS 12] Ytterbium-dopedfiberamplifiers Paschotta, R. ; Nilsson, J. ; Tropper, A.C. Hanna, D.C. Quantum Electronics, IEEE Journal of Volume: 33 , Issue: 7 DOI: 10.1109/3.594865 Publication Year: 1997 , Page(s): 1049 - 1056

[PER 08] Romain Peretti Manuscrit de thèse soutenue à l'Université Claude Bernard Lyon 1 le 7 octobre 2008

[ROE 08] Fabian Roeser, Cesar Jauregui, Jens Limpert, and Andreas Tünnermann, "94 W 980 nm high brightness Yb-doped fiber laser," Opt. Express 16, 17310-17318 (2008)

[SAB 12] J. Saby, "High Power IR, Green and UV Fiber Lasers," in Lasers, Sources, and Related Photonic Devices, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2012), paper FTh5A.3.

[SAM 09] G. K. Samanta, S. Chaitanya Kumar, and M. Ebrahim-Zadeh, "Stable, 9.6 W, continuous-wave, single-frequency, fiber-based green source at 532 nm," Opt. Lett. 34, 1561-1563 (2009)

[SCH??] High NA fibers — a comparison of optical, thermal and mechanical properties of ultra low index coated fibers and air clad MOFs Kay Schuster a, Jens Kobelke a, Johannes Kirchhof a, Claudia Aichele a, Klaus Mörl a, Anna B. Wojcik

[VEZ 13] Opt Express. 2013 Apr 8;21(7):8382-92. doi: 10.1364/OE.21.008382.Evidence of AlOHC responsible for the radiation-induced darkening in Yb doped fiber.Deschamps T1, Vezin H, Gonnet C, Ollier N.

[HAN 89] Continuous-Wave Tunable and Superfluorescent Operation of a Monomode Ytterbium-Doped Fiber Laser D. C. Hanna, R. M. Percival, I. R. Perry, R. G. Smart, P. J. Suni, and A. C. Tropper, 1989 OSA/ASSL 1989

[ARM 89] Efficient 980-nm Operation of a Yb -Doped Silica Fiber Laser J. R. Armitage, R. Wyatt.B. J. Ainslie.and S. P. Craig-Ryan, 1989 OSA/ASSL 1989

[ZEN 01] 1 W single-transverse-mode Yb-doped double-clad fibre laser at 978 nm L.A. Zenteno, J.D. Minelly, A. Liu, A.J.G. Ellison, S.G. Crigler, D.T. Walton, D.V.

Kuksenkov and M.J. Dejneka, ELECTRONICS LETTERS 21st June 2001 Vol. 37 No. 13

[NIL 98] Ring doped cladding pumped single mode three level fiber laser, J. Nilsson, J.D. Minelly, R. Paschotta, A. C. Tropper and D.C. Hanna, Optics letters, vol 23, N°5, March1, 1998

[REN 01] Manuscrit de thèse "High power diode pumped fiber laser", 2001

[SEL 03] High-power, low-noise, Yb-doped, cladding-pumped, three-level fiber sources at 980 nm R. Selvas, J. K. Sahu, L. B. Fu, J. N. Jang, J. Nilsson, and A. B. Grudinin, K. H. Ylä-Jarkko, S.A. Alam, P. W. Turner, and J. Moore, July 1, 2003 / Vol. 28, No. 13 / OPTICS LETTERS

[BOU 05] Frequency doubling of an efficient continuous wave single-mode Yb-doped fiber laser at 978 nm in a periodically-poled MgO:LiNbO3 waveguide, A. Bouchier, G. Lucas-Leclin and P. Georges, J.M. Maillard, 2005 Optical Society of America

[BUF 06] Ytterbium fibre laser with a heavily Yb3+-doped glass fibre core, I.A. Bufetov, S.L. Semenov, A.F. Kosolapov, M.A. Mel'kumov, V.V Dudin, B.I. Galagan, B.I. Denker, V.V. Osiko, S.E. Sverchkov, E.M. Dianov, 2006 Kvantovaya Elektronika and Turpion Ltd. DOI : 10.1070/QE2006v036n03A BEH013123

[KUR 01] High-power Yb-doped double-clad fiber lasers for a range of 0.98-1.04 µm. A.S.Kurkov, O.I.Medvedkov, V.M.Paramonov, S.A.Vasiliev, E.M.Dianov, V.Solodovnikov, V.Zhilin, A.N.Guryanov, A.Yu.Laptev, A.A.Umnikov, 2001 OSA/OAA 2001

[BAR 11] All-fiber Yb-doped CW and pulsed laser sources operating near 980nm Célia Bartolacci, Mathieu Laroche, Hervé Gilles, Sylvain Girard, Thierry Robin and Benoît Cadier, OSA / ASSP 2011

[ZHU 12] 976 nm single-frequency distributed Bragg reflector fiber laser Xiushan Zhu, Wei Shi, Jie Zong, Dan Nguyen, Robert A. Norwood, Arturo Chavez-Pirson, and N.Peyghambarian, October 15, 2012 / Vol. 37, No. 20 / OPTICS LETTERS

[CHI 04] High Power Optically Pumped Semiconductor Lasers. Juan Chilla, Stuart Butterworth, Alex Zeitschel, John Charles, Andrea Caprara, Murray Reed and Luis Spinelli, Proc. of SPIE Vol. 5332, doi: 10.1117/12.549003

[WED 07] Implications of higher-order mode content in large mode area fibers with good beam quality Stephan Wielandy, 12 November 2007 / Vol. 15, No. 23 / OPTICS EXPRESS 15402

Chapitre 3 : GENERATION DE SECOND HARMONIQUE A 488 NM EN REGIME CONTINU

I. Introduction

L'état de l'art se restreint ici à une présentation succincte des technologies permettant de produire un rayonnement à 488 nm.

La première source laser bleu à 488 nm était une source laser à gaz Argon ionisé. Elle a été réalisée par William Bridges en 1964 et fut une des premières à être maitrisée industriellement. De ce fait, de nombreuses applications ont été développées autour de cette source bleue. On l'utilise couramment en biologie et en médecine, domaines dans lesquels elle contribue à la cytométrie en flux (diffusion des particules en solution), à de nombreuses expériences mettant en œuvre des fluorophores comme dans le cas du séquençage ADN, ou encore dans le suivi des réactions chimiques à l'échelle d'une puce (lab-on-a-chip). La source laser Argon est également présente en physique pour les procédés d'holographie mais aussi dans le domaine de l'agroalimentaire où elle est utilisée pour suivre l'évolution des populations de bactéries pathogènes ou dans le suivi de la fermentation du vin. Cette liste non-exhaustive donne une idée de la variété des applications et donc de l'important marché qui s'est créé au fil des années autour de cette longueur d'onde.

Figure 97 : Tube amplificateur à Argon ionisé (longueur >1 m). Système obsolète pompé par décharges électriques et nécessitant un refroidissement par eau.

De nos jours, l'évolution des applications requiert plus de précision (pointé de faisceau, bruit d'intensité faible, longueur d'onde), plus de répétabilité (alignements lasers, niveau de puissance, profil spatial), des mesures rapides (pas de temps de préchauffage) pour un coût réduit. Les sources lasers Argon ne peuvent répondre à ces nouvelles exigences du fait même de leur constitution. En effet, les sources bleues Argon utilisent un milieu amplificateur constitué d'un tube rempli d'un mélange de gaz Argon (voir figure 98) pompé par des décharges

électriques et placé dans une cavité laser à deux miroirs. Cette technologie permet d'obtenir une émission directe de deux raies visibles, l'une dans le bleu à 488 nm, l'autre dans le vert à 532 nm quelques dizaines de milliwatts seulement pour les produits les plus courants, plusieurs watts (jusqu'à 5 W par raie visible) pour les plus importants systèmes. Dans tous les cas, ces produits sont caractérisés par un prix d'achat important (>7k€) mais aussi un coût de fonctionnement et de maintenance élevé (5-15k€/an) du fait de son importante consommation électrique (1-100kW selon le modèle) liée à son faible rendement électro-optique. Il en résulte un dégagement de chaleur important nécessitant d'utiliser des systèmes de refroidissement à eau (débit : 8-50litres/min). De plus, la durée de vie des tubes d'Argon est limitée (2000 à 10000 heures) et ceux-ci doivent être changés régulièrement. Le pompage des tubes Argon est réalisé par le biais de décharges électriques. Ce processus stochastique induit des fluctuations du niveau de pompage qui se traduisent par une émission laser bruitée de l'ordre de 1%rms sur la plage 30Hz-10MHz.

Une demande importante ainsi que des applications de plus en plus pointues ont conduit la communauté scientifique à fournir d'importants efforts de recherche pour proposer des technologies aptes à remplacer cette source à gaz aux performances limitées. Plusieurs technologies ont donc été testées:

- Les diodes

Deux stratégies sont proposées dans le cas des lasers à semi-conducteurs :

  - Les sources dont la structure à puits quantiques (hétérostructure) permet d'émettre directement à la longueur d'onde de 488 nm. De nos jours, les diodes proposées par Nichia permettent d'atteindre des puissances de plusieurs dizaines de milliwatts [MIY 10] ce qui reste assez modeste mais offre des bonnes performances étant donné la faible consommation électrique et l'encombrement réduit de ces sources.

  - Les sources utilisant des diodes lasers bien plus performantes émettant dans l'infrarouge et qui sont ensuite doublées en fréquence dans des cristaux de PPLN sous forme de guides d'onde. La puissance la plus élevée ayant été démontrée grâce à une architecture de type MOPA constituée d'une diode laser amplifiée dans une structure semiconductrice à puits quantique InGaAS délivre 4 W à 976 nm. Cette puissance fondamentale est ensuite doublée dans un cristal de type PPLN en configuration simple passage avec une puissance de sortie de 600 mW à 488 nm [SCH 06] soit 15 % de conversion.

- Les lasers à cristaux pompés par diode (DPSSL)

Les lasers à base de cristaux dopés représentent une autre voie pour l'obtention d'une émission autour de 976 nm suffisamment efficace pour permettre ensuite d'obtenir une génération de second harmonique dans la gamme 50-500 mW autour de 488 nm.

D'autres configurations originales ont permis d'atteindre 600 mW à 488 nm par somme de fréquence d'une diode laser à 766 nm et d'un laser DPSS à 1342 nm Dans un cristal de PPKTP (voir figure 99). [KAR, 2008].

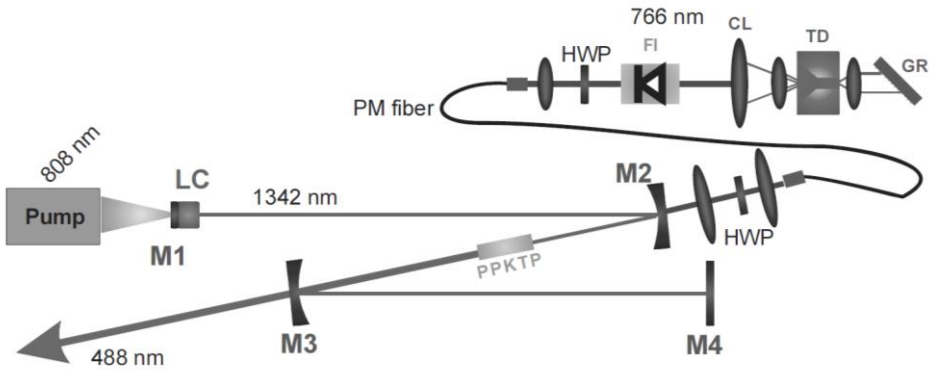


Figure 98 : Génération à 488 nm par somme de fréquence de l'émission d'une diode laser à 766 nm et d'un laser DPSS (1342 nm) utilisant un cristal dopé Nd :YVO4 dans un cristal PPKTP

Plusieurs études ont été menées pour développer des sources mettant à profit la configuration 3 niveaux de l'ytterbium dans des cristaux de type Yb:S_FAP (ytterbium:strontium-fluoroapatite) ou Yb:KYW. Grâce à un pompage par diode à 808 nm, Castaing et al. [CAS 08] ont démontré l'obtention de 1,45 W à 985 nm pour 22W de pompe à 808 nm soit une efficacité de 7% (voir figure 100).

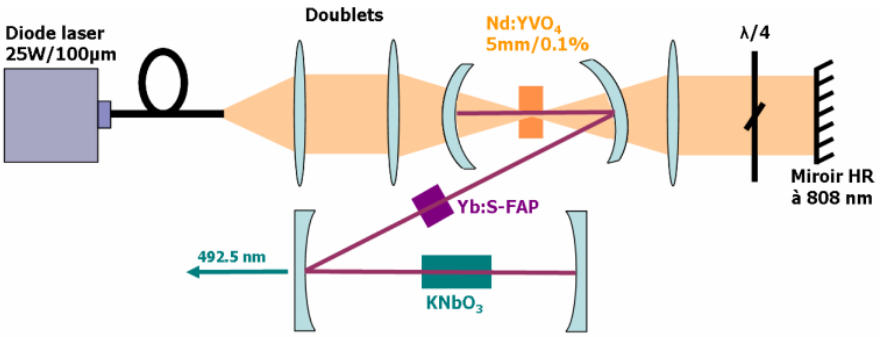


Figure 99 : Cavité compacte pompée diode (808 nm) comprenant une cascade Nd :YVO_4 → Yb :S-FAP → $KNbO_3$ pour la génération proche de 488 nm

Le doublement en fréquence de cette source a conduit à la génération de 120 mW autour de 488 nm (492,5 nm).

- Les semi-conducteurs pompés optiquement

Les OPSLs (Optically Pumped Semiconductor Lasers) sont une demicavité VECSEL dont le miroir de fond de cavité est détaché du reste de la structure (voir figure 101). Il est ainsi possible d'insérer des éléments dans la cavité permettant par exemple d'accorder en longueur d'onde la source (filtre de Lyot, étalon de Fabry-Pérot), de rendre son fonctionnement monofréquence (cavité centimétrique à faible pertes), de modifier la longueur d'onde d'émission par doublage intra-cavité (cristal non linéaire LBO) ou encore d'introduire un absorbant saturable (SESAM) pour la faire fonctionner en régime impulsionnel.

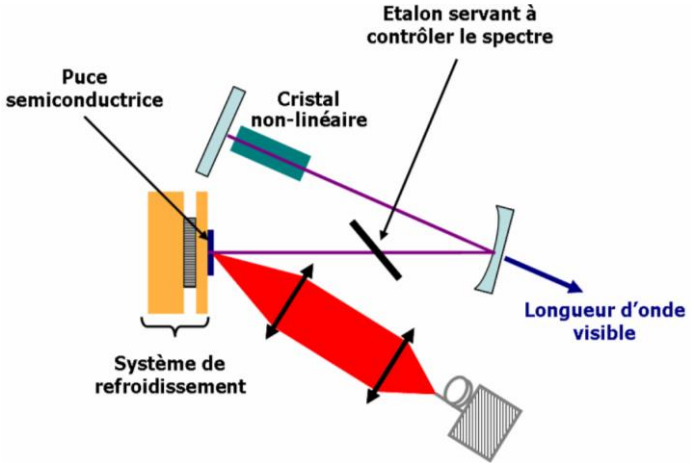


Figure 100 : Doublage intracavité d'un OPSL à 488 nm. Le pompage page du VCSEL s'effectue hors axe par une diode à 800 nm (70W).

Pour des applications dans le visible, la longueur d'onde de pompe doit être plus énergétique que l'onde émise et doit donc être ultraviolette. Les sources de pompe UV puissantes rares. Il est donc préférable du point de vue de l'efficacité de conversion et de la puissance fondamentale disponible de procéder au doublage intra-cavité de la source fondamentale infrarouge. Ainsi, [CHI 04] Chilla et al., ont démontré l'émission de 15W à 488 nm par doublage dans du LBO d'une source fondamentale de 40W à 980 nm (soit plus de 37% d'efficacité). L'inconvénient majeur de ces sources réside dans la gestion thermique de la structure semi-conductrice soumise à un rayonnement de pompe intense. Le système de refroidissement devient rapidement complexe et encombrant (refroidisseur à fluide caloporteur) et donc peu approprié à la réalisation de sources industrielles. En pratique, les sources industrielles basées sur cette technologie (Cohérent) n'excèdent pas 500mW à 488 nm.

- Les lasers à fibre

Les lasers à fibre offrent un fort potentiel pour la génération en régime continu d'une forte puissance monomode et polarisée à plus de 90% dans le domaine infrarouge (plusieurs dizaines de watts) avec une qualité de faisceau proche de la limite de diffraction (M^2<1,2) et un spectre maitrisé (fonctionnement monofréquence). Cela en fait des sources idéales pour atteindre le rayonnement visible grâce à un étage de conversion de fréquence non linéaire efficace. En effet, l'objectif étant de doubler un laser continu, il faut donc utiliser des cristaux non linéaires longs pour augmenter le taux de conversion. De ce fait les cristaux auront donc des acceptances spectrales et angulaires très contraintes. Ainsi la largeur spectrale correctement maitrisée reste inférieure à l'acceptance du cristal non linéaire, la brillance élevée permettant de focaliser sur de grandes longueurs de Rayleigh (plusieurs cm) et la polarisation rectiligne du faisceau issu d'un laser à fibre permet d'exalter les effets non linéaires permettant une conversion de fréquence efficace. Sur ce principe, il a été démontré des performances record dans le vert à 532 nm, dans le jaune à 560 nm et dans le rouge à 760 nm. Il est plus complexe d'obtenir une forte puissance moyenne pour une onde fondamentale à 976 nm du fait de la transition 3 niveaux de l'Ytterbium à cette longueur d'onde mais il a déjà été démontré par Aude Bouchier [BOU 03] l'obtention d'une puissance de 83 mW à 488 nm pour plus de 900 mW à 976 nm (soit 9,2% de conversion) obtenus grâce à une architecture à fibre dopée Ytterbium pompée cœur par un laser de pompe monomode à cristal Nd:YVO_4 émettant à 914 nm (voir figure 102).

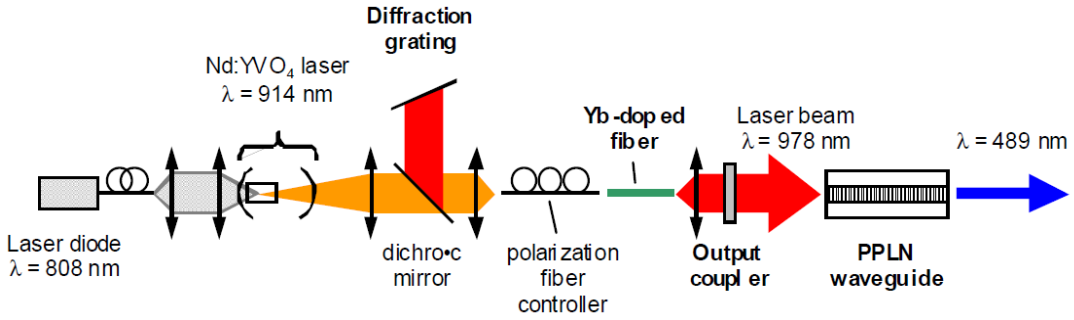


Figure 101 : Doublement en fréquence simple passage dans un cristal guide d'onde de PPLN, d'un laser à fibre dopée ytterbium pompée en son cœur par un laser auxiliaire à 914 nm réalisé par pompage diode à 808 nm d'un cristal Nd :YVO_4.

Comme nous l'avons vu dans l'état de l'art, la technologie la plus avancée et la plus répandue est celle des lasers OPSL pour proposer une alternative industrielle répondant aux exigences des utilisateurs de sources laser Argon (voir figure 103). Ils étaient les seuls au début de cette thèse à fournir une puissance optique de l'ordre de plusieurs centaines de milliwatt (500 mW) avec un faisceau monomode et un fonctionnement monofréquence. Le bruit d'intensité de ces

sources est inférieur à 0,25% RMS sur la plage 100Hz-10MHz et permet de répondre aux besoins de la métrologie optique.

	matériau laser	longueur d'onde fondamentale	Puissance fondamentale	cristal non linéaire	rendement de conversion	Puissance à 488 nm	Niveau de bruit d'intensité (100Hz-10MHz)
Laser à gaz	Argon	_	_	_	_	qques W	1%
diode laser	InGaN QW	_	_	_	_	30 mW	<0,5 % rms
diode laser doublée	InGaAs QW	976 nm	4W	PPLN	15%	600 mW	_
DPSSL	SC/Nd:YVO4	766nm/1342nm	_	PPKTP	_	600mW	<0,3 % rms
OPSL	InGaAs QW	980 nm	45W	LBO	37%	15W	_
OPSL industriel	InGaAs QW	980 nm	_	LBO	_	500 mW	<0,25 % rms
Laser à fibre	fibre dopée Yb	976 nm	900mW	PPLN guide d'onde	9,20%	83 mW	_

Figure 102 : Tableau récapitulatif des performances démontrées par les différentes technologies lasers.

Dans la partie suivante nous nous proposons d'évaluer le potentiel des lasers à fibre dopées Ytterbium doublés en fréquence pour le remplacement des lasers Argon. En effet, les avancées technologiques présentées dans le chapitre précédent sur ces lasers trois niveaux ont permis de réaliser une montée en puissance à 976 nm (35 W) dans un format industriel et ont ainsi ouvert une voie nouvelle vers la génération de hautes puissances continues et monofréquences dans le domaine visible à 488 nm.

II. Doublement en fréquence de la source laser à fibre à 976 nm

A. Choix du cristal non linéaire adapté à la génération de second harmonique en régime continu

Les coefficients non linéaires des cristaux de type accord de phase biréfringent (BPM) ne dépassent pas quelques pm/V (voir figure 104) mis à part pour le cristal de KBT (d_{eff} = 15,3 pm/V). De plus, leur longueur d'utilisation est réduite du fait du phénomène de "walk off" (voir Chapitre 1 partie V.A.1) qui réduit considérablement la zone de recouvrement spatial du fondamental et du signal doublé, ainsi que la qualité spatiale de ce dernier. Dans les cristaux à alternance de polarisation, le walk-off alterne périodiquement et le faisceau ne présente donc pas ou peu de détérioration de son profil.

Par contre, certains cristaux biréfringents possèdent un seuil de dommage élevé (LBO : 25 J/cm^{-2} à 1064 nm) qui leur confère un grand intérêt lorsque la source fondamentale permet de générer dans les cristaux une densité de puissance importante qui compense alors leur faible coefficient non linéaire. C'est le cas du doublement de fréquence des sources lasers impulsionnelles.
En régime continu, les puissances moyennes disponibles (inférieures au kW) sont très en dessous des niveaux de puissance crête disponibles dans le cas des sources impulsionnelles (supérieures aux 10 kW).

	Plage de transparence (nm)	indice de réfraction	coefficient non linéaire (pm/V)	seuil de dommage* (J/cm²)	Schéma d'accord de phase
LBO	160-2600	1,6	0,85	25	BPM
BBO	185-2600	1,6	2,2	13	BPM
KTP	350-4500	1,86	15,3	15	BPM
PPLN	330-5500	2,2	16,3	10	QPM
PPLT	280-5500	2,2	11,1	10	QPM
PPKTP	350-4500	1,86	9,9	15	QPM
PPKN	400-4500	2,2	14,2	1,7	QPM

* seuil de dommage est donné pour des impulsions de 10 ns à 1064 nm. Pour extrapoler vers d'autres régimes ou longueurs d'onde, utiliser la loi de Shore [STU 96]

Figure 103 :Tableau de plusieurs types de cristaux non linéaires disponibles. Il est nécessaire de choisir celui qui correspond le mieux à l'application visée pour optimiser le rendement de conversion sans dégrader la qualité du faisceau.

Dans notre cas, nous cherchons à réaliser le doublement efficace de la source continue délivrant 15 W. Il est donc tout à fait judicieux de mettre à profit la grande longueur d'interaction (jusqu'à 40mm), le coefficient non linéaire élevé (10 pm/V < d_{eff} < 16 pm/V) et l' « absence » de walk-off des cristaux à alternance de polarisation.

B. Description expérimentale

1. Schéma expérimental

L'expérience de doublement de fréquence consiste à focaliser le faisceau fondamental à 976 nm dans un cristal à alternance de polarisation (PPLN ou PPsLT) puis à séparer à l'aide d'un miroir dichroïque l'onde visible de l'onde infrarouge résiduelle. Le faisceau fondamental à 976 nm est linéairement polarisé à plus de 92% et son spectre est mono-fréquence (voir chapitre II).

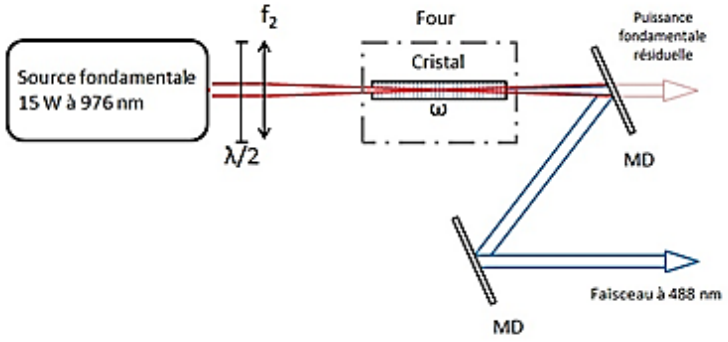


Figure 104 :Schéma expérimental du module de doublement en fréquence en configuration simple passage.

f2=80mm, MD : miroir dichroïque HR à 488 nm, HT à 976 nm

La source primaire utilisée lors des expérimentations de doublement de fréquence est celle décrite au chapitre II. Sa puissance moyenne est ici limitée à 15 W à 976 nm car la puissance de la diode de pompe à 915 nm disponible est limitée à 50W.

2. Les cristaux à alternance de polarisation (PPxx)

A leurs débuts, les cristaux de PPLN (Periodically Poled Lithium Niobiate) ont été limités par des effets photo-réfractifs rédhibitoires [CAM 69]. Ces effets de modification de l'indice du cristal par génération de charge espace sous l'effet de l'intensité du faisceau laser limitaient fortement leur efficacité. De plus, le phénomène de création de centres absorbants par piégeage de charges libres (« grey tracking ») conduisait à une diminution dans le temps des performances du fait de l'endommagement du cristal. Depuis, des solutions à ces effets de dégradation physique des cristaux soumis à une forte intensité lumineuse ont été trouvées. La première solution consistait à choisir la période des domaines de sorte que la condition d'accord de phase des cristaux soit atteinte à très haute température, autour de 200°C [MIL 97]. Ce haut niveau de température ne permettait pas d'intégrer cette « brique » technologique. Par la suite, il a été démontré que le dopage des cristaux par l'oxyde de magnésium (MgO) à hauteur de 5% pour le PPLN permettait de repousser très fortement le seuil de dommage et ce même à température ambiante [JUN 07 ; BRY 84] ce qui a permis de rendre cette solution plus attractive. Par ailleurs, l'amélioration de la technologie d'inversion des domaines a permis la maitrise de la réalisation de cristaux à partir d'autres matrice que le Niobate de Lithium (LiNbO3) (PPLN) tels que le Tantalate de Lithium (LiTaO3) (PPLT) ou le Phosphate de Potassium Titanyl (KTiOPO4) (PPKTP). Ces cristaux sont bien plus résistants que les cristaux de PPLN aux effets photo-réfractifs bien que moins efficaces. Depuis, les cristaux

périodiquement polés ont suscité un grand intérêt du fait de leur complémentarité vis à vis des cristaux massifs.

a) Cristaux utilisés dans le cadre de ces expérimentions

Afin de réaliser le doublement en fréquence de la source fondamentale développée précédemment, nous avons donc opté pour l'utilisation de cristaux de PPLN et de PPLT de grande longueur en configuration simple passage. Deux cristaux différents ont été choisis dans le but d'évaluer la complémentarité de leurs performances.

Figure 105 : Cristaux à alternance de polarisation. Les technologies actuelles permettent d'obtenir des cristaux à rapport de forme élevé (typiquement quelques mm de large, 500µm d'épaisseur et plusieurs centimètres de long)

En effet, le cristal de PPLN présente un coefficient non linéaire plus élevé que le cristal de PPLT stœchiométrique (PPsLT). Ce coefficient non linéaire s'élève à 25 pm/V pour le niobate de lithium et à 15,7 pm/V dans le cas du tantalate de lithium. Du fait du quasi accord de phase, la technologie d'alternance de la polarisation ne permet pas de bénéficier pleinement de ces coefficients non linéaires. Ces derniers sont réduits par un facteur correctif ($d_{eff} = \frac{2}{\pi} \times d_{33}$) à 15,9 pm/V dans le cas du PPLN alors que le cristal de PPsLT ne présente un coefficient non linéaire effectif n'excédant pas 10 pm/V. Ce facteur correctif provient de la décomposition en série de Fourier de la polarisation non linéaire (voir Chapitre I). En revanche, l'intérêt du PPsLT vis à vis du PPLN réside dans sa plus grande immunité aux effets photo-réfractifs permettant de le soumettre à des intensités plus élevées. [LOU 05]

Les cristaux utilisés mesurent 30 mm de longueur, 2 mm de largeur et 500 µm d'épaisseur (longueur maximale disponible auprès du fournisseur HC Photonics lors de la réalisation de ces expériences). Le pas des domaines de polarisation du cristal est de 5,24 µm pour le cristal de PPLN et de 6,1 µm pour le cristal de PPsLT. Ces pas de polarisation (Λ) sont établis grâce la relation suivante [BRU 03] :

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2(n_{x,2\omega} - n_{y,\omega})}$$

Où λ est la longueur d'onde de l'onde fondamentale

$n_{x,2\omega}$ est l'indice de réfraction de l'onde harmonique selon l'axe x (horizontal)

$n_{y,\omega}$ est l'indice de réfraction de l'onde fondamentale selon l'axe y (vertical)

Dans le cas des cristaux de PPsLT et PPLN, le type de phase matching est ZZZ, c'est-à-dire que l'onde fondamentale et harmonique se propagent selon le même axe de polarisation.

Ces indices de réfractions sont donnés par les équations et les coefficients de Sellmeier [BRU 03 ; SCH 93 ; DOL 09]

Les températures d'accord de phase des cristaux de PPLN et de PPsLT sont respectivement de 35 ± 0.1°C et de 55 ± 0.1°C.

b) Le four à cristaux

Pour être maintenus à la température d'accord de phase, les cristaux sont placés dans un four spécialement conçu à cet effet. Il permet de réaliser un contact thermique sur les quatre faces latérales du cristal (voir figure 107) [KUM 11].

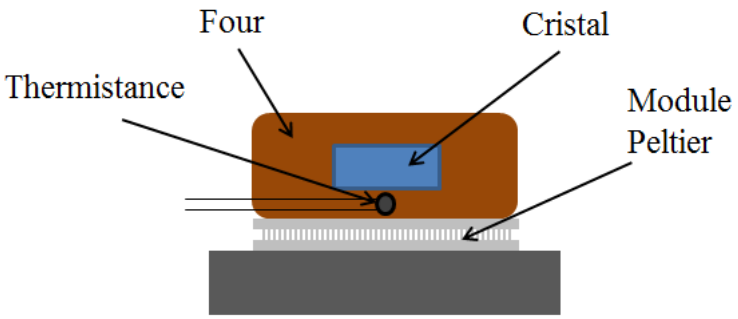


Figure 106 : Vue de face du four utilisé pour la gestion thermique des cristaux.

La température du four en cuivre est régulée par un module Peltier (capacité : 17,9 W ; Δ_{Tmax} =74°C) piloté par le biais d'un régulateur PID garantissant une précision de la température à 0,0012°C près (donnée constructeur). Le cuivre a été choisi pour sa haute conductivité thermique (386 $W.m^{-1}.K^{-1}$). L'épaisseur de cuivre située entre le cristal et l'élément Peltier est réduite pour assurer une conductance thermique élevée. Une thermistance de dimension réduite pour une réponse temporelle courte (0,3s) est logée dans un alésage pratiqué directement dans le four.

3. Paramètres de focalisation

Un maximum d'efficacité de conversion est obtenu lorsque deux conditions sont simultanément réunies :

- La longueur d'interaction est la plus grande possible

- L'intensité ($W.cm^{-2}$) du faisceau fondamental c'est-à-dire l'amplitude du champ de l'onde fondamentale est maximale

Dans le cas de la non déplétion de la pompe (puissance fondamentale), un modèle raisonnable préconise de réunir ces deux conditions en plaçant le waist du faisceau au centre du cristal et de faire coïncider les longueurs de Rayleigh de part et d'autre du waist avec la longueur du cristal (voir figure 108).

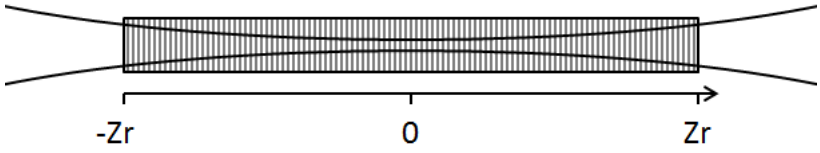


Figure 107 : Schéma descriptif du paramètre confocal

Cette longueur caractéristique du faisceau gaussien est appelée paramètre confocal noté b [TOV 08]. Ainsi :

$$b = 2z_r = L_x = \frac{2\pi {w_0}^2}{\lambda}$$

Où L_x est la longueur du cristal

w_0 est le rayon du col de faisceau au waist

λ est la longueur d'onde de l'onde fondamentale

Dans notre cas, à 976 nm, avec des cristaux de 30mm, il vient que le faisceau doit être idéalement focalisé sur un rayon w_0=68µm.

Dans le cas où l'efficacité de conversion ne permet plus de négliger la déplétion de la pompe, un modèle a été établis par Boyd et Kleinman et conduisant à utiliser un nouveau paramètre :

$$\zeta = \frac{\lambda L_x}{2\pi n \omega_0^2}$$

Dans ce régime, l'optimisation du paramètre de focalisation doit vérifier ζ=2,84 [BOY 68].

Cependant, lorsque l'intensité dans le cristal atteint un seuil ne permettant plus de négliger l'impact thermique des faisceaux lasers fondamental et harmonique, ce modèle n'est plus valable car il devient nécessaire de prendre en compte les effets de lentille thermique et de limitation de l'efficacité de conversion par déphasage thermique.

C. Résultats expérimentaux

Les deux cristaux PPLN et PPLT de 30 mm ont été testés dans des conditions identiques de focalisation.

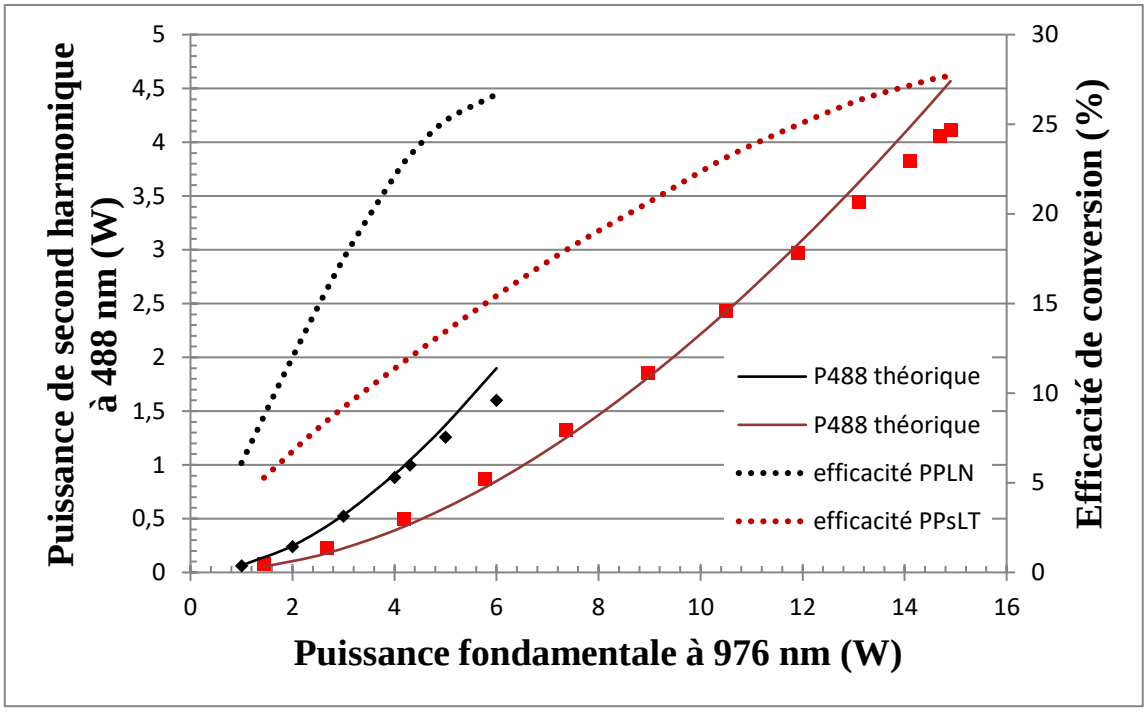


Figure 108 : Puissance de second harmonique à 488 nm et efficacité de conversion

En ajustant régulièrement la température du four, il est possible de démontrer la génération de plus d' 1,5 W d'émission laser visible à 488 nm pour une puissance fondamentale de 6 W. Ceci correspond à une efficacité de près de 26% en simple passage (voir figure 109). La courbe d'efficacité montre un effet de « saturation» au-delà d' 1 W et la puissance visible ne suit plus la croissance de la courbe théorique. Cet effet de «saturation» avait déjà été observé dans le doublement en fréquence d'un laser à fibre dopée Ytterbium émettant à 1064 nm et doublé dans un cristal PPLN dopé MgO vers 532nm [LI 13].

Le même comportement est obtenu avec le cristal de PPsLT. Dans les deux cas, l'efficacité de conversion « sature » autour de 26%. Cependant, dans le cas du cristal de PPsLT, cette efficacité est obtenue pour une puissance fondamentale supérieure à 12 W contre 5 W dans le cas du PPLN. Ceci montre que le cristal de PPsLT est adapté à la génération de second harmonique plus élevée que le cristal de PPLN. Dans le cas de notre source fondamentale à 976 nm, nous avons obtenu plus de 4 W à 488 nm pour 15 W à 976 nm (voir figure 109). Malgré la «saturation» de l'efficacité à partir de 11 W de puissance incidente, il est possible d'atteindre des puissances de second harmonique correspondant à une efficacité de plus de 27%. La «saturation» de l'efficacité de conversion a également été observée dans les cristaux de PPsLT [SAM 09 ; KUM 09 ; TOV 08] et de PPKTP [SAM 08 ; KUM 09] dans le cas de la génération d'harmonique à 532 nm.

Cette « saturation » de l'efficacité de conversion survient bien avant la saturation provoquée par la déplétion de la pompe.

Afin d'expliquer ce phénomène, différents origines et mécanismes associés ont été discutés :

- Absorption multiphotonique (non accessible en régime continu)
- Absorption de l'onde infrarouge induite par le rayonnement harmonique (BLIIRA dans le bleu équivalent du GRIIRA dans le vert (Geen Induced Infrared Absorption)
- Ensemble des effets thermiques :
    - déphasage thermique
    - lentille thermique
    - dilatation des domaines du PPxx
    - Effets photo-élastiques liés au champ de contraintes
    - …

D. Performances et limitations des cristaux PPsLT

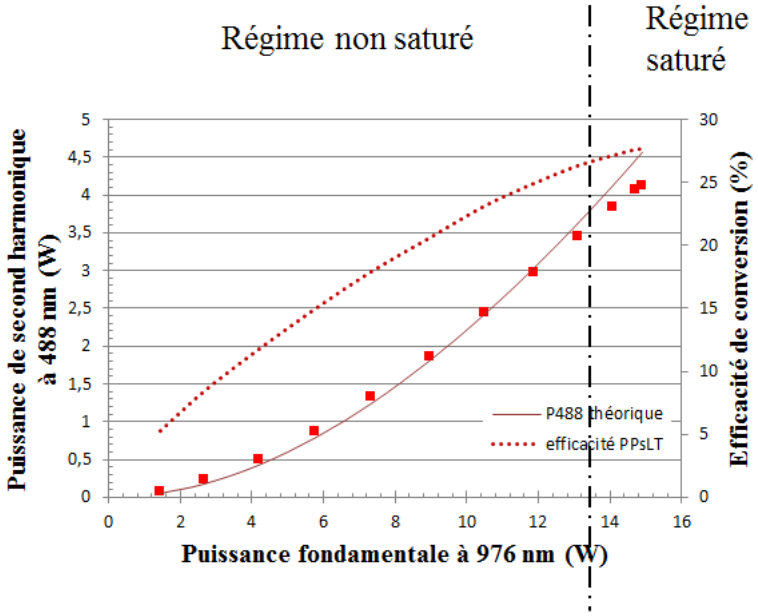


Figure 109 : Régimes de fonctionnement non saturé et saturé des cristaux à alternance de polarisation

1. Cristal de PPsLT en régime « non saturé »

A basse puissance, l'absorption linéaire de l'onde fondamentale et de l'onde harmonique conduit à un échauffement relativement homogène le long du cristal. Cet échauffement peut être compensé par modification de la température du four.

La puissance de second harmonique augmente quasi quadratiquement avec la puissance fondamentale. En effet, dans le cas des cristaux à alternance de polarisation, le transfert d'énergie de l'onde fondamentale vers l'onde harmonique au fil de la propagation dans le cristal s'effectue sinusoïdalement dans chaque domaine de longueur l_c (voir figure Chapitre I). La génération de second harmonique déplète la puissance de l'onde fondamentale. De ce fait, lorsque le cristal est à la température d'accord de phase (Δk=0), l'efficacité du cristal augmente approximativement avec l'intensité de l'onde fondamentale et la longueur du cristal selon la loi [LI 13]:

$$P_{2\omega} \sim P_{\omega} \tanh^2 \sqrt{(\eta \times P_{\omega} \times l_x)}$$

Où η est l'efficacité du cristal (%/W/cm) et l_x est la longueur du cristal en cm.

Cette équation n'est valable que dans le cas où la totalité du cristal se trouve à la température d'accord de phase.

Lorsque les ondes fondamentale (FH) à ω et harmonique (SH) à 2ω sont absorbées, la génération de deuxième harmonique n'obéit plus à la loi décrite par l'équation précédente. Ceci est dû d'une part à l'absorption qui modifie les dépendances en z, mais aussi et surtout à l'échauffement qu'elle induit : la condition d'accord de phase ne peut alors plus être maintenue (ni localement ni globalement) par un simple ajustement de la température du four. Cet effet se manifeste alors par une « »saturation» » de l'intensité de la SH.

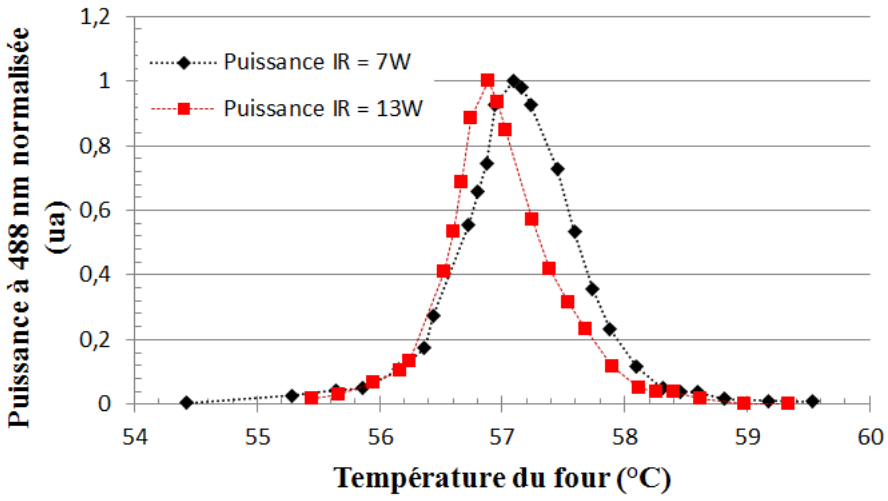


Figure 110 : Evolution de l'acceptance thermique du cristal de PPsLT pour une puissance laser de 7 et 13W. L'acceptance dérive et se contracte sous l'effet de l'intensité laser fondamentale et harmonique.

En effet, l'échauffement induit par absorption des ondes ω et 2ω n'est pas négligeable. Les valeurs de l'absorption disponibles dans la littérature sont respectivement de α_ω = 0,17 m^{-1} à 976 nm et $0{,}7 \leq \alpha_{2\omega} \leq 1{,}57$ cm^{-1} à 488 nm [WAA 13]. En effet, lorsqu'on mesure l'acceptance thermique du cristal en relevant la puissance de second harmonique générée pour différentes température de consigne du four, pour une puissance IR incidente de 7W et de 13W, on constate que la courbe d'accord de phase se décale de 0,2 °C et que la plage d'acceptance se réduit passant de 1°C (pour 7 W à 976 nm) à 0,8°C (pour 13W à 976 nm). Ce phénomène (voir figure 111) avait déjà été reporté jusque-là pour les cristaux de PPsLT utilisés pour la génération dans le vert. Cette dérive avait également été observée dans le cas du PPLN et du PPKTP [KUM 09]. Cette mesure de la température de consigne du four conduisant à l'optimisation de l'accord de phase en fonction de la puissance laser fondamentale permet par une première approche de mettre en évidence l'apparition de phénomènes thermiques non uniformes le long du cristal. De plus, cette mesure permet de déterminer un seuil d'intensité à partir desquels ces effets thermiques conduisent à une dégradation de l'efficacité de conversion du fait du resserrement de l'acceptance thermique. Cette mesure montre également que la compensation de la dérive en température (induite par le faisceau laser) par ajustement de la température de consigne du four est limitée. [KON 07 ; HWA 11 ; KUM 09]

En revanche, jusqu'à 3,5W de second harmonique à 488 nm, la qualité spatiale du faisceau n'est pas affectée par ces échauffements parasites. Le profil modal en régime non saturé reste gaussien jusqu'à 3,5W.

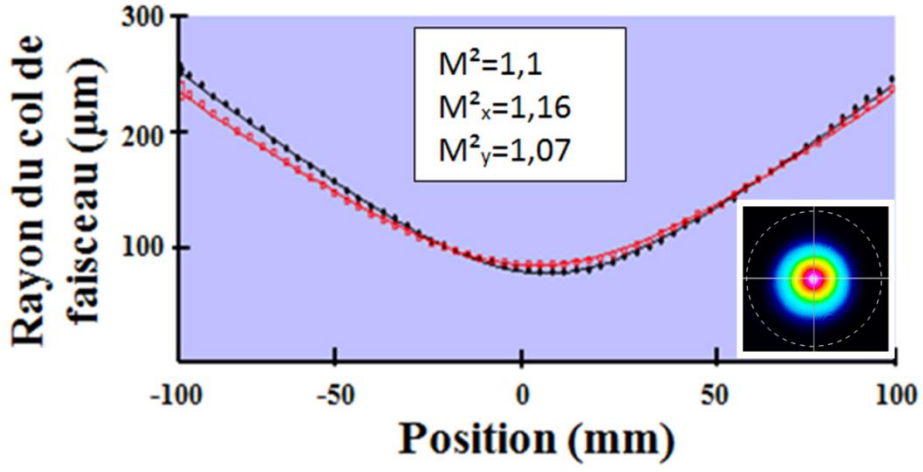


Figure 111 : Mesure du paramètre d'appréciation de la qualité de faisceau à 488 nm (M^2 = 1,1).

La qualité modale a été mesurée (voir figure 112) à cette puissance à M^2=1,1 (M^2_x=1,16 ; M^2_y=1,07) ce qui indique un faisceau en limite de diffraction, parfaitement adapté au besoin industriel en particulier pour l'holographie.

Pour vérifier la « viabilité » de cette architecture (fibre + PPsLT) émettant plus de 4W à 488 nm et vérifier son aptitude à représenter une réelle alternative industrielle, un test d'endurance de 12 heures à 2,8 W de la source laser à 488 nm a été réalisé (voir figure 113). Ce test a pour but de mettre en évidence d'éventuelles instabilités ou dégradations de puissance qui traduisent des altérations telles que l'endommagement du cristal non linéaire.

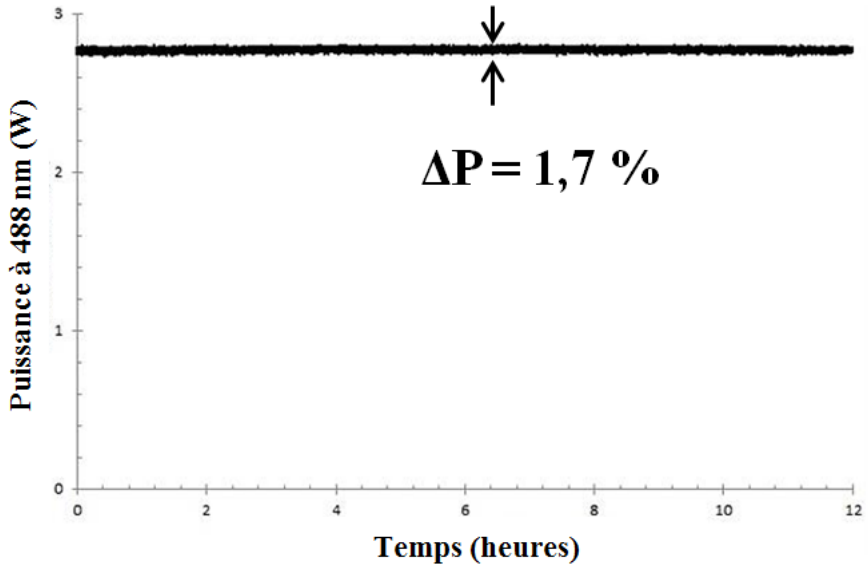


Figure 112 : Mesure des dégradations du cristal en régime « non saturé ». Pas de dégradation visible (1,7% de fluctuation de la puissance au cours de 12 heures d'endurance à 2,8 W à 488 nm)

Le résultat de ce test montre que la puissance émise dans le bleu présente une stabilité exceptionnelle puisque les fluctuations de puissance n'excèdent pas 1,7% crête à crête. Les performances visibles à 488 nm atteintes grâce à cette solution de conversion de fréquence simple passage ne souffre pas de dégradations rédhibitoires et est industriellement viable jusqu'à plus de 3 W ce qui en fait une source mono fréquence puissante alternative aux lasers Argon.

2. Cristal de PPsLT en régime de «saturation»

Si jusqu'à 3,5 W à 488 nm, le comportement de la source laser suit un comportement idéal en fonction de la puissance de pompe, au-delà d'un certain seuil, des écarts significatifs apparaissent. Ces écarts sont dus à plusieurs facteurs/phénomènes détaillés ci-dessous.

a) Comportement modal à haute puissance et lentille thermique

Le phénomène de lentille thermique est inhérent au dépôt de chaleur lors de la focalisation d'une pompe de forte puissance moyenne dans un cristal. Il se manifeste un gradient radial d'indice qui cause l'apparition d'une lentille thermique. La lentille thermique associée à la longueur d'onde fondamentale λ_ω est donnée par :

$$D_{th} = \frac{1}{f_{th}}$$

$$= \frac{\eta_h P_{abs}}{2\pi w_\omega^2 K_c}\left[\overbrace{\frac{dn}{dT}}^{\text{Variation de l'indice avec T}} + \overbrace{(n_0 - 1)(1+\nu)\alpha_T}^{\text{Bombement des faces}} + \overbrace{2n_0^3.\alpha_T C_{r,\theta}}^{\text{Champ de contraintes}}\right]$$

$$= \frac{\eta_h . P_{abs} . \chi}{2\pi . w_\omega^2 . K_c}$$

Où f_{th} est la focale de la lentille thermique

η_h est la fraction thermique $\eta_h = 1 - \frac{\lambda_\omega}{\lambda_{2\omega}}$

P_{abs} la puissance absorbée

w_ω le waist de l'onde fondamentale

K_c la conductivité thermique du cristal

n_0 l'indice de réfraction du cristal hors contrainte

α_T le coefficient de dilatation thermique

χ le coefficient thermo optique

Cette lentille induit une modification de la position du waist lorsque l'intensité de l'onde fondamentale dans le cristal augmente et se traduit donc par une modification de la divergence du faisceau à la sortie du cristal. En effet, en observant le diamètre du mode à 1,7 m du cristal, celui-ci passe de 1850 ± 25 µm à 1550 ± 25 µm lorsque la puissance de bleu passe de 1,2 W à 3,5 W (voir figure 114).

Au-delà de 3,5 W, le mode subit une dégradation très significative de sa qualité. Il s'agit là de la contribution de la seconde lentille thermique induite par le faisceau bleu. Sa contribution peut être modulée en diminuant le niveau de puissance bleue en modifiant la température du four pour s'éloigner de la condition d'accord de phase. L'effet de la lentille thermique induite par le

faisceau à 488 nm est spectaculaire puisque la taille du faisceau passe de 1550 µm à 1800 µm alors que la puissance de bleu passe de 4,1 W à 4,3 W soit une variation de 250 µm pour 200 mW visibles. Dans le cas de la lentille thermique induite par l'intensité à l'onde fondamentale il varie de 300 µm pour une variation de 11 W à 976 nm (sur cette plage, la puissance bleue passe de 1,2 W à plus de 3W.

Au-delà de cette puissance, le faisceau subit une dégradation tellement considérable (signe précurseur d'endommagement ?) que nous n'avons pas poursuivi nos investigations.

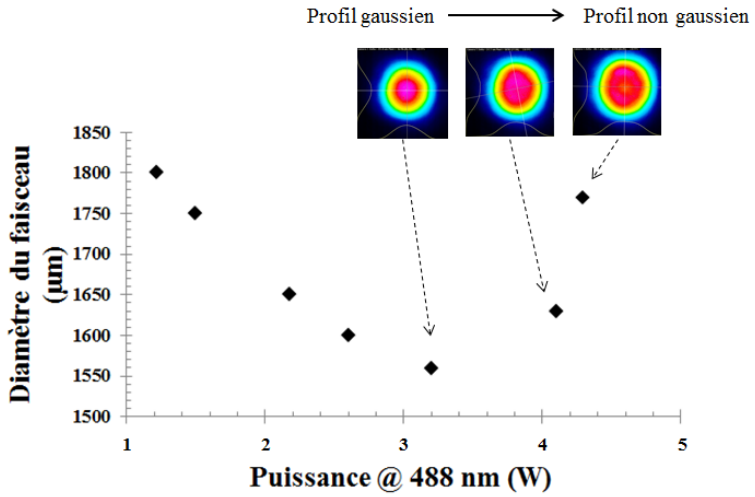


Figure 113 : Phénomène de dégradation du faisceau par effet de lentille thermique

b) Impact de l'absorption visible et infrarouge sur la condition d'accord de phase longitudinal

L'absorption du cristal aux longueurs d'onde fondamentale et harmonique se traduit par un échauffement supplémentaire par rapport à la température de consigne du four. Il faut modifier cette température pour conserver la valeur nominale de quasi-accord de phase lorsque la puissance fondamentale et harmonique augmentent. Le coefficient d'absorption de l'onde fondamentale est évalué à $\alpha_\omega = 0{,}17\ m^{-1}$ [COV --] tandis que le coefficient d'absorption de l'onde de second harmonique est évalué à $\alpha_{2\omega}=0{,}7\ m^{-1}$. La différence des coefficients d'absorption implique que le dépôt de chaleur est une fonction non-triviale et longitudinalement non uniforme de l'efficacité de conversion non linéaire. Ainsi, la puissance de l'onde fondamentale, majoritaire au début du cristal, diminue en laissant progressivement place à l'onde de second harmonique. L'absorption étant plus forte dans le visible, il s'ensuit l'établissement d'un profil en température non uniforme dans le cristal colinéairement à l'axe de propagation du faisceau. Un gradient en température $T(\rho, z)$ s'instaure donc dans le cristal. L'amplitude de ce gradient est d'autant plus importante que la puissance visible est élevée.

Du fait de son caractère non uniforme, cette modification de l'équilibre thermique au sein du cristal ne peut pas être compensée efficacement par une simple diminution de la température du four et conduit à la « saturation » de l'efficacité de conversion.

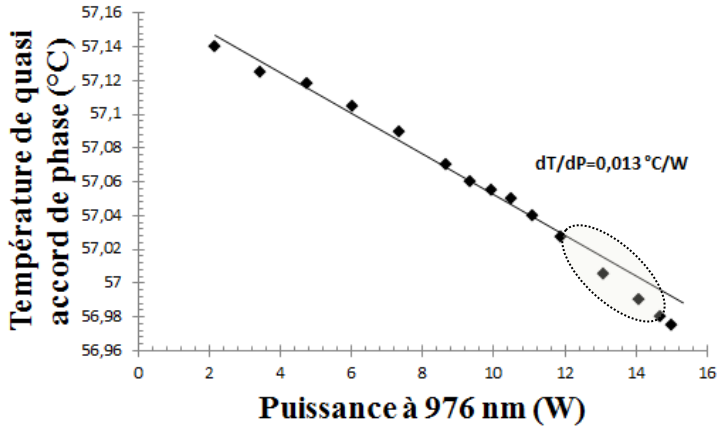


Figure 114 : Correction de la température de consigne du four lors de l'augmentation de la puissance fondamentale pour un cristal de PPsLT de 30mm

Ainsi, lorsque la puissance de l'onde fondamentale augmente, il est nécessaire de refroidir le four pour compenser l'échauffement global moyenné en z du cristal. La dérive de la consigne en température du four lorsque la puissance de l'onde fondamentale augmente nous renseigne donc sur les effets thermiques dans le cristal.

La courbe donnant la température de consigne du four en fonction de la puissance fondamentale met alors en évidence deux zones de fonctionnement (voir figure 115). La première montre une diminution linéaire de la température de consigne en fonction de la puissance fondamentale et correspond à l'ajustement par le four de la condition d'accord de phase en compensant l'échauffement progressif du cristal. Ici, l'échauffement du cristal suit une pente en $\frac{dT}{dP} = 0{,}013\ °C/W$. La seconde apparait après un point d'inflexion pour 13 W d'IR ce qui coïncide avec la saturation de l'efficacité du processus non linéaire. Dans cette zone, le gradient en température longitudinal ne peut plus être efficacement compensé par un refroidissement du four. Pour mieux comprendre l'établissement de ce gradient de température, une caméra thermique pourrait permettre de profiter de la transparence du cristal pour atteindre l'information de température dans l'axe du faisceau. En réalité, la grande différence d'émissivité entre le cristal et le cuivre constituant le four ne permet pas de réaliser la mesure. La caméra thermique est éblouie par la présence de cuivre 250 µm sous le plan mesure.

Il est donc indispensable d'évaluer la température des tronçons de cristal en utilisant un modèle numérique. Le dépôt de chaleur est évalué par le biais des équations de la chaleur en

coordonnées cylindrique. Une cartographie de la température du cristal est ainsi obtenue à la fois selon l'axe et selon le rayon du faisceau.

3. Modèle numérique

D'un point de vue transverse, la conductivité thermique étant uniforme dans toutes les directions (cristal isotrope) le profil en température transverse correspond au profil d'intensité du faisceau laser (plus chaud dans l'axe du faisceau) et induit des effets de lentille thermique. Au niveau des faces du cristal, la discontinuité de conductivité thermique induit des lentilles thermiques par bombement des faces. Pour simplifier le modèle, on suppose un faisceau cylindrique d'intensité radiale constante aussi bien pour le fondamental que pour la seconde harmonique (pas d'effets transverse du faisceau : pas de diffraction, pas de lentille thermique). Le rayon effectif de ce cylindre ($r_{\text{eff}} = 1{,}7 \cdot w_{0,\omega}$ dans le cas d'un faisceau gaussien) - commun aux deux ondes - est ajusté pour donner la même conversion non linéaire à la seconde harmonique qu'un faisceau gaussien d'intensité équivalente. En revanche, la diffusion radiale de la chaleur déposée par le faisceau est modélisée.

Les équations de seconde harmonique (dans le cadre de l'approximation de l'enveloppe lentement variable) :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial A_\omega}{\partial z} = i\gamma_{\text{eff}} A_{2\omega}(z) A_\omega^*(z) e^{-i\Delta k\left(T_0+\delta T_n(z)\right)z} \\ \dfrac{\partial A_{2\omega}}{\partial z} = i\gamma_{\text{eff}} A_\omega^2(z) e^{i\Delta k\left(T_0+\delta T_n(z)\right)z} \end{cases}$$

sont intégrées exactement sur chaque domaine, de la face d'entrée jusqu'à la face de sortie afin de déterminer les profils d'évolution longitudinaux des intensités fondamentale $I_\omega(z) = |A_\omega(z)|^2$ et harmonique $I_{2\omega}(z) = |A_{2\omega}(z)|^2$.

A la première étape de calcul, la température T_0 est homogène tout le long du cristal. Cette température n'est pas nécessairement celle du quasi accord de phase mais celle imposée par le four. Plutôt que de résoudre la dynamique d'évolution de la température sous l'influence du dépôt de chaleur dû à l'absorption des deux ondes, nous avons choisi une approche itérative. Les profils d'intensité calculés lors de la première itération permettent d'établir la nouvelle température locale $T_0 + \delta T_{n=1}(z)$, ainsi que la dilatation de chaque domaine. On recommence alors les intégrations des équations de SHG avec les nouvelles conditions d'accord de phase locales $\Delta k\left(T_0 + \delta T_n(z)\right)$: on obtient alors les nouveaux profils d'évolution longitudinaux des intensités fondamentale et harmonique. On recommence ces itérations jusqu'à convergence (11 itérations en pratique) (voir figure 116).

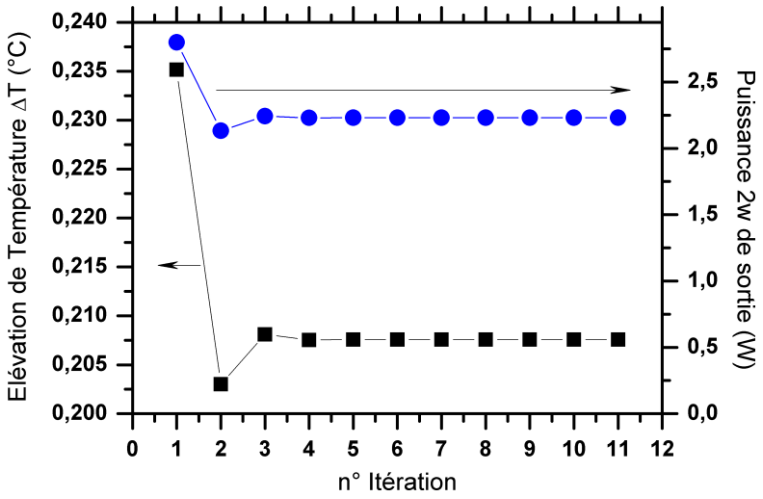


Figure 115 : Convergence du modèle numérique

La figure montre que la déplétion de l'onde fondamentale maximale lors de la première itération (courbe grise) car lors de cette itération, l'ensemble du cristal se trouve à la température uniforme correspondant à la température d'accord de phase. La courbe rouge (voir figure 117) correspond à la dernière itération, c'est-à-dire au régime stationnaire. L'énergie de l'onde fondamentale est progressivement transférée vers l'onde de second harmonique qui croit selon en tangente hyperbolique jusqu'à la puissance de 3W. Cette puissance ne correspond pas exactement à la puissance obtenue expérimentalement (4,12 W). La différence s'explique par l'approximation assumée lors de la réalisation de ce modèle à savoir la modélisation des faisceaux cylindriques, ce modèle cherchant à vérifier des hypothèses en dégageant des tendances significatives sans chercher à reproduire fidèlement les performances de conversion de fréquence.

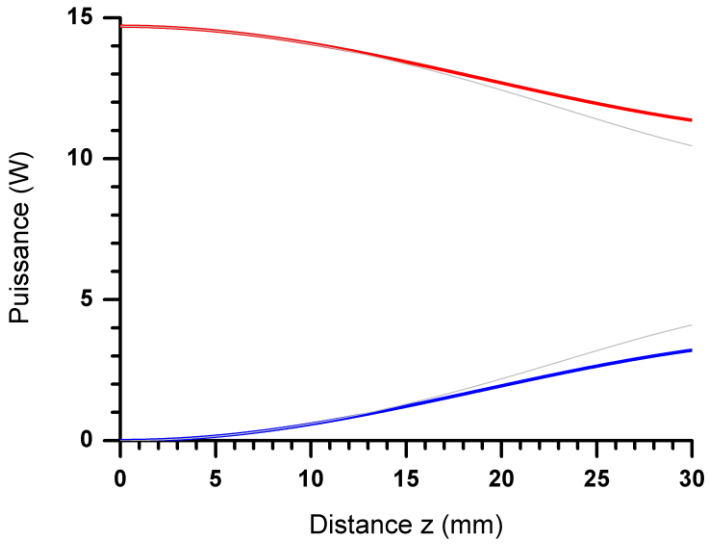


Figure 116 : Evolution des puissance fondamentales et harmoniques le long du cristal.

Les deux contributions au dépôt de chaleur par l'absorption de l'onde fondamentale et de l'onde harmonique suivent les processus de génération de second harmonique et de déplétion de l'onde fondamentale (coefficients linéaires d'absorption à α_ω = 0,17 m^{-1} et $\alpha_{2\omega}$=0,7 m^{-1}).

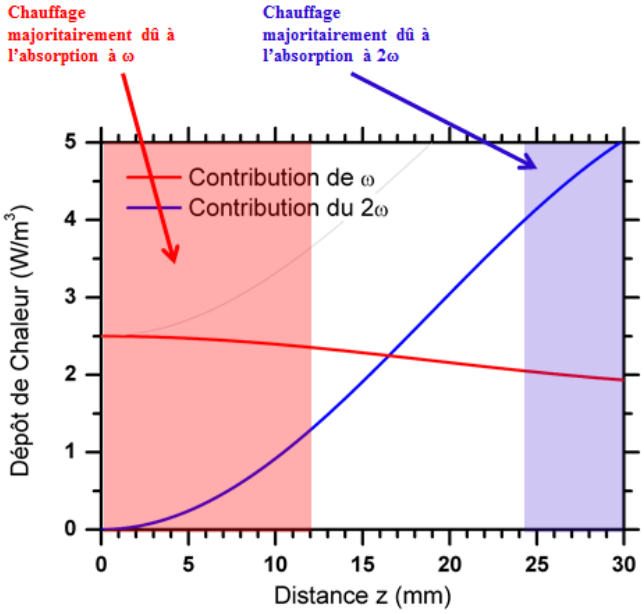


Figure 117 : Contribution de l'absorption de l'onde fondamentale (rouge) et harmonique (bleu) au dépôt de chaleur dans le cristal (grise)

Deux zones se détachent clairement dans le cristal (voir figure 118). La première correspond au maximum de puissance fondamentale puisqu'elle n'est quasiment pas déplétée par le processus non linéaire. Dans cette zone, le dépôt de chaleur est essentiellement induit par l'absorption de l'onde fondamentale (2,5W.m^{-3}).

A la fin du cristal en revanche, la puissance fondamentale est déplétée à 30% (efficacité de conversion) et la puissance à 2ω est maximale. Dans cette zone, c'est la contribution apportée par l'absorption de l'onde visible qui est majoritairement responsable du dépôt de chaleur (5 W.m^{-3}).

La somme de ces deux contributions conduit à l'établissement d'un gradient thermique entre la sortie du cristal où le dépôt de chaleur avoisine 8,5W.m^{-3} où le dépôt de chaleur ne dépasse pas les 5 W.m^{-3}. L'amplitude de ce gradient est évaluée à 0,17 °C (par rapport à la température fixée par le four). C'est à l'issue de la première itération, lorsque la puissance harmonique générée est maximale que la différence de température est la plus élevée (0,25°C) entre les deux extrémités du cristal (voir figure 119).

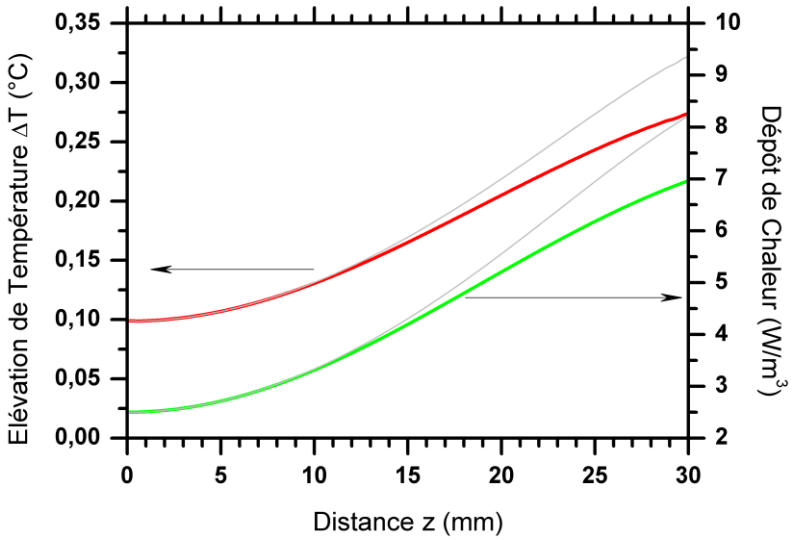


Figure 118 : Elevation de la température vis-à-vis de la température du four sous l'effet du dépôt de chaleur induit par les absorptions des ondes fondamentales et harmonique le long du cristal.

C'est cette non uniformité de la température le long du faisceau laser au sein même du cristal et qui n'est pas mesurable directement qui limite l'efficacité du cristal dès que l'écart de température limite l'efficacité de conversion de certains tronçons du cristal qui ne se trouvent alors plus exactement à la température d'accord de phase. On comprend aisément l'effet limité de l'ajustement du four dans cette condition qui ne permet alors plus de conserver la condition d'accord de phase sur toute la longueur du cristal entrainant la « saturation » de l'efficacité de conversion.

Les résultats d'échauffement sont ici combinés au profil d'acceptance thermique déterminé expérimentalement (voir figure 120) afin d'évaluer l'impact de la limitation de l'efficacité de conversion liée à l'échauffement du cristal considéré par tronçon.

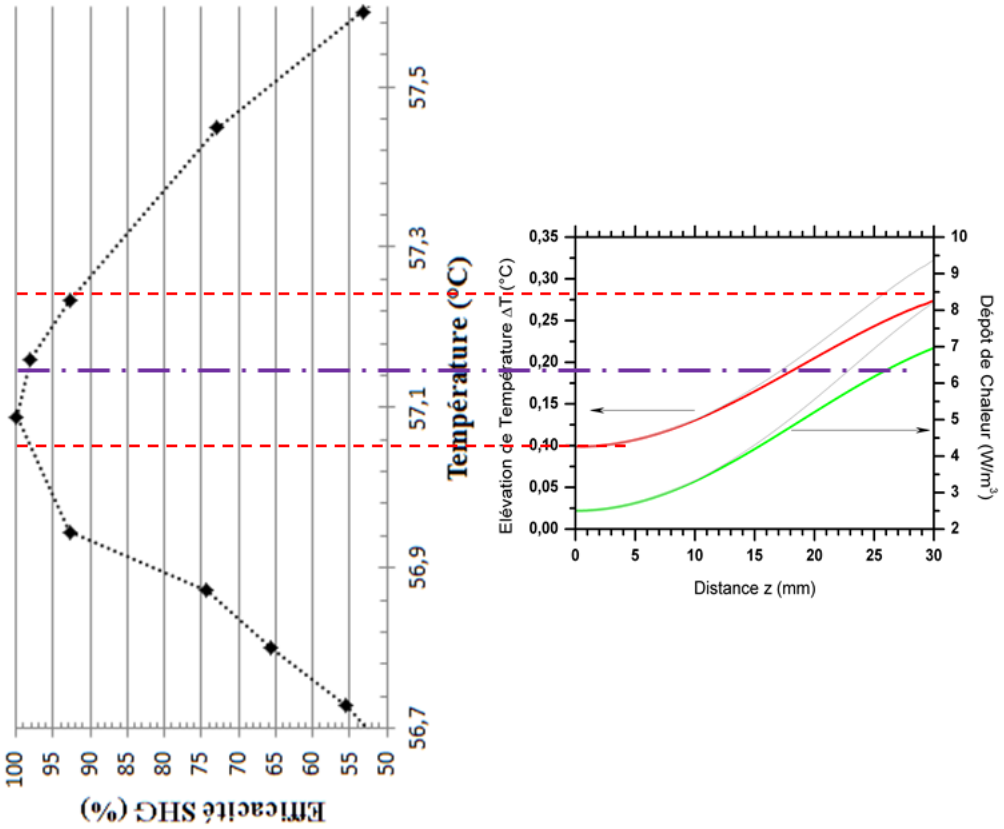


Figure 119 : Impact de l'échauffement non uniforme du cristal sur l'efficacité de conversion de chacune des portions du cristal non linéaire.

En réalisant cette mesure pour une puissance simulée de 2W à 488 nm et de 4W à 488 nm, on obtient la courbe suivante :

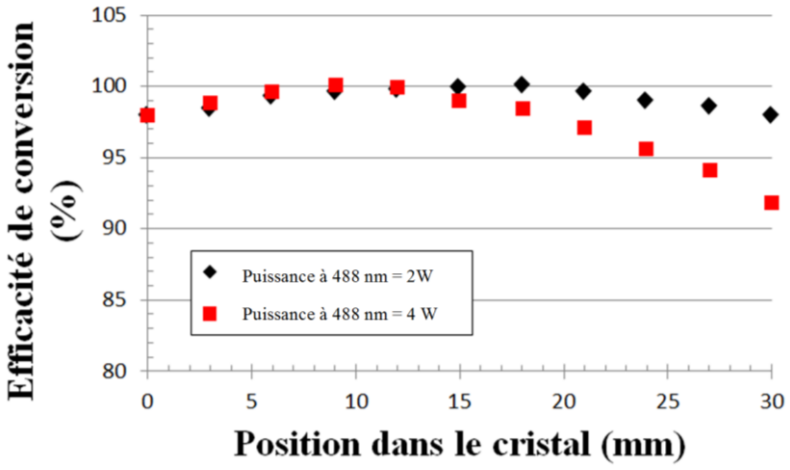


Figure 120 : Efficacité de conversion du cristal pris par tronçon lorsqu'il est génère une puissance harmonique de 2 W et de 4 W.

On voit sur cette courbe (voir figure 121) que l'on peut bel et bien considérer le cristal en deux zones. La première essentiellement échauffée par l'onde fondamentale ne voit pas son efficacité

(entre 98% et 100% d'efficacité) de conversion modifiée entre la génération de 2 W et de 4 W. L'efficacité des tronçons situés dans la deuxième partie du cristal dans laquelle la contribution de l'onde visible est dominante est particulièrement dégradée entre 2 W et 4 W de puissance harmonique. Son efficacité comprise dans le premier cas entre 98% et 100% passe pour 4 W généré à une efficacité comprise entre 91 et 100%.

L'écart d'efficacité entre le cas idéal du cristal uniformément à la température d'accord de phase et celui du cristal subissant les effets thermiques est évaluable entre la première (courbe grise) et la dernière itération (courbe bleue). Ainsi les effets thermiques dégradent l'efficacité d'environ 25% sur la longueur du cristal (voir figure 122).

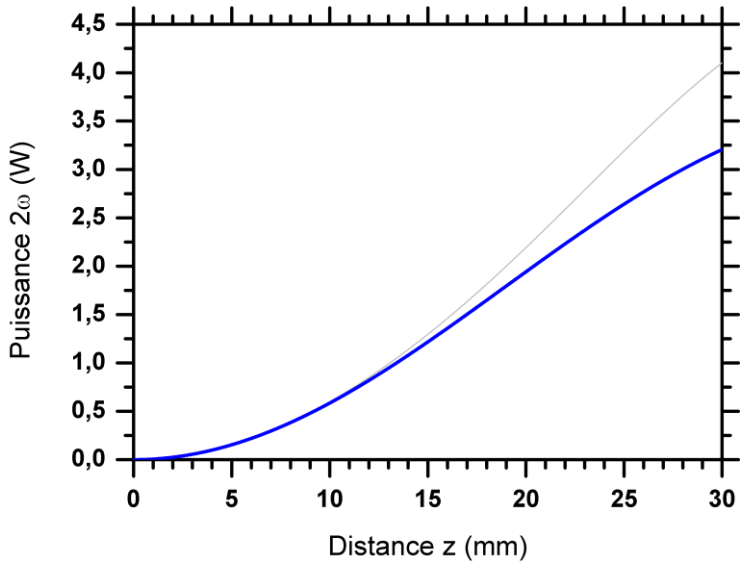


Figure 121 : Génération de second harmonique le long du cristal pour 14,7 W de fondamental en ne tenant compte que de la déplétion de la pompe par la SHG (courbe grise) et en ajoutant l'impact des effets thermiques (courbe bleue).

L'évolution de la température d'accord de phase ainsi que de l'acceptance thermique est particulièrement explicite sur ce diagramme d'échauffement du cristal.

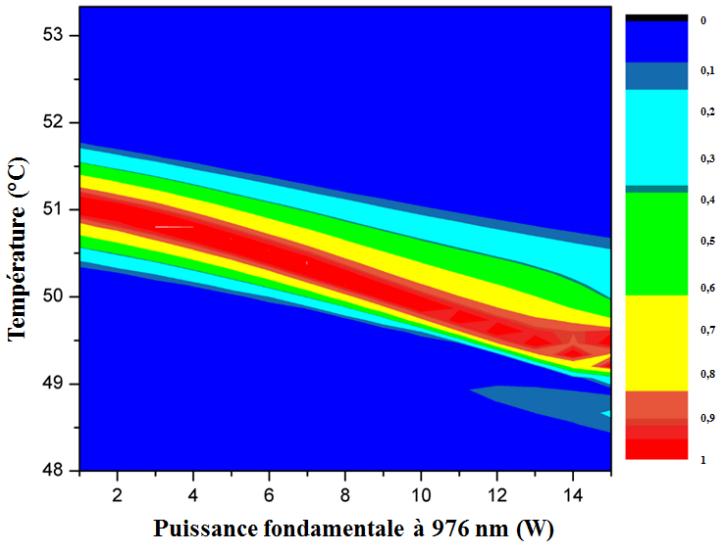


Figure 122 : Diagramme de température d'accord de phase en fonction de la puissance fondamentale.

Sur le diagramme (voir figure 123) la dérive en température traduit la nécessité de refroidir le cristal afin de compenser l'apport thermique du faisceau laser aux longueurs d'onde fondamentale mais surtout harmonique. En plus de la dérive il faut noter le resserrement de l'acceptance en température en accord avec la mesure expérimentale de l'acceptance en température réalisée précédemment (voir partie II.D.1)).

Ce modèle numérique permet désormais de prédire et d'expliquer la rupture de pente de l'évolution de la température d'accord de phase qui correspond à la puissance fondamentale pour laquelle les effets thermiques induits par le faisceau harmonique deviennent prédominants du fait de son absorption excédentaire par le cristal. Dans le cas du cristal de PPsLT de 30 mm, cette puissance fondamentale correspond à 11 W soient 3 W – 3,5 W à 488 nm.

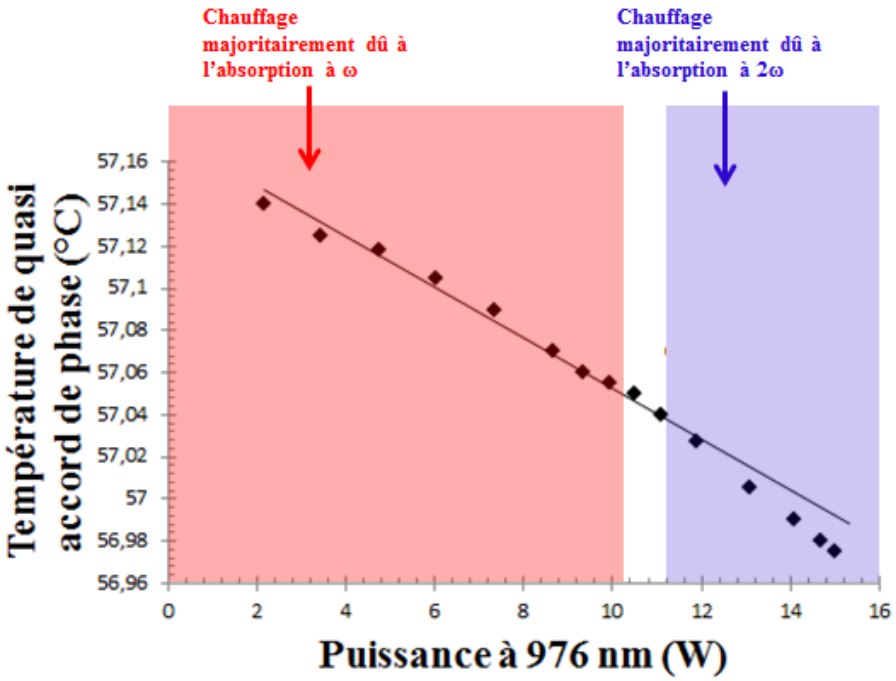


Figure 123 : Coïncidence de la rupture de pente de la température d'accord de phase et du point de basculement de l'origine des effets thermiques prédominants (entre absorption de l'onde fondamentale puis harmonique)

Une simulation a été lancée avec une puissance fondamentale de 27 W afin de chercher à prédire l'évolution du processus non linéaire au-delà du domaine exploré expérimentalement.

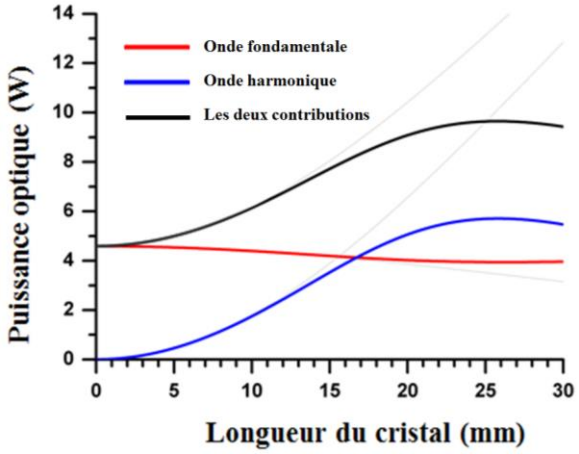


Figure 124 : Extrapolation numérique du processus de SHG à plus haute puissance

Au-delà de 14 W, un régime oscillant avec la puissance fondamentale s'instaurerait (voir courbe noire figure 125) du fait de la contreréaction qui s'effectue entre la génération visible qui est maximale et échauffe le cristal de façon excédentaire dont une partie se retrouve hors accord de phase provoquant la diminution de l'efficacité non linéaire et donc la diminution de l'intensité de l'onde visible. Dans cette situation, le cristal serait une succession de domaines

tantôt à l'accord de phase tantôt hors accord de phase. Les contributions de chacun de ces domaines seraient générées avec une phase aléatoire (liée à la longueur des domaines hors accord de phase) et interfèreraient tantôt de façon constructive, tantôt de façon destructive entrainant de fortes perturbations du niveau de puissance en sortie du cristal.

III. Mesure du bruit d'intensité de la source visible

E. La mesure du bruit d'intensité, un outil de caractérisation

1. Précautions préalables à une mesure significative

La mesure du bruit d'un laser est une mesure délicate à mettre en œuvre. De nombreuses précautions doivent être prises pour que le bruit mesuré ne traduise que le bruit de la source laser à caractériser dans son environnement et que le module de détection n'apporte pas de contributions supplémentaires. Pour cela, un certain nombre de précautions sont de mise:

- utiliser une photodiode faible bruit blindée et alimentée par une batterie
- relier la photodiode à l'appareil de mesure avec des câbles courts et blindés pour éviter au maximum la pollution par rayonnement électromagnétique
- La puissance optique déposée sur photodiode doit être ajustée de sorte qu'elle n'entre pas dans un régime de saturation.
- S'assurer qu'aucun faisceau parasite (modes de gaine, deuxième réflexion d'une lame de prélèvement) ne vienne s'ajouter au faisceau principal sur la zone active ni sur le boitier de la photodiode qui subirait alors des fluctuations de température.
- Limiter la puissance vue par la photodiode seulement à l'aide de lames de prélèvement à faces non parallèles afin de ne pas générer de cavité Fabry Pérot parasite. Les densités sont à proscrire car elles apportent du bruit thermique du fait de l'absorption du faisceau.
- Focaliser le faisceau laser sur une plus petite surface que la surface active de la photodiode pour ne pas subir de fluctuations d'éclairement du photo-détecteur liées à un éventuel dépointé du faisceau.
- Réaliser la mesure sur une table isolant des vibrations extérieures

la mesure du bruit du faisceau laser doit être supérieure d'au moins 10 dB par rapport au plancher de bruit de l'appareil de mesure et de la photodiode, mesuré laser éteint.

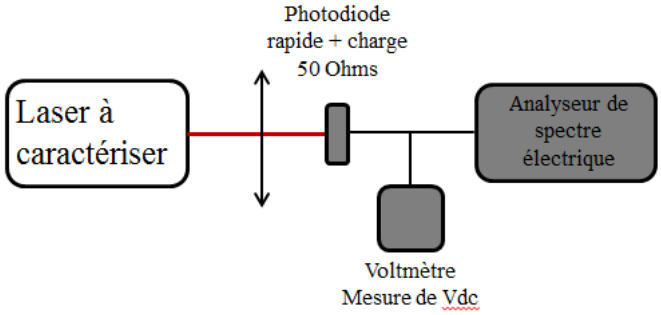


Figure 125 : Représentation schématique de la mesure du bruit d'intensité (RIN)

2. Origine des contributions du bruit

La mesure de bruit est une mesure précise qui permet de qualifier un système laser et d'identifier de nombreux défauts et points d'amélioration tant au niveau électrique, électronique, mécanique, acoustique, thermique, optique, quantique ainsi que tous les couplages entre ces domaines. Tout l'art consiste alors à être capable d'identifier les causes des composantes de bruit pour ensuite chercher à améliorer le système.

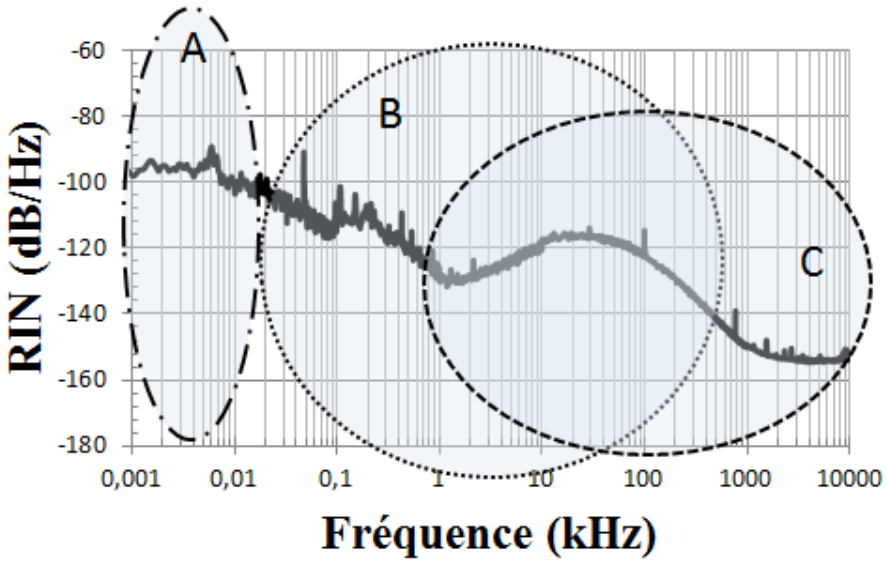


Figure 126 : Distribution spectrale des contributions (mécaniques, électriques, optiques…) au bruit d'intensité

Même si les composantes ne peuvent être identifiées que par dichotomie en multipliant les mesures et en modifiant les paramètres du système un à un pour observer leur influence, trois grands domaines spectraux peuvent être identifiés (voir figure 127).

Le domaine A correspond aux composantes mécaniques, acoustiques et thermiques (vibrations, déformations…)

Le domaine B correspond aux composantes électriques et électroniques (réseau EDF à 50 Hz et ses composantes, électronique de pilotage, boucles d'asservissement, fréquences de découpage…)

Le domaine C correspond au domaine optique et quantique (Bruit quantique d'amplification, cavités parasites, mauvaises soudures ou composants optiques défectueux, réflexions de Fresnel sur les faces clivées/polies, sauts de modes dans les cavités, diffusion Brillouin…)

F. Résultats expérimentaux

1. Mesure de bruit de la diode signal

Le bruit associé à la diode signal a été mesuré une première fois conduisant à un niveau de bruit élevé puisque partant de -100 dB/Hz dans les basses fréquences, présentant une série de pics de bruits aux fréquences de 100 Hz au kilohertz mais aussi autour du megahertz.

Le niveau de bruit rms associé s'élève à 0,01 %rms ce qui correspond à un niveau de bruit associé à une diode contrôlée par FBG, pas à une diode monofréquence.

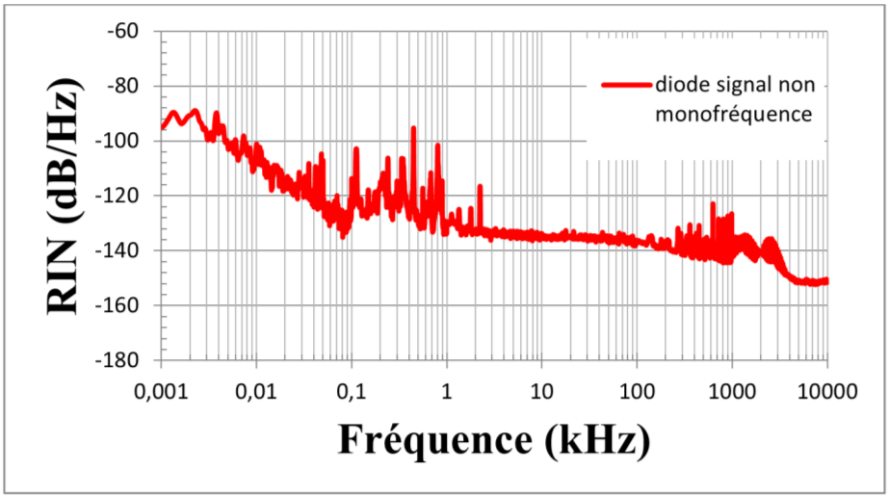


Figure 127 : RIN de la diode signal opérant sur un point de fonctionnement non monofréquence

Les nombreux pics apparaissant sur le spectre de RIN (voir figure 128) traduisent des instabilités modales et des perturbations provenant de l'alimentation électrique. Les diodes signal monofréquences ne présentent pas par définition ce type de comportement.

En effet, une analyse complémentaire du comportement de cette diode signal doit permettre de mettre en évidence un comportement aléatoire du pic monofréquence. Une méthode consiste à observer la réponse à l'oscilloscope d'une cavité Fabry Pérot injectée par la diode signal. Cette

analyse nous montre qu'en réalité la diode signal se trouve sur un point de fonctionnement (défini par son couple alimentation/température) ne conduisant pas à un point monofréquence. (voir figure 129)

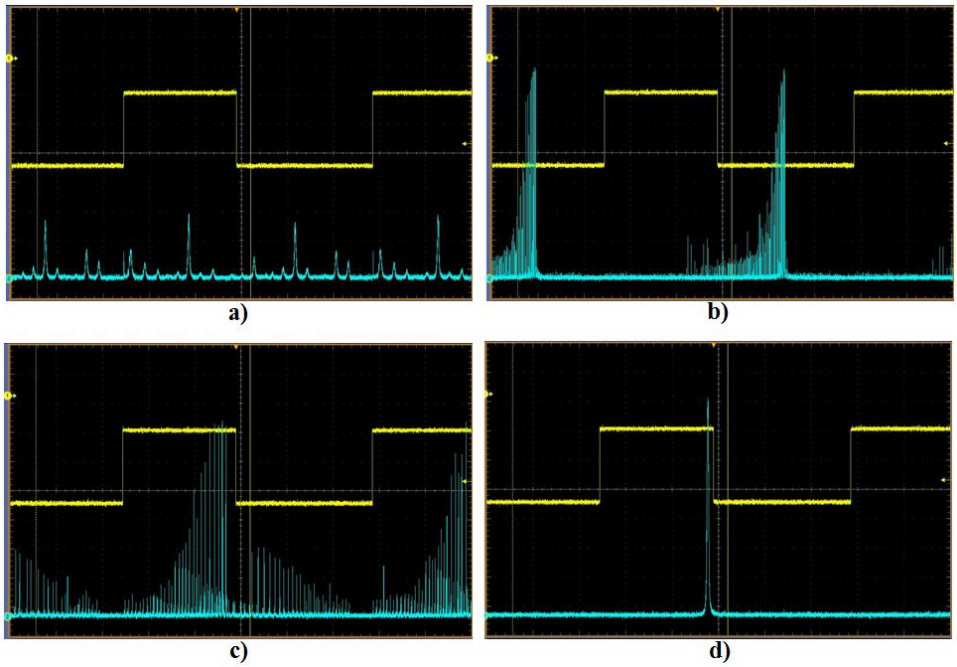


Figure 128 : Visualisation (amplitudes arbitraires) des modes d'émission de la diode signal pour différents points de fonctionnement (courant/température). a), b), c) Points « multipics », d) point stable monofréquence

En modifiant son point de fonctionnement, la diode signal passe par plusieurs points multipics (a), b), c)) correspondant à la coexistence de modes longitudinaux (voir figure 129). Le couplage entre ces modes induit des modes de fonctionnement instables. Un point de fonctionnement stable et monofréquence est finalement identifié (d)). La mesure du bruit d'intensité de la diode signal sur ce point stable monofréqunce (d)) conduit à abaisser le niveau global du bruit de 10 dB et à faire disparaître la majorité des pics fréquentiels qui correspondaient donc à des sauts de mode optiques de la diode. Reste le pic à 50 Hz correspondant à a fréquence d'oscillation du réseau électrique (voir figure 130).

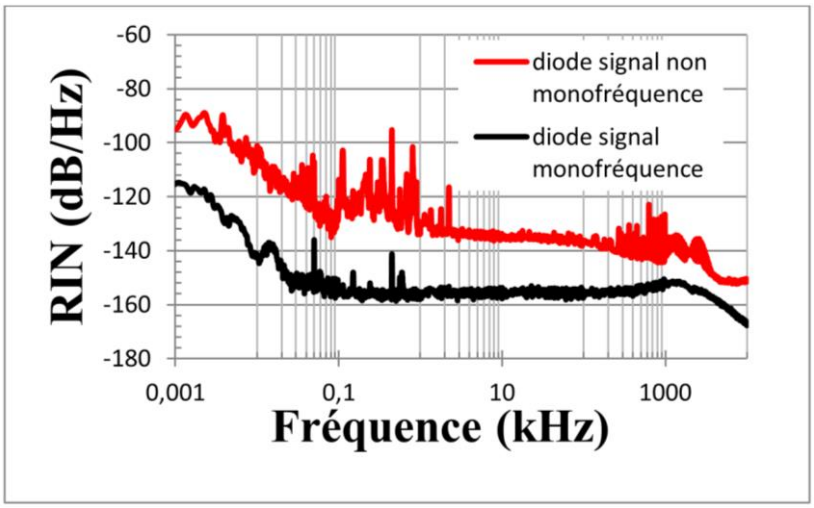


Figure 129 : Comparaison des mesures de RIN de la diode signal sur un point non monofréquence et sur un point monofréquence

L'intégration du bruit sur la plage 10 Hz-10 MHz conduit à un niveau de bruit de 0,007 %rms.

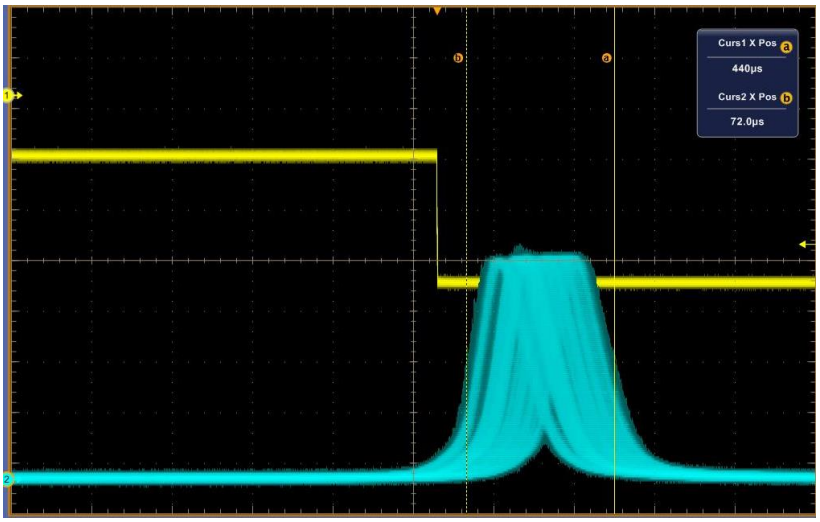


Figure 130 : Dérive temporelle de la fréquence centrale d'émission monofréquence sur une durée de 20 minutes

La stabilité du pic monofréquence a été évaluée pendant 20 minutes grâce au Fabry Pérot. Pendant cette durée, aucun saut de mode n'a été perçu. En revanche, la longueur d'onde centrale a dérivé continument sur une plage de 50MHz (voir figure 131).

2. Mesure de bruit de la source laser infrarouge fondamentale

La mesure de bruit d'intensité est réalisée pour une puissance de sortie de 9W à 976 nm. L'amplificateur à fibre apporte plus de 10 dB de bruit sur la plage 1 Hz-1 kHz et environ 20dB de 1kHz à 1 MHz (voir figure 132). Cette forte contribution apportée par l'amplificateur à 976 nm n'est habituellement pas observée sur les mesures de RIN des architectures MOPA à fibres dopée ytterbium fonctionnant à 1030 nm ou 1064 nm. Cette

contribution pourrait être caractéristique du fonctionnement laser sur une transition 3 niveaux. En effet, la transition 3 niveaux implique que l'inversion de population doit être maintenue au minimum à 50%. Cette condition implique que de nombreuses transitions radiatives (émission/absorption) sont réalisées au cours du temps. Ces échanges énergétiques radiatifs (émission/réabsorption) se traduisent par leur bruit de photon qui représente une source de bruit importante et qui fixe un niveau de bruit minimum des lasers 3 niveaux. Cette hypothèse n'a pas pu être vérifiée au cours de ces travaux de thèse mais représente un champ d'investigation intéressant pour la compréhension de la dynamique des lasers 3 niveaux.

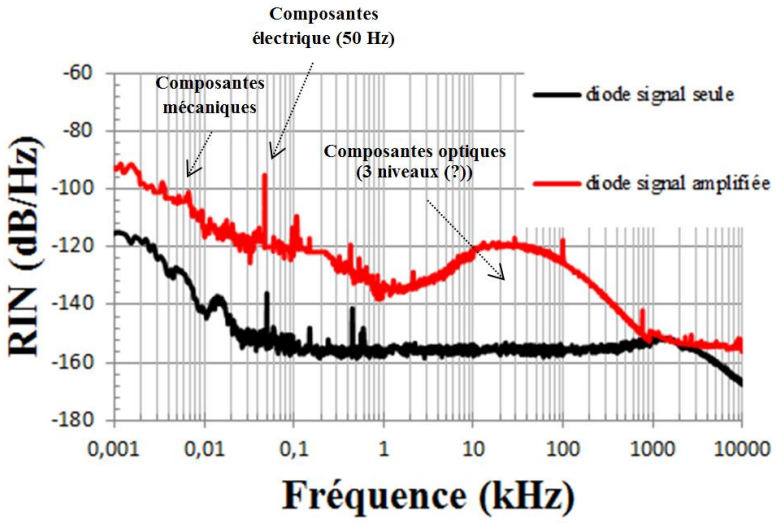


Figure 131 : Mesure des contributions apportées par l'étage amplificateur à 976 nm au bruit d'intensité (RIN)

L'intégration du bruit sur la plage 10 Hz-10 MHz conduit à un niveau de bruit de 0,03 % rms.

3. Mesure de bruit de la source visible

La mesure du bruit d'intensité du laser visible est réalisée à la puissance nominale de 2W à 488 nm. Cette puissance correspond à la puissance que devra fournir la source industrielle issue de ces travaux.

Le doublement en fréquence apporte 3 dB de bruit sur la plage de mesure 1 Hz-10 MHz (voir figure 133). Cet « offset » traduit la conversion non linéaire des fluctuations d'intensité de la pompe en fluctuation de la seconde harmonique observées précédemment dans le domaine infrarouge.

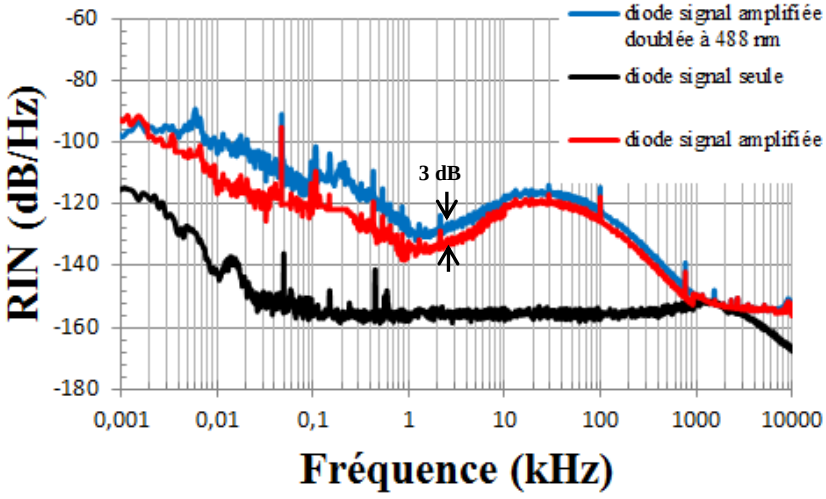


Figure 132 : Mesure des contributions apportées par l'étage de conversion non linéaire vers 488 nm au bruit d'intensité (RIN)

L'intégration du bruit sur la plage 10 Hz-10 MHz conduit à un niveau de bruit de 0,05 % rms pour 2W à 488 nm.

Ce niveau de bruit obtenu grâce à cette solution laser à fibre est relativement bas vis-à-vis des technologies OPSL qui sont caractérisées par un bruit rms de 0,05% rms sur la plage (100 Hz - 10 MHz) pour une puissance de sortie de 500mW à 488 nm (Cohérent).

IV. Conclusion

Le doublement en fréquence de la source développée précédemment (chapitre III) constitue le dernier défi pour la démonstration du possible remplacement des lasers Argons par l'utilisation d'une source laser à fibre dopée Ytterbium répondant aux exigences industrielles.

La conversion en fréquence efficace en simple passage de la source laser émettant à 976 nm en régime continu ne peut être concrétisée qu'en utilisant des cristaux non linéaires à alternance de polarisation de grande longueur (30 mm). Les performances de deux types de cristaux ont été testées. D'une part les cristaux PPLN (Periodically Poled Lithium Niobate ($LiNbO_3$)) caractérisés par un coefficient non linéaire de 15,9 pm/V qui ont permis de démontrer la génération de plus de 1,5 W à 488 nm pour 5 W de puissance fondamentale à 976 nm soit une efficacité de 26%. D'autre part, les cristaux PPsLT (Periodically Poled Lithium Tantalate ($LiTO_3$)) caractérisés par un coefficient non linéaire de 10 pm/V qui ont permis de démontrer la génération de plus de 4 W à 488 nm pour 15 W de puissance fondamentale à 976 nm soit une

efficacité de 27%. La qualité du profil spatial de la source infrarouge n'a pas été dégradé par l'étage non linéaire ($M^2_{488nm,x}$= 1,16 ; $M^2_{488nm,y}$= 1,07). La stabilité temporelle de la puissance à la seconde harmonique (1,7% sur plusieurs heures) permet de vérifier que les effets photoréfractifs ou de « grey tracking » sont bien écartés par le biais du dopage Mg du cristal à 488 nm. La mesure du RIN de la diode signal monofréquence (dérive temporelle de 50 MHz de la fréquence centrale en 20 minutes) du laser à 976 nm et du faisceau bleu à 488 nm a permis de montrer que le choix d'opter pour une configuration MOPA avait été pertinente puisqu'elle permet de réaliser une source laser présentant un bruit de 0,05%rms sur la plage 100Hz-10MHz là où la technologie OPSL génère également un bruit de 0,05%rms mais pour une puissance harmonique plus faible (500mW). Ces résultats valident la conformité de la source laser à fibre émettant dans le bleu à 488 nm pour le remplacement de la technologie des lasers Argon.
Une limitation de cette technologie est observée à haute puissance (plus de 3,5 W). En effet, l'efficacité de conversion du cristal non linéaire sature consécutivement aux effets thermiques induits par l'échauffement du cristal soumis à l'intensité du faisceau laser fondamental et harmonique. Pour chercher à comprendre les mécanismes en jeux, la mesure de la température du cristal soumis à l'onde laser a été envisagée mais a échouée. En effet, il n'est pas possible de mesurer directement la température du cristal le long de l'axe du faisceau laser. Un modèle numérique a alors été construit afin de simuler ces échauffements. Les résultats de ces calculs ont permis d'identifier et de quantifier l'établissement d'un gradient thermique longitudinal sous l'effet des absorptions des ondes fondamentales et harmoniques. Ce gradient détériore l'uniformité de la condition d'accord de phase le long du cristal ce qui se traduit par une diminution de l'efficacité non négligeable (25%) du processus non linéaire lorsque l'intensité laser devient suffisante. Ces calculs ont permis d'imaginer contrecarrer l'effet du gradient thermique longitudinal en établissant un gradient opposé dans le four. Des expérimentations seront réalisées afin de vérifier cette hypothèse.

Bibliographie

[BOU 05] A. Bouchier, G. Lucas-Leclin, P. Georges, and J. Maillard, "Frequency doubling of an efficient continuous wave single-mode Yb-doped fiber laser at 978 nm in a periodically-poled MgO:LiNbO3 waveguide," Opt. Express 13, 6974-6979 (2005)

[BOY 68] G.D. Boyd and D.A. Kleinman, J.Appl. Phys. 39 3597, 1968

[BRU 03] Ariel Bruner, David Eger, Moshe B. Oron, Pinhas Blau, Moti Katz, and Shlomo Ruschin, "Temperature-dependent Sellmeier equation for the refractive index of stoichiometric lithium tantalate," Opt. Lett. 28, 194-196 (2003)

[BRY 84] increased optical damage resistance in lithium niobate, D. A. Bryan1, Robert Gerson2 and H. E. Tomaschke3, Appl. Phys. Lett. 44, 847 (1984); http://dx.doi.org/10.1063/1.94946

[CAM 69] I. Camlibel, J. Appl. Phys. 40, 1690 (1969).

[CAS 08] Marc Castaing, François Balembois, Patrick Georges, Thierry Georges, Kathleen Schaffers, and John Tassano, "Diode-pumped Nd:YVO4/Yb:S-FAP laser emitting at 985 and 492.5 nm," Opt. Lett. 33, 1234-1236 (2008)

[CHI 04] Juan L. A. Chilla ; Stuart D. Butterworth ; Alexander Zeitschel ; John P. Charles ; Andrea L. Caprara, et al. "High-power optically pumped semiconductor lasers", Proc. SPIE 5332, Solid State Lasers XIII: Technology and Devices, 143 (July 8, 2004); doi:10.1117/12.549003;

[COH 14] Site internet commercial Coherent (2014)

[COV --] www.covesion.com

[DOL 09] Linear and nonlinear optical properties of MgO:LiTaO3, I. Dolev, A. Ganany-Padowicz, O. Gayer, A. Arie, J. Mangin, G. Gadret, Applied Physics B, August 2009, Volume 96, Issue 2-3, pp 423-432

[HWA 11] "Thermal performance in high power shg characterized by phase-matched calorimetry" Hwan Hong Lim, Toshio Katagai, Sunao Kurimura, Takahiro Shimizu, Keisuke Noguchi, Noriaki Ohmae, Norikatsu Moi and Ichiro Shoji, OSA 7 november 2011/vol. 19,No.23/Optics express 22588

[JUN 05] Junfeng Zhang, Yuping Chen, Feng Lu, Wenjie Lu, Weirui Dang, Xianfeng Chen, and Yuxing Xia, "Effect of MgO doping of periodically poled lithium niobate on second-harmonic generation of femtosecond laser pulses," Appl. Opt. 46, 7792-7796 (2007)

[KAR 08] Emir Karamehmedović ; Christian Pedersen ; Martin T. Andersen and Peter Tidemand-Lichtenberg "300 mW of coherent light at 488 nm using a generic approach", Proc. SPIE6875, Nonlinear Frequency Generation and Conversion: Materials, Devices, and Applications VII, 687512 (February 13, 2008); doi:10.1117/12.762876;

[KON 07] "Frequency doubling of a CW fiber laser using PPKTP, PPMgSLT, and PPMgLN" F.J. Kontur, I. Dajani, Yalin Lu and R.J. Knize OSA, 1 october 2007/vol.15, No,20/OPTICS EXPRESS 12882

[KUM 09] S. Chaitanya Kumar, G. K. Samanta, and M. Ebrahim-Zadeh, "High-power, single-frequency, continuous-wave second-harmonic-generation of ytterbium fiber laser in PPKTP and MgO:sPPLT," Opt. Express 17, 13711-13726 (2009)

[KUM 11] S. Chaitanya Kumar, G. K. Samanta, Kavita Devi, and M. Ebrahim-Zadeh, "High-efficiency, multicrystal, single-pass, continuous-wave second harmonic generation," Opt. Express 19, 11152-11169 (2011)

[LI 13] Guohui Li, Yanxia Cui, and Jing Wang, "Photorefractive inhibition of second harmonic generation in periodically poled MgO doped LiNbO3 waveguide," Opt. Express 21, 21790-21799 (2013)

[LOU 05] Oleg A. Louchev, Nan Ei Yu, Sunao Kurimura, and Kenji Kitamura, Appl. Phys. Lett. 87, 131101 (2005); doi: 10.1063/1.2056593

[MIL 97] G. D. Miller, R. G. Batchko, W. M. Tulloch, D. R. Weise, M. M. Fejer, and R. L. Byer, "42%-efficient single-pass cw second-harmonic generation in periodically poled lithium niobate," Opt. Lett. 22, 1834-1836 (1997)

[MIY 10] "InGaN-based 518 and 488 nm laser diodes on c-plane GaN substrate" Takashi Miyoshi*, Shingo Masui, Takeshi Okada, Tomoya Yanamoto, Tokuya Kozaki, Shin-ichi Nagahama and Takashi Mukai Article first published online: 21 MAY 2010 DOI: 10.1002/pssa.200983446

[SAM 08] G. K. Samanta, S. Chaitanya Kumar, M. Mathew, C. Canalias, V. Pasiskevicius, F. Laurell, and M. Ebrahim-Zadeh, "High-power, continuous-wave, second-harmonic generation at 532 nm in periodically poled KTiOPO4," Opt. Lett. 33, 2955-2957 (2008)

[SAM 09] Stable, 96 W, continuous-wave, single-frequency, fiber-based green source at 532 nm, G. K. Samanta, S. Chaitanya Kumar, M. Ebrahim-Zadeh , Journal: Optics Letters , vol. 34, no. 10, 2009, DOI: 10.1364/OL.34.001552

[SCH 06] Sven Schwertfeger; Martin Maiwald; Reiner Güther; Bernd Sumpf; Katrin Paschke; Christian Dzionk; Götz Erbert; Günther Tränkle Proc. SPIE 6184, Semiconductor Lasers and Laser Dynamics II, 61840F (14 April 2006); doi: 10.1117/12.662920

[SCH 93] Phys. Rev. B 48, 15613 – Published 1 December 1993,U. Schlarb and K. Betzler

[STU 96] Optical ablation by high-power short-pulse lasers B. C. Stuart, M. D. Feit, S. Herman, A. M. Rubenchik, B. W. Shore, and M. D. Perry, Vol. 13, No. 2/February 1996/J. Opt. Soc. Am. B

[TOV 08] Sergey V. Tovstonog, Sunao Kurimura, Ikue Suzuki, Kohei Takeno, Shigenori Moriwaki, Noriaki Ohmae, Norikatsu Mio, and Toshio Katagai, "Thermal effects in high-power CW second harmonic generation in Mg-doped stoichiometric lithium tantalate," Opt. Express 16, 11294-11299 (2008)

[WAA 13] Niklas Waasem, Ashot Markosyan, Martin M. Fejer, and Karsten Buse, "Green-induced blue absorption in MgO-doped lithium niobate crystals," Opt. Lett. 38, 2953-2956 (2013)

Chapitre 4 : GENERATION DE RAYONNEMENT ULTRAVIOLET A 325NM

I. Emission à 325 nm en régime nanoseconde

A. Un besoin industriel

Les démonstrations obtenues à 976 nm permettent pour la première fois de chercher à adresser la longueur d'onde ultraviolette de 325 nm avec un laser à fibre. Cette longueur d'onde correspond à la longueur d'onde du laser à gaz Hélium Cadmium, particulièrement utilisée pour les applications d'holographie. Il n'y a actuellement pas d'alternative aux sources Hélium Cadmium pour ces applications. Les démonstrations obtenues à 976 nm dans les fibres dopées ytterbium ouvrent une voie nouvelle pour atteindre cette longueur d'onde ultraviolette. En effet, elle correspond au triplement en fréquence de l'onde fondamentale à 976 nm.

L'étude d'une solution technologique pour une source laser impulsionnelle à 325 nm répond à un besoin exprimé par un client industriel de l'holographie. Plusieurs exigences techniques ont donc été formulées:

- Une grande longueur de cohérence (de l'ordre du mètre) imposant un spectre mono-fréquence
- Une puissance moyenne de sortie de 500 mW
- Une qualité spatiale du faisceau n'excédant pas un M^2 de 1,2
- Le régime le plus adapté à l'holographie est le régime CW mais une émission nanoseconde de grande longueur de cohérence peut convenir.

B. Etat de l'art des lasers UV dans la gamme 343-355 nm

Les sources laser émettant dans le domaine ultraviolet ne sont pas très courantes en raison de la complexité de leur réalisation. En effet, nombre de matériaux sont absorbants à ces longueurs d'onde énergétiques et souffrent de dégradations photo-réfractives. Par ailleurs, les matériaux lasers émettant directement dans le domaine ultraviolet sont rares et il est souvent nécessaire d'utiliser les effets non linéaires pour parvenir à atteindre le domaine UV ce qui restreint leur efficacité.

Les sources laser primaire émettant directement dans le domaine UV regroupent :

- Les diodes lasers à semi-conducteurs à base de Nitrure de Gallium dont la puissance reste limitée à quelques milliwatts. [YAM 13]

Figure 133: Diode laser semi-conductrice (Nitrure de Gallium)

- Les sources laser à électrons libres qui permettent d'émettre dans une large gamme de longueurs d'onde et en particulier dans l'UV avec des puissances moyennes élevées. Cependant, la mise œuvre de ces sources reste anecdotique car elles font appel à une technologie complexe et leur coût est rédhibitoire (très grands instruments). [GAT 02]
- Les sources laser excimers qui permettent de générer des puissances allant jusqu'à 100W dans une gamme spectrale allant de 157 à 351 nm (voir figure 135).

Excimer	Longueur d'onde (nm)
F2 (fluorine)	157 nm
ArF (argon fluoride)	193 nm
KrF (krypton fluoride)	248 nm
XeBr (xenon bromide)	282 nm
XeCl (xenon chloride)	308 nm
XeF (xenon fluoride)	351 nm

Figure 134 : Laser excimer leurs longueurs d'onde d'émission

- Les sources laser à gaz ionisés tels que les lasers Argon (334-351 nm), Krypton (248 nm), et Hélium Cadmium (325 nm). Ces sources laser sont basées sur des technologies à tube qui sont encombrantes (voir figure 135) et représentent un coût élevé à l'achat mais aussi à l'usage du fait de la maintenance et de leur consommation électrique (>600W).

Figure 135 : Laser à Gaz Hélium Cadmium à 325 nm (longueur : env. 1 m)

Les sources secondaires sont composées :

- Des lasers OPSL (20 mW à 355 nm) et DPSSL (3W à 355 nm 100kHz Q-switch) convertis en fréquence [COH 14]

Figure 136 : Laser OPSL (gauche) DPSSL (droite) émettant dans l'UV par doublement de fréquence intracavité

- Des lasers à fibre dopée Ytterbium convertis en fréquence émettant 50W dans l'UV (343 nm) [SAB12]

Figure 137 : Laser industriel (50ps) à fibre dopée Ytterbium triplé en fréquence (double étage LBO)

Les applications de ces lasers sont variées ce qui explique leur intérêt :

- Micro-usinage des matériaux transparents dans l'IR et le visible (verres…)

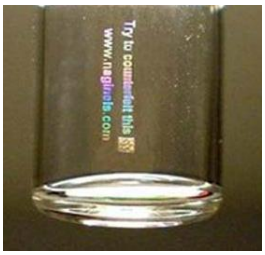


Figure 138 : Marquage anti-fraude intra volume (Alphanov)

- Micro-lithographie pour l'industrie des semi- conducteurs.

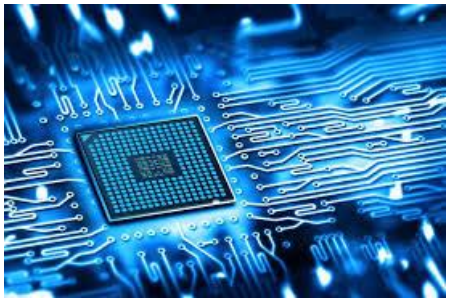


Figure 139 : Circuit électronique intégré multicouches obtenu par microlithographie

- réalisation de réseaux de Bragg fibrés destinés aux domaines des télécommunications optiques et de l'industrie laser.
- chirurgie de la cornée (procédé LASIK) mettent à profit la forte absorption du rayonnement UV par les matériaux biologiques et les composants organiques. Lorsque le rayonnement est modulé sous forme d'impulsions courtes (ps ou fs), il permet de réaliser des ablations des tissus par rupture des liaisons moléculaires sans effets thermiques.

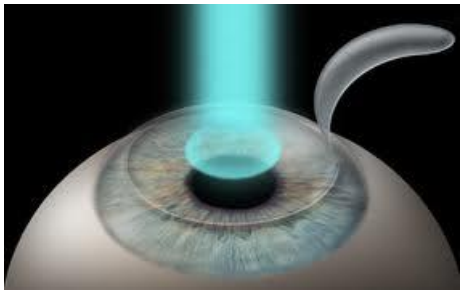


Figure 140 : Procédé de rectification laser de la cornée pour la correction de la vision (Procédé LASIK)

Comme nous avons pu le voir dans cet état de l'art, seule la technologie des lasers à gaz Hélium Cadmium permet d'atteindre la longueur d'onde de 325nm qui est la longueur d'onde la plus couramment utilisée en holographie. Nous proposons dans cette étude de chercher à mettre à

profit les récentes avancées réalisées au niveau de la maitrise des lasers à fibre dopée Ytterbium fonctionnant sur leur transition trois niveaux à 976 nm. L'idée consiste à réaliser successivement le doublement puis le triplement en fréquence de cette émission jusqu'ici inusitée à 976 nm pour atteindre une émission extraordinaire à la longueur d'onde de 325,3 nm.

C. Simulation et faisabilité

Une étude préalable est réalisée afin de vérifier qu'une solution cohérente peut être proposée pour répondre au besoin d'une source industrielle à 325 nm.

1. Choix des cristaux non linéaires

a) Triplement en fréquence en régime continu à base de cristaux à alternance de polarisation

La solution la plus séduisante et la plus proche de la technologie maîtrisée au cours des démonstrations précédentes consiste en le triplement en fréquence de la source à 976 nm monofréquence précédemment réalisée. En effet, il suffirait de mettre en œuvre en étage de conversion de fréquence supplémentaire basé sur l'utilisation d'un cristal PPsLT conçu pour que le pas permette un accord de phase pour la somme de fréquence 488nm + 976 nm.

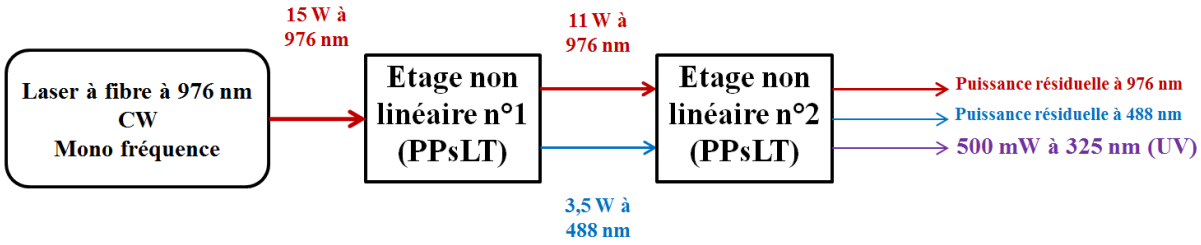


Figure 141 : Synoptique du MOPA à fibre dopée Ytterbium triplé en fréquence vers 325 nm

Les cristaux de PPsLT pour l'UV existent mais c'est une technologie peu usitée limitée par des effets photoréfractifs désastreux (malgré le dopage MgO). [LOU 13 ; MEY 97] Du fait de ces limitations, leurs performances dans l'UV ne dépassent pas 30 mW [OXI --].

b) Triplement en fréquence en régime quasi continu à base de cristaux biréfringents

Les effets photoréfractifs sont les phénomènes les plus rédhibitoires pour la génération ultraviolette. Les cristaux biréfringents de triborates de lithium (LBO) sont les cristaux les plus résistants aux effets photoréfractifs dans le domaine ultraviolet [WAG 98] (voir figure 143) et

dont le domaine de transparence s'étend vers l'UC jusqu'à 160 nm. Ils sont donc choisis pour réaliser les étages de conversion de fréquence.

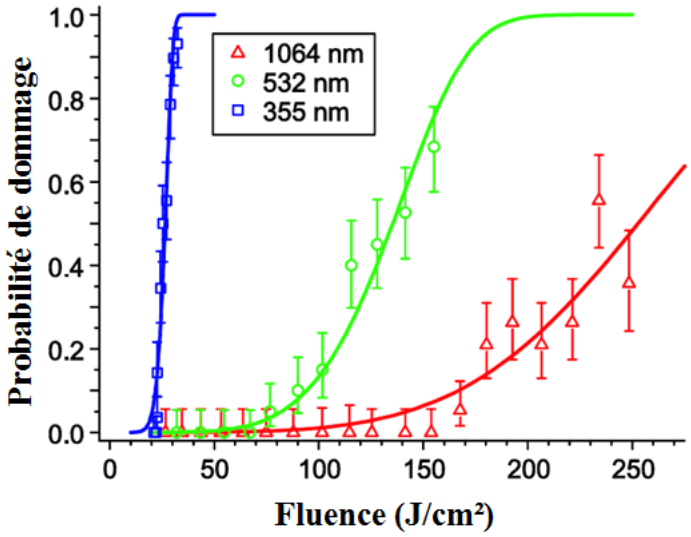


Figure 142 : Seuil de Fluence du cristal LBO en régime nanoseconde aux longueurs d'ondes infrarouge de 1064 nm, visible de 532 nm et UV de 355 nm [WAG 98].

Les seuils de dommage du LBO sont du même ordre de grandeur que ceux de la silice fondue (100J/cm² à 1064nm ; 100J/cm² à 532 nm ; 45J/cm² à 355 nm.

En revanche, les cristaux de LBO souffrent de 2 inconvénients :

- Un coefficient non linéaire faible (0,9)
- Une longueur de cristaux limitée par « walk off »

La faible longueur d'interaction associée à un coefficient non linéaire faible obligent à opérer dans un régime impulsionnel de sorte que la puissance crête des impulsions compense le défaut d'efficacité de conversion.

Pour respecter le cahier des charges imposé par l'application (holographie) le régime impulsionnel ne peut être réduit à une cadence inférieure à 100kHz.
De plus, pour conserver une longueur de cohérence de l'ordre du mètre, il faut que la durée des impulsions soit également maitrisée et obéisse à :

$$T_c = \frac{L_c}{c}$$

où Tc est le temps de cohérence (durée de l'impulsion), Lc est la longueur de cohérence (1m) et C la vitesse de la lumière.

Ce qui conduit à une durée d'impulsion de 3,4 ns.

Pour conserver un fonctionnement mono-fréquence, la configuration MOPA est conservée. En revanche, la diode signal mono-fréquence ne sera plus alimentée par un courant continu mais par des impulsions de courant. Pour cela, nous utiliserons un pilote de diode permettant de délivrer des impulsions d'une durée minimale de 5ns pour des fréquences allant de 100 kHz au Mégahertz.

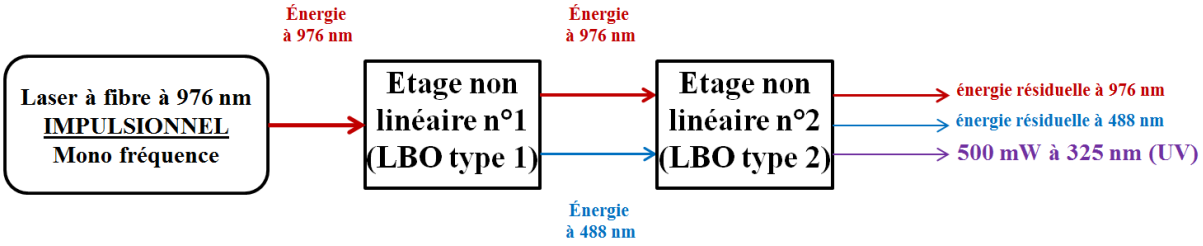


Figure 143 : Synoptique du MOPA impulsionnel successivement doublé puis triplé en fréquence dans des cristaux non linéaires de LBO de 20mm.

2. Dimensionnement des étages non linéaires

Compte tenu des énergies modérées qui peuvent être extraites des amplificateurs à fibres souples [DON 11 ; BAR 11 ; LAR 11], notre choix s'est porté vers des cristaux LBO longs (20mm) afin de chercher à conserver un niveau d'efficacité de conversion satisfaisant (>20%) en compensant le défaut de puissance crête par une grande longueur d'interaction.

Les conditions de focalisation dans les cristaux sont déterminées par calcul du paramètre confocal (voir partie I) à ω_{976nm} =110µm et ω_{488nm} = 80µm.

a) Détermination numérique de l'énergie nécessaire à l'obtention de 500mW à 325 nm (SNLO)

Nous allons maintenant déterminer l'énergie qu'il est nécessaire d'extraire de l'amplificateur à fibre dopée Ytterbium pour parvenir à atteindre le niveau de puissance moyenne de 500 mW à 325 nm.

Dans le même temps, nous quantifierons l'impact du walk off sur la qualité du faisceau.

Simulation Etage n°1 : Génération de seconde harmonique vers le visible (488 nm)

Pour déterminer l'énergie qu'il est nécessaire d'extraire à la longueur d'onde fondamentale pour générer 500 mW à 325 nm, Le premier étage non linéaire est simulé pour différentes énergies fondamentales à 976 nm. Nos critères de cadence (100 kHz), durée d'impulsion (5 ns), longueur de cristal (20mm), et paramètres de focalisation (55µm) étant fixés, nous allons déterminer l'énergie fondamentale maximale pour laquelle la qualité du faisceau sera

significativement dégradée. En effet, l'efficacité de conversion du second étage est essentiellement conditionnée par la qualité du profil spatial de faisceau fondamental et visible ainsi que par l'énergie de l'onde harmonique. En effet, l'énergie fondamentale résiduelle à l'issue du premier étage ne devrait pas être faire défaut car nous ne visons pas un rendement de conversion de plus de 50%.

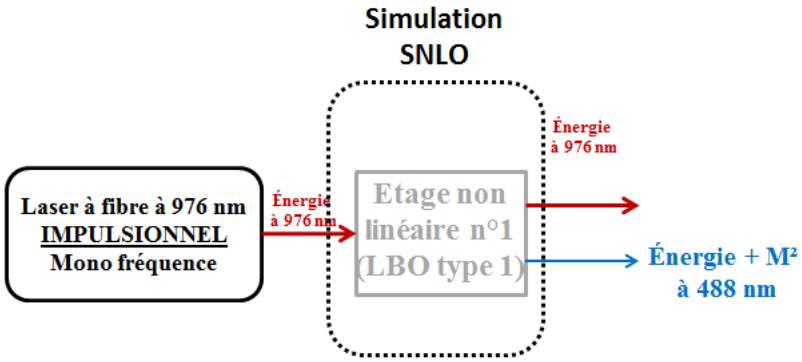


Figure 144 : Simulation de l'étage doubleur : LBO type 1, 20mm

Six itérations sont réalisées afin de tracer les courbes d'évolution du M² et de l'efficacité de conversion en fonction de l'énergie à 976 nm focalisée sur un rayon waist de 55 µm dans le cristal de 20mm.

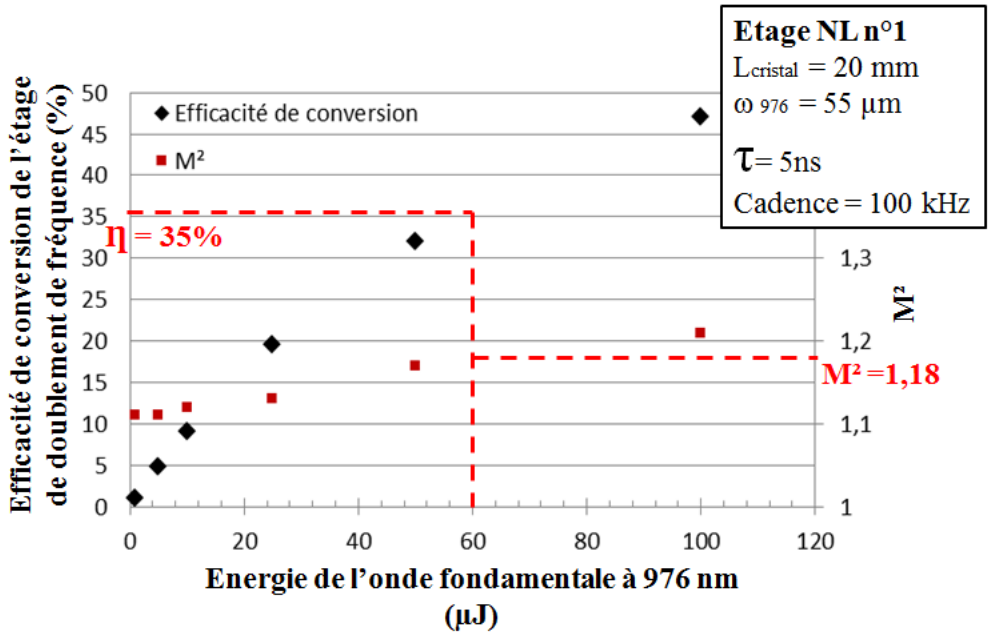


Figure 145 : Evolution de l'efficacité de conversion non linéaire de l'étage doubleur et dégradation du profil spatial du faisceau par walk off en fonction de l'énergie fondamentale à 976 nm (simulations SNLO).

Bien que la mise en cascade des cristaux doubleur et tripleur permette la compensation du walk off spatial **[SAB 12]**, nous nous fixons de ne pas dégrader la qualité spatiale du faisceau visible au-delà d'un paramètre de caractérisation M^2=1,2 pour conserver un recouvrement suffisant entre l'onde fondamentale et harmonique et ainsi limiter la dégradation de l'efficacité de conversion non linéaire dans le second étage. Cette limite est atteinte pour une énergie fondamentale de 60 µJ et une efficacité de conversion de 35%.

Simulation étage n°2 : Somme de fréquence vers l'UV (325,3 nm)

Pour tenir compte des pertes liées à la réalisation expérimentale, l'efficacité de l'étage non linéaire n°1 (de l'IR vers le visible) est retenue à 30%. En prenant ces valeurs pour base de départ, il est possible de réaliser une série de simulations de l'étage n°2 grâce au logiciel SNLO afin de tracer une courbe donnant la puissance générée à 325 nm en fonction de l'énergie fournie par la source laser à 976 nm.

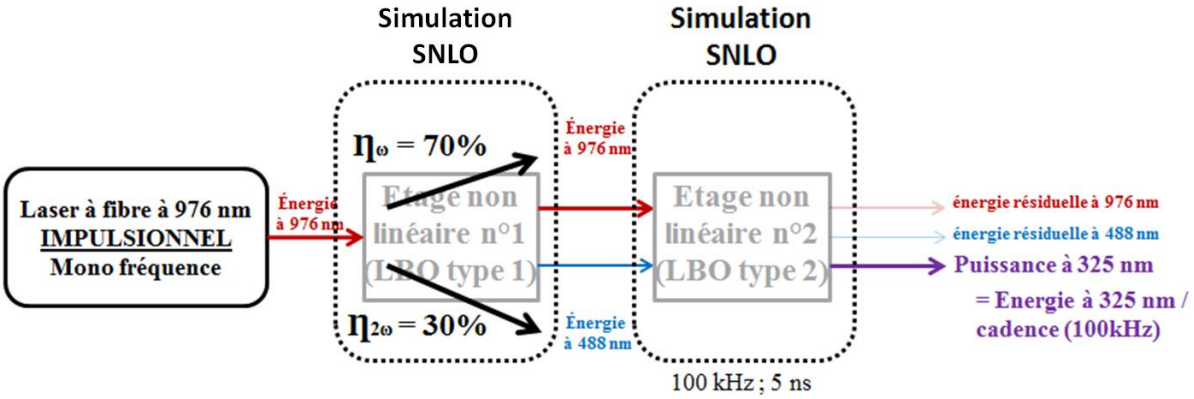


Figure 146 : conditions de simulation de l'étage non linéaire tripleur.

Cinq itérations sont réalisées conduisant à 5 points d'efficacité de conversion. La dégradation du M^2 par walk off n'est pas prise en compte ici car nous comptons sur sa pré-compensation par l'étage 1.

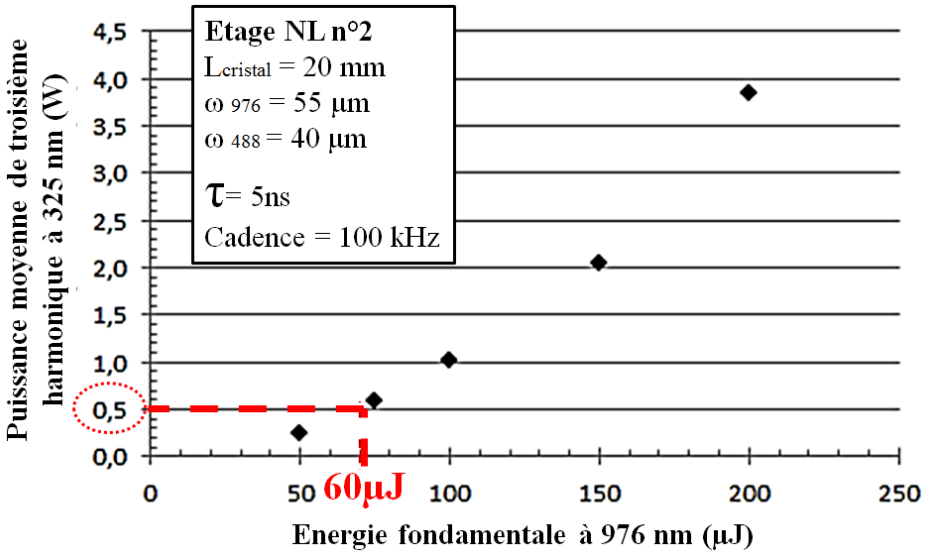


Figure 147 : Puissance moyenne générée à 325,3 nm dans le domaine ultraviolet par doublement et triplement en fréquence (simulations SNLO).

Cette courbe issue de simulations permet de déterminer qu'il faudra parvenir à extraire au minimum 60µJ de l'étage amplificateur à 976 nm fonctionnant à une cadence de 100kHz et pour des impulsions de 5ns. Dans ces conditions, l'étage non linéaire n°2 conduit à une efficacité de 8% de l'IR vers l'UV.

b) Dimensionnement de la source laser fondamentale

Les simulations des étages non linéaires ont permis de déterminer l'énergie qu'il faut pouvoir extraire de l'étage amplificateur du laser à fibre en configuration MOPA (60 µJ). Cette architecture est choisie car elle est la seule permettant de réaliser une source laser à fibre monofréquence. Une configuration en cavité laser monofréquence devant présenter une dimension centimétrique, elle ne permettrait pas d'extraire suffisamment d'énergie.

La diode signal monofréquence est caractérisée par une puissance nominale de 150 mW en régime continu. Lorsqu'elle est modulée, la diode supporte des impulsions de courant de 1A dépassant largement son courant nominal de 400 mA. La puissance générée lors de ces pics en courant devrait générer des pics en puissance de quelques 200 mW. Lorsqu'elle est soumise au rapport cyclique des impulsions de 5ns sur des périodes de 10µs, la diode signal devrait générer une puissance moyenne de l'ordre de 100µW seulement.

L'étage amplificateur serait réalisé avec 80 cm de fibre double gaine gen 2 précédemment utilisée (chapitre II et III). La puissance de signal nécessaire à saturer son cœur de 10 µm est de 20 mW (voir figure 147). Une fois modulée la diode ne pourra donc pas saturer la fibre amplificatrice gen 2.

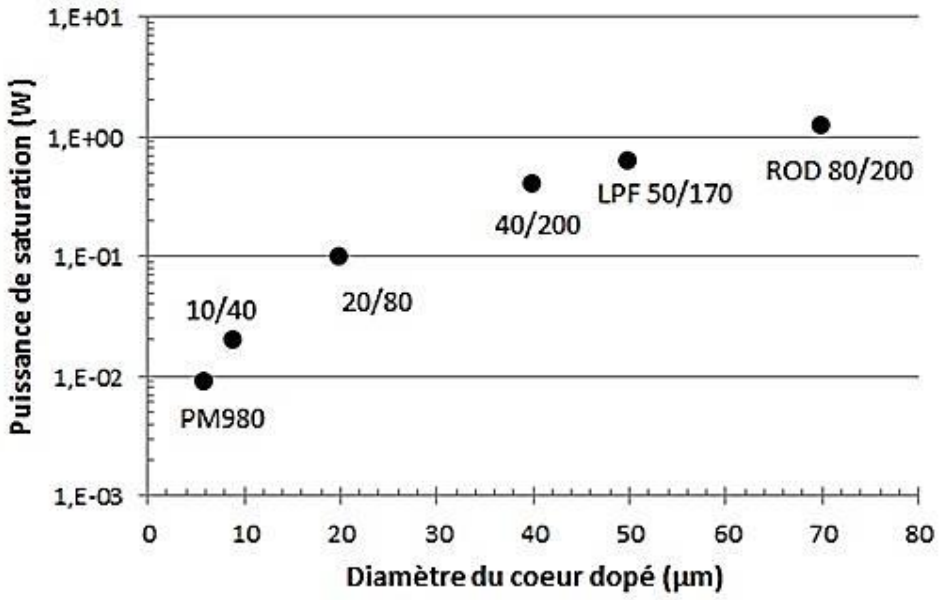


Figure 148 : Puissance de «saturation» des fibres en amplificatrices dopées Ytterbium en fonction de leur diamètre de cœur

Il est donc nécessaire d'intercaler un étage préamplificateur entre la diode signal et l'amplificateur.

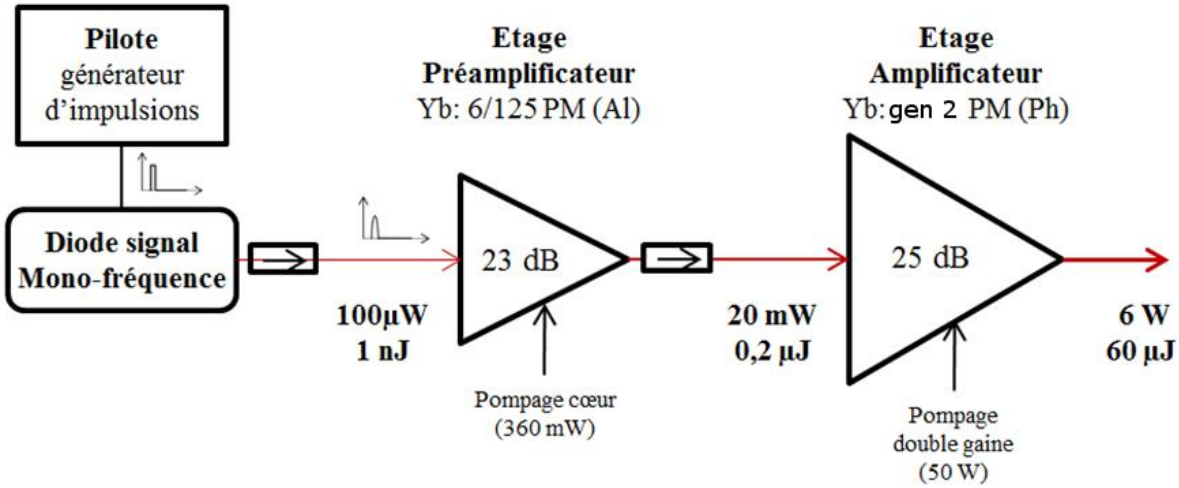


Figure 149 : Architecture MOPA du laser impulsionnel 100kHz, 5ns à 976 nm.

Le gain associé à ce préamplificateur est de 23 dB pour parvenir à générer les 20mW nécessaires à la «saturation» de la fibre amplificatrice. A son tour, l'amplificateur devra présenter un gain de 25 dB pour amplifier les impulsions à 60µJ (6W à 100kHz) ce qui correspond à une puissance crête de 12kW.

D. Réalisation expérimentale

1. Caractérisation de la diode signal modulée

La diode signal utilisée est une diode mono-fréquence ($\Delta\nu$ = 30kHz) conçue pour supporter les courants crêtes dépassant 3A. Pour maintenir son fonctionnement monofréquence et éviter la dégradation de la diode signal, un isolateur double étage 45 dB la protège des retours liés à des rétrodiffusions ou à l'ASE en provenance de l'amplificateur. De plus, un asservissement en température d'une précision de 0,0012 °C évite les effets de dilatation qui modifient la longueur de la cavité mono-fréquence et par conséquent modifie le point de fonctionnement. Il est d'autant plus aisé de prévenir les effets thermiques que ceux-ci sont faibles étant donné le dépôt d'énergie réalisé en régime impulsionnel :

$$P_{dissipée} = U \times I \times rapport\ cyclique$$

Ici, la puissance à dissiper ne dépasse pas 1 mW.

La puissance moyenne mesurée en sortie la diode signal modulée et de son isolateur est de 90 µW pour une durée de 5 ns et une cadence de 100 kHz soit moins d'un nano joule.

2. Etude expérimentale de l'étage préamplificateur

a) Préamplificateur à fibre aluminosilicate 6/125

L'étage préamplificateur est réalisé en technologie « tout fibré » par la soudure de composants micro-optiques. Le signal de la diode est combiné avec l'onde de pompe dans un combineur 915/976 nm. Les diodes sont protégées des retours d'ASE à 976 nm par des isolateurs et à 1030 nm par un séparateur de longueurs d'onde micro-optique dont la voie à 1030 nm est évacuée. Toutes les extrémités sont clivées avec un angle de 8° afin de limiter le niveau d'ASE (lié aux réflexions de Fresnel) ainsi que le niveau de bruit du laser.

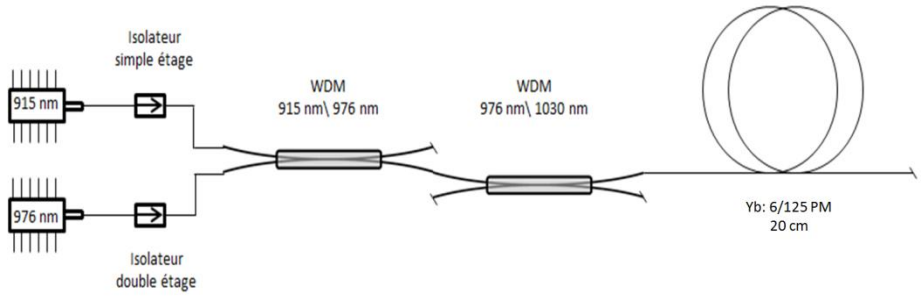


Figure 150 : Schéma expérimental de l'étage préamplificateur

Les 20 cm de fibre amplificatrice pompée cœur permettent d'amplifier l'onde signal jusqu'à un niveau de 100 mW pour un seuil d'amplification de 70 mW et un niveau de pompe de 325 mW.

Cette puissance moyenne à 976 nm est bien supérieure aux 20 mW requis pour saturer la fibre amplificatrice de l'étage suivant.

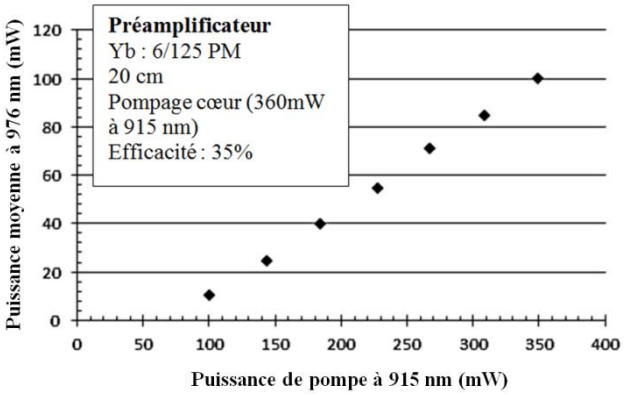


Figure 151 : Caractéristique opto-optique de l'étage préamplifiateur à fibre 6/125 aluminosilicate

La considération du spectre de sortie de cet étage préamplificateur à fibre aluminosilicate pour 50 mW de puissance de sortie met en évidence le comportement du Spectral Hole Burning tout comme cela avait été le cas avec les autres fibres double gaine à matrice aluminosilicate (voir partie II).

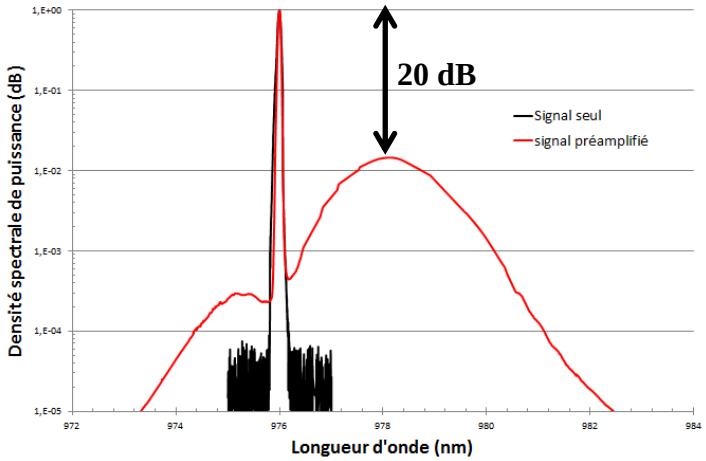


Figure 152 : Spectre de la diode signal et de la sortie de l'étage préamplificateur aluminosilicate pour 50mW de puissance moyenne

L'extinction entre le signal impulsionnel amplifié et l'ASE autour de 976 nm est seulement de 20 dB. L'intégration spectrale de la puissance hors ASE conduit à montrer que seulement 93% de la puissance de sortie est porté par les impulsions.

L'observation du train d'impulsions à l'aide d'une photodiode rapide et d'un oscilloscope numérique met clairement en évidence la présence d'ASE.

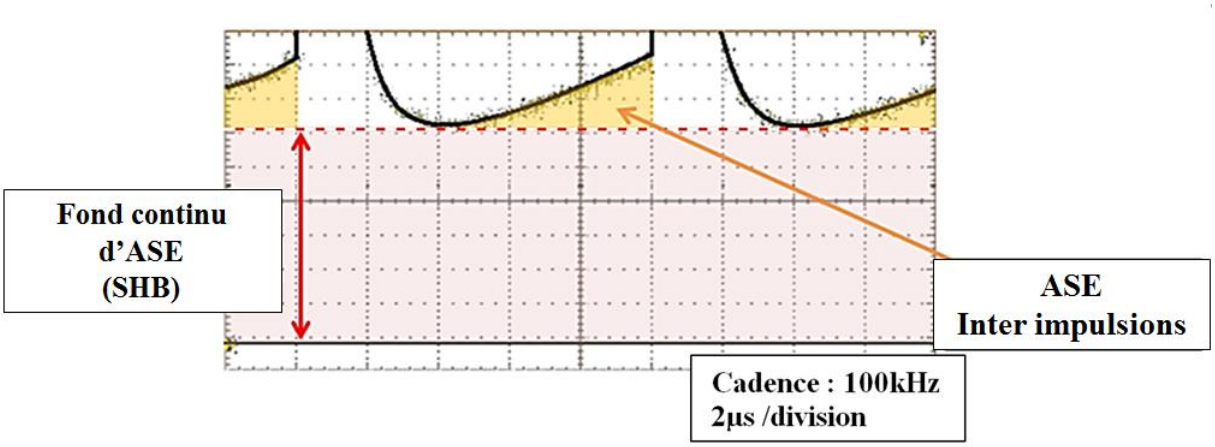


Figure 153 : Profil temporel du train d'impulsion (zoom dans les pieds des impulsions)

Deux contributions de dynamique différentes participent à l'ASE. La première correspond à un fond d'ASE continu imposé par le phénomène de Spectral Hole Burning. Son gain reste constant et n'est pas déplété par l'amplification des impulsions. Une seconde contribution suit la dynamique des impulsions puisqu'elles adressent la même plage spectrale et donc les mêmes centres optiques. Cette ASE apparait en l'absence d'impulsions. On peut voir qu'elle démarre dès la fin de l'impulsion alors que le modèle suivant [SIN 06 ; LIM 02 ; YON 03] adapté à la description de la construction de l'ASE inter impulsions à 1030 et 1060 nm prévoit une durée de latence de l'ordre de la durée de fluorescence (1,2ms dans les préformes phosphates) :

$$f_c = {}^{1}/_{\tau_c}$$

$$\tau_c = \frac{\tau_{fluo}}{1 + \frac{I_p}{I_{p\,sat}}}$$

$$I_{p\,sat} = \frac{h\nu_p}{\left(\sigma_e(\lambda_p) + \sigma_a(\lambda_p)\right)\tau_{fluo}}$$

Où I_p est l'intensité de la pompe

$\sigma_e(\lambda_p)$ est la section efficace d'émission à la longueur d'onde de pompe

$\sigma_e(915)$ = 3,07.10^{-26}

Et $\sigma_a(\lambda_p)$ est la section efficace d'émission à la longueur d'onde de pompe

$\sigma_a(915)$ =8,2.10^{-25}

Ce modèle prévoit que l'ASE inter impulsions dans les fibres apparaisse après un temps τ_c minimum. Ce laps de temps τ_c correspond au temps nécessaire à ce que les ions dopants repeuplent l'état excité pour une intensité de pompe donnée (I_p) ainsi qu'au temps minimum τ_{fluo} à partir duquel les ions excités se désexcitent de manière spontanée sous forme de fluorescence. La synchronisation de ces phénomènes est induite par la déplétion totale de l'état excité lors de l'amplification d'une impulsion. En effet, suite à la propagation d'une impulsion dans la fibre amplificatrice, tous les ions dopants se retrouvent dans l'état énergétique de transparence à la longueur d'onde de l'impulsion ce qui stoppe l'ASE. Dans notre cas, du fait du Spectral Hole Burning, la déplétion totale de l'état excité n'intervient jamais car tous les ions ne participent pas à l'amplification de l'impulsion. La fibre amplificatrice peut donc être considérée comme deux milieux à gain distincts qui se partagent de manière concurrentielle l'apport unique d'énergie correspondant à la pompe. Ainsi, l'amplification de l'émission spontanée concurrence l'amplification des impulsions.

Pour rejeter cet effet qui réduit l'efficacité d'amplification des impulsions, il est nécessaire de s'affranchir du phénomène de Spectral Hole Burning.

b) Etude expérimentale de l'étage préamplificateur à fibre phosphosilicate generation 2 (gen 2)

Un tronçon de 15 cm de fibre gen 2 (matrice phosphate) est donc mis à la place de la fibre aluminosilicate dans la configuration pompage cœur. Ce nouveau préamplificateur permet de démontre une puissance de 110 mW à 976 nm pour un seuil de 50 mW (au lieu de 70 mW dans le cas précédent) et 320 mW de pompe à 915 nm. Ceci représente une efficacité de 39%.

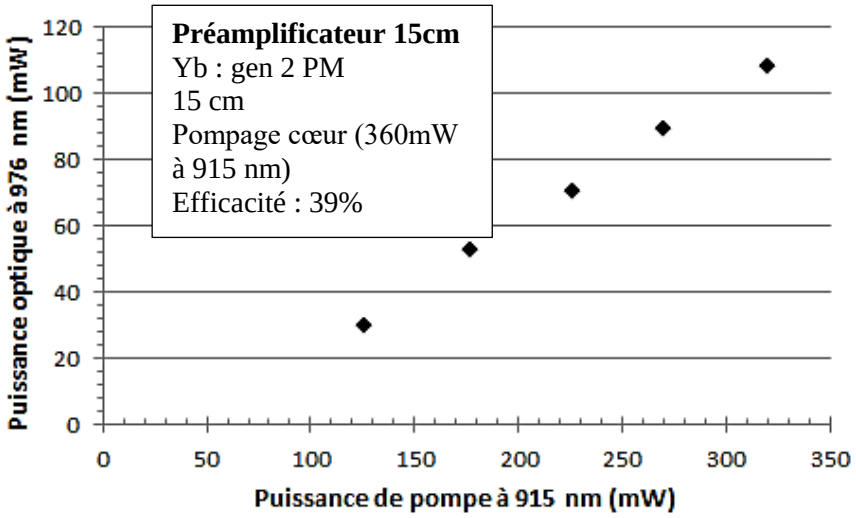


Figure 154 : Caractéristique opto-optique de l'étage préamplifiateur à fibre gen 2 phosphosilicate

La considération spectrale de la puissance fournie par cet étage préamplificateur à fibre phosphosilicate montre une amélioration de 10 dB de l'extinction entre le signal amplifié et l'ASE autour de 976 nm puisque l'on passe de 20 dB d'extinction avec la fibre aluminosilicate à plus de 30 dB avec la fibre phosphosilicate.

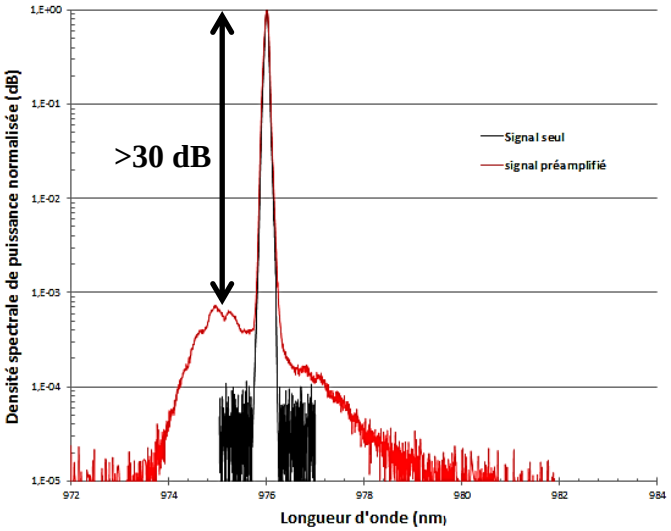


Figure 155 : Spectre de la diode signal et de la sortie de l'étage préamplificateur phosphosphosilicate pour 50mW de puissance moyenne

L'intégration spectrale de la puissance à 976 nm montre que plus de 99,7% de la puissance est portée par le signal amplifié dans le cas de la fibre phosphate contre 97% avec la fibre aluminosilicate.

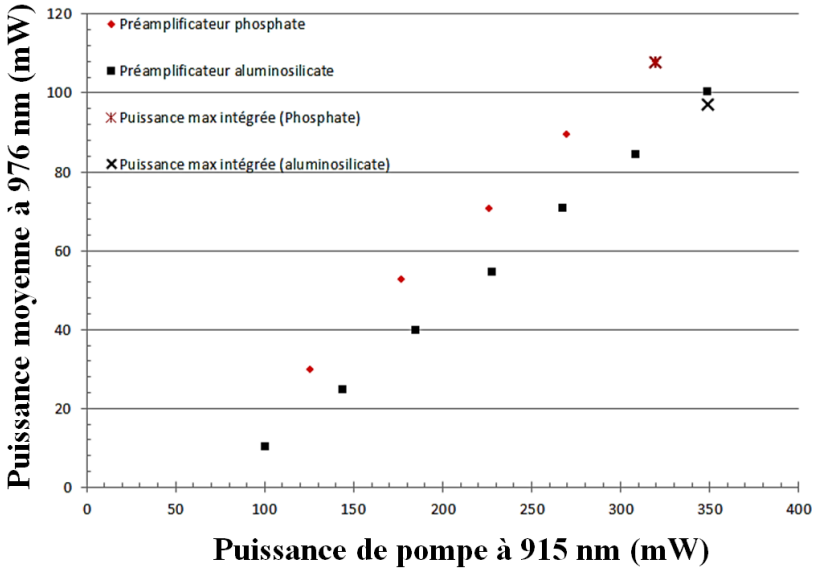


Figure 156 : Comparaison des efficacités des fibres préamplificatrices aluminosilicate et phosphosilicate avec et sans ASE

Si cette différence semble négligeable, elle est en réalité décisive au niveau de l'étage amplificateur. En effet, le préamplificateur peut être décomposé en deux sources :

- Une source d'ASE
- Une source d'impulsions

Ces deux composantes bénéficieraient toutes les deux du gain de l'amplificateur et entreraient donc en concurrence. Concurrence qui dégraderait les performances d'amplification du signal impulsionnel.

3. Etage amplificateur à fibre gen 2 et conversion de fréquence

a) Amplificateur à fibre gen 2 (65 cm) pompée gaine

L'amplification des impulsions en provenance du préamplificateur décrit précédemment est réalisée dans une fibre gen 2 à matrice phosphosilicate de 65 cm pompée dans sa gaine par une diode de pompe de 50W à 915 nm. La puissance moyenne en sortie de cet étage amplificateur atteint 7,5W avec un seuil laser à 1,4W ce qui correspond à une efficacité de 15,6%.

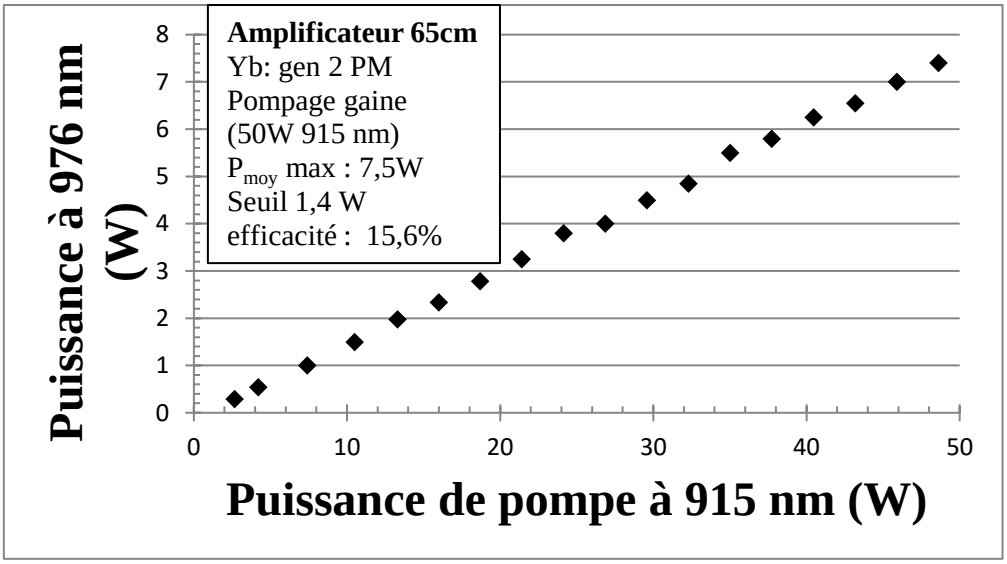


Figure 157 : Caractéristique opto-optique de l'étage amplificateur à fibre gen 2 phosphosilicate 65 cm

Pour un régime impulsionnel décrit par une cadence de 100 kHz et une durée d'impulsion de 5ns, cela conduit théoriquement à une énergie de 75µJ et une puissance crête de 15 kW.

L'énergie visée à partir des simulations SNLO pour parvenir à la génération de plus de 500 mW de puissance moyenne à 325,3 nm était de 60µJ donc il est possible de passer au test de l'étage de doublement de fréquence.

b) Doublement en fréquence

L'étage doubleur consiste en un cristal de LBO type 1 de 20 mm de long et de 5x5mm² de section. Les deux faces sont traitées anti reflet à la longueur d'onde de 976 nm et de 488 nm. L'ajustement de l'angle d'accord de phase (voir chapitre I) est réalisé finement grâce à une platine de rotation. Le faisceau fondamental à 976 nm est focalisé sur un rayon de col de faisceau de 55 µm conformément au calcul du paramètre confocal (voir chapitre I).

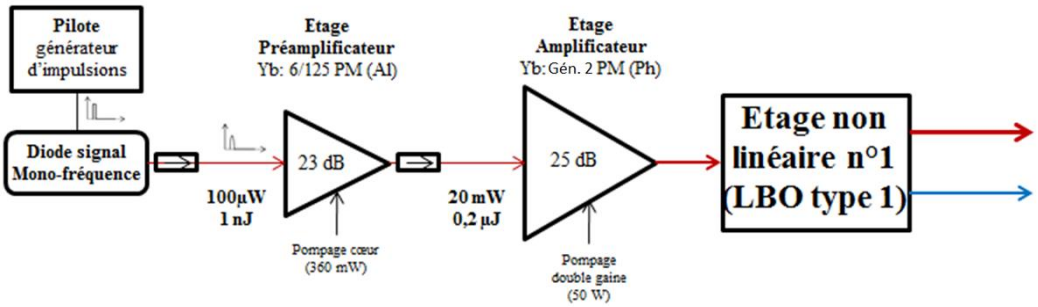


Figure 158 : Schéma expérimental du doublement en fréquence de la source impulsionnelle à 976 nm dans le premier étage de LBO

Cette expérience de doublement de fréquence conduit à la génération de 1,7 W de puissance moyenne à 488 nm pour 7,5 W de puissance fondamentale à 976 nm ce qui correspond à une efficacité de 22,6%.

4. Etage amplificateur à fibre « large pitch » 50/170 et conversion de fréquence

Parmi les fibres LMA disponibles et fonctionnant à 976 nm, la plus évidente est la mieux connue est la fibre barreau 80/200. Cette fibre à matrice aluminosilicate permet une émission quasi monomode jusqu'à une longueur d'onde de 1030 nm mais sa qualité modale se dégrade fortement à 976 nm. De plus, cette fibre souffre de photo-noircissement (voir chapitre II). Il est donc nécessaire d'essayer une autre fibre.

a) Amplificateur à fibre barreau double gaine 50/170

Au cours de cette thèse, une nouvelle fibre barreau est apparue. Elle a été conçue à l'Université de Jena en Allemagne et a été baptisée « Large Pitch Fiber» (LPF) [STU 11] en raison du pas de sa microstructure de cœur. Son rapport cœur/gaine (50/170) conduit à un bêta de 11,5 et est donc toute appropriée pour un fonctionnement à 976 nm.

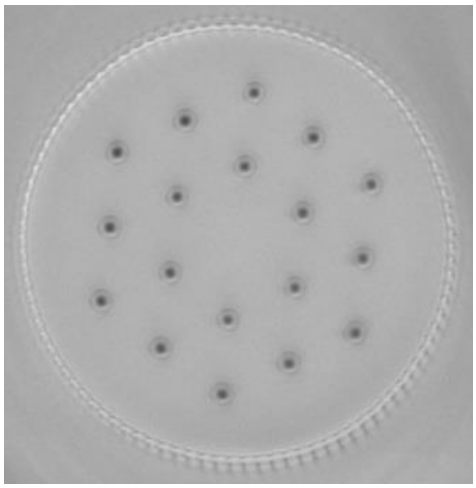


Figure 159 : Photographie de la face de la fibre barreau « LPF » 50/170

Cette fibre a profité des progrès réalisés sur la chimie des préformes afin de réduire les composantes du photo-noircissement. La gaine de pompe est dotée d'une structure « Air Clad » lui conférant une ouverture numérique de 0,6 et donc d'injecter une puissance de pompe élevée. Dans notre cas, une pompe délivrant 100W sur une fibre de 200µm de cœur ouverte à 0,22 est utilisée.

La fibre LPF a un cœur de 50µm et nécessite donc une puissance moyenne de «saturation» de 600mW. L'étage de pré-amplification développé précédemment (voir figure 154) ne fournit pas plus de 100 mW à 976 nm. Il est donc nécessaire d'étager la pré-amplification de la diode signal. Le deuxième étage préamplificateur sera constitué de la fibre gen 2 de 65 cm précédemment utilisée en amplificateur. Sa puissance sera cependant limitée à 800 mW afin de bénéficier d'un maximum d'extinction (24 dB) entre le signal amplifié et l'ASE autour de 976 nm tout en saturant fortement l'étage amplificateur.

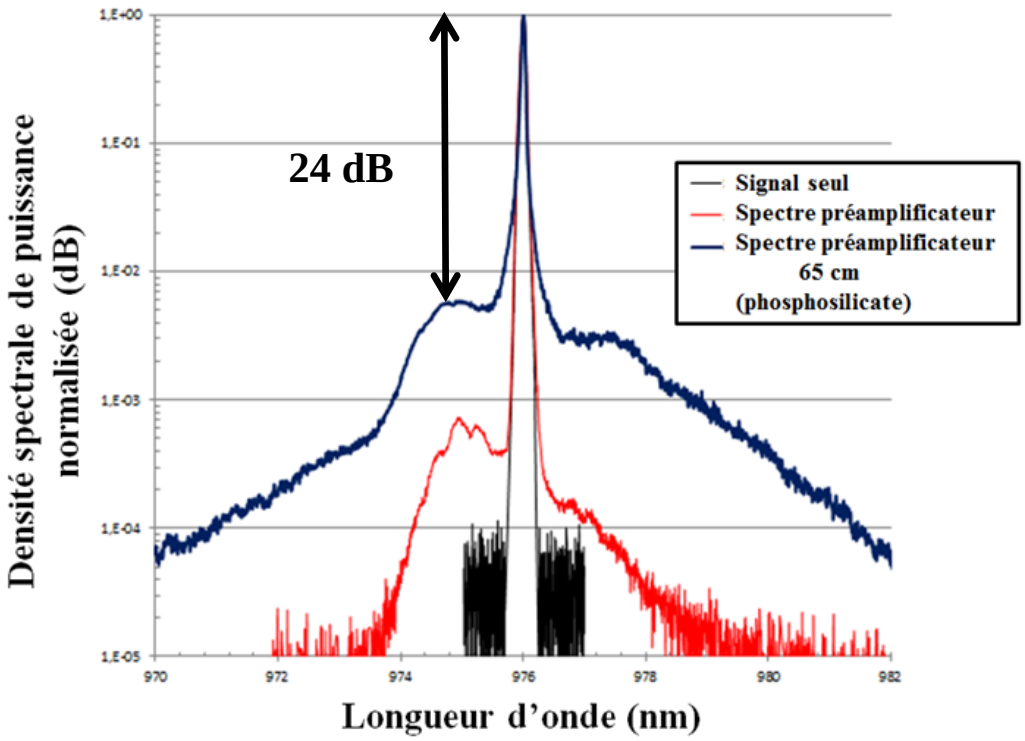


Figure 160 : Evolution du spectre au fil des étages de préamplification

Cet étage amplificateur permet de générer une puissance moyenne de plus de 16 W à 976 nm en régime impulsionnel (5 ns ; 100kHz) pour 100W de puissance de pompe à 915 nm. Cette fibre est caractérisée par un seuil laser de 6,3W. L'efficacité de ce tronçon de fibre de 75 cm est donc de 17,7% à 976 nm dans ces conditions.

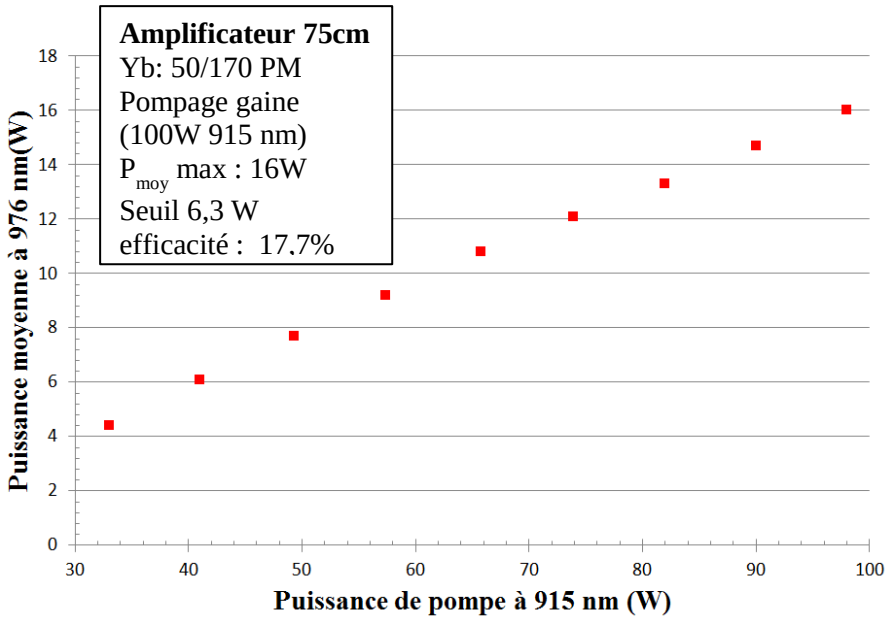


Figure 161 : Caractéristique opto-optique de la fibre LPF 50/170 en régime impulsionnel 100 kHz, 5ns à 976 nm.

L'injection du signal en provenance des étages de préamplification ne peut être réalisé dans cette fibre barreau par soudure selon la technologie monolithique. Il est donc injecté au travers d'un miroir dichroïque de haute réflectivité à 976 nm (99,9%) et de haute transmission à 915 nm (99,7%) permettant de dissiper la pompe résiduelle sur un bloqueur de faisceau. Ce passage en espace libre permet d'insérer dans la chaine un étage de filtres interférentiels entre le dernier étage de pré-amplification et l'étage amplificateur. Cette paire de filtres Notch de 3 nm largeur de bande spectrale sont orientés de sorte qu'en modifiant l'incidence du faisceau sur leur surface, la longueur d'onde centrale est ajustée. Le fait de disposer de deux filtres permet ainsi de définir un filtre de très haute sélectivité avec une bande spectrale inférieure au nanomètre. Le filtre ainsi constitué est idéal pour filtrer l'ASE autour de 976 nm.

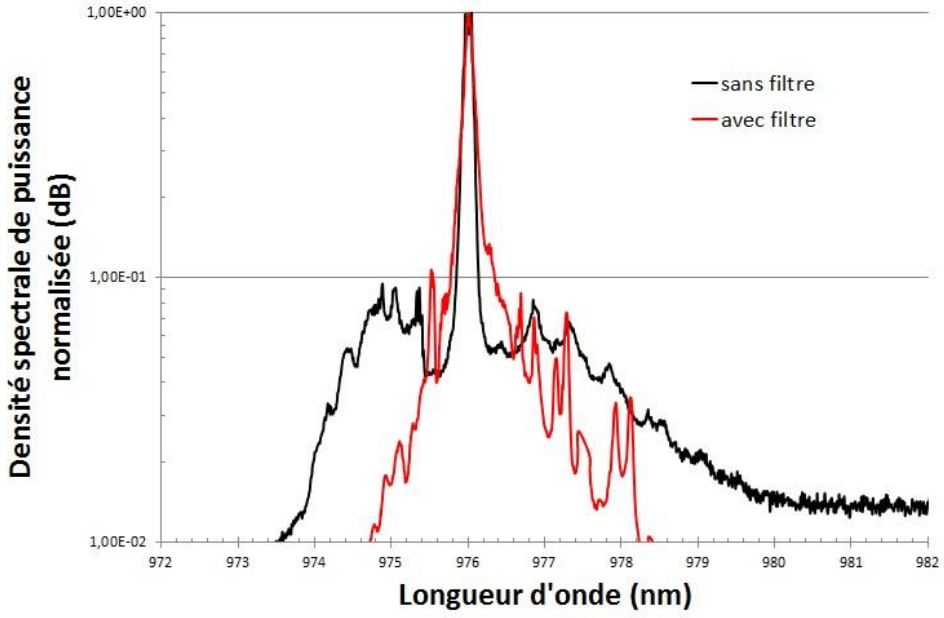


Figure 162 : Impact sur le spectre de sortie de l'amplificateur du filtrage de l'ASE autour de 976 nm en entrée de l'étage amplificateur

La gestion du spectre en entrée de la fibre amplificatrice permet de maximiser l'extraction d'énergie en sortie de l'amplificateur à fibre LPF.

b) Doublement de fréquence vers 488 nm

Le doublement de fréquence est à nouveau expérimenté en sortie de ce nouvel étage amplificateur.

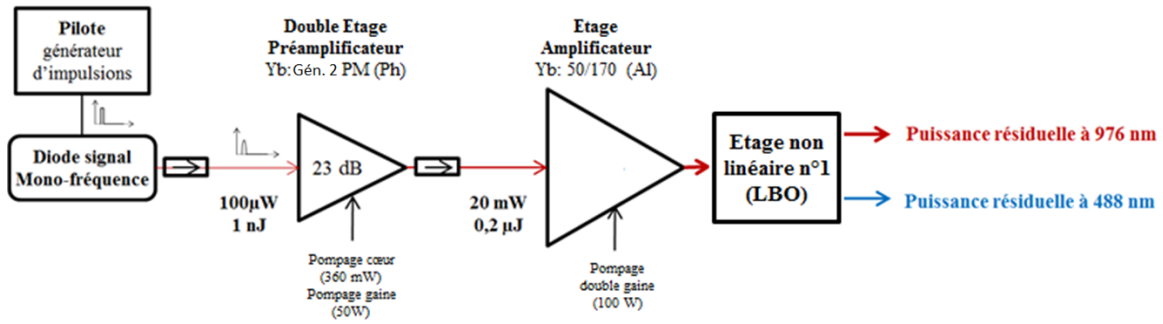


Figure 163 : Schéma expérimental du triplement en fréquence du MOPA impulsionnel à 976 nm

Le réglage fin des filtres interférentiels permettent de démontrer la génération de plus de 3W à 488 nm pour 10W à 976 nm en régime impulsionnel (100kHz, 5ns). Il aura donc fallu extraire près de 100 µJ de la fibre pour atteindre une énergie de 30µJ à 488 nm soit une efficacité de 30%. Ces résultats sont inférieurs de ceux attendus d'après les simulations et s'expliquent en particulier par une mauvaise maîtrise des paramètres de focalisation. Cependant, d'après les simulations, ce résultat devrait permettre d'atteindre les performances attendues dans le domaine UV.

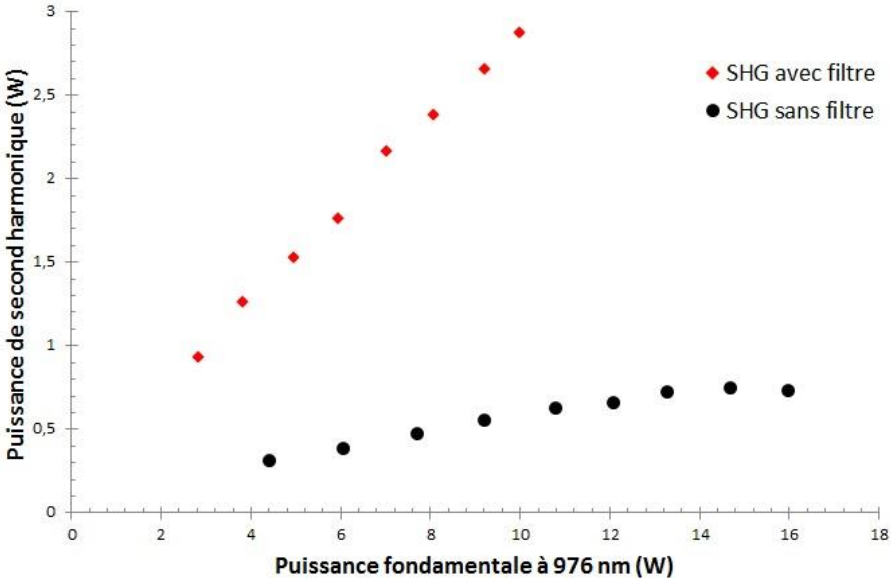


Figure 164 : Efficacité de génération de second harmonique à 488 nm du cristal LBO de 20 mm en régime impulsionnel 100kHz, 5ns avec et sans filtrage de l'Ase avant amplification

Il est à noter que la conversion non linéaire est fortement dégradée lorsque le signal entre l'étage préamplificateur et amplificateur n'est pas filtré. Cela montre à quel point le phénomène de Spectral Hole Burning dans les fibres à matrice aluminosilicate (cas de la LPF) rend critique la gestion de l'ASE autour de 976 nm.

c) Somme de fréquence vers 325,3 nm

Les conditions de focalisation du premier cristal sont ré imagées dans le cristal tripleur à l'aide d'une paire de miroirs concaves pour éviter les effets de chromatismes dans les lentilles. Ce cristal non linéaire est un cristal de LBO de type 2 de 20 mm de long. Son accord de phase angulaire est également réalisé à l'aide d'une platine de rotation.

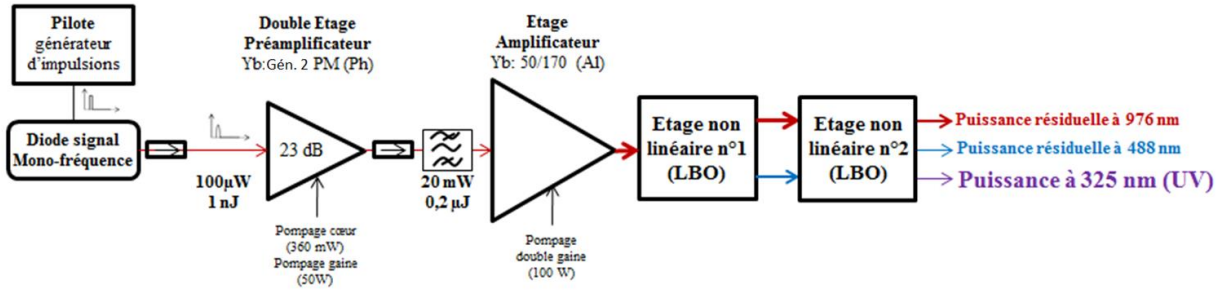


Figure 165 : Schéma expérimental du triplement en fréquence du MOPA impulsionnel à 976 nm

L'étage non linéaire n°2 permet de procéder au triplement en fréquence de la source fondamentale par la somme en fréquence de l'onde de second harmonique et de l'onde fondamentale résiduelle. L'orthogonalité de leurs polarisations permet d'attaquer directement le cristal tripleur de type 2 selon l'axe ordinaire et extraordinaire.

Cette configuration a permis de démontrer la génération de la puissance record de 760 mW à la longueur d'onde ultraviolette de 325,3 nm.

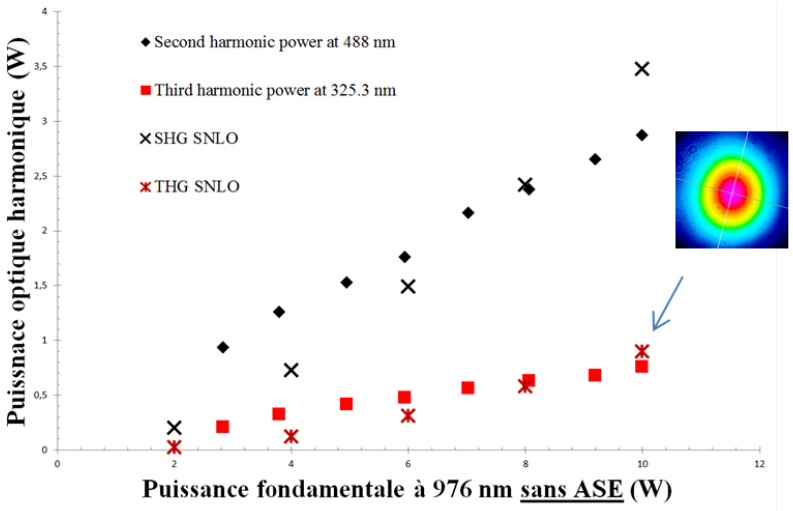


Figure 166 : Efficacité des processus de doublement et de triplement de fréquence de la source impulsionnelle 100kHz, 5ns à 976 nm. Comparaison avec les valeurs simulées. Insert : profil spatial à 760 mW (UV). Peu de dégradation par walk off.

Il est à noter ici que l'écart entre les points expérimentaux et simulés est plus faible que dans le cas du doublement en fréquence ce qui traduit une meilleure adéquation des paramètres de focalisation.

II. Emission à 325 nm en régime picoseconde

Des applications comme le micro-usinage ou la micro-lithographie sont plus permissives au niveau de la maitrise de l'émission laser mais nécessitent en revanche une puissance crête plus élevée. Il est cependant nécessaire d'extraire un niveau d'énergie suffisant afin de dépasser le seuil de fluence des matériaux à ablater (organique 1 à 10 J/cm², silice 100 J/cm²). L'intérêt de cette source ultraviolette réside dans ce cas dans la longueur d'onde de 325 nm qui est inférieure à la longueur d'onde ultraviolette plus courante de 343 nm ou de 355 nm obtenue par triplement en fréquence des longueurs d'onde de 1030 nm et de 1064 nm. Ces longueurs d'onde sont obtenues plus classiquement en exploitant la transition 4 niveaux de l'Ytterbium.

L'architecture précédemment développée pour atteindre l'émission UV à 325 nm par triplement d'une source laser à fibre dopée Ytterbium fonctionnant sur sa transition quasi 3 niveaux à 976 nm est modifiée afin d'évaluer son potentiel en régime picoseconde. Pour ce faire, l'oscillateur est modifié. La diode ne pouvant être modulée pour des durées inférieures à quelques nanosecondes, elle est remplacée par un oscillateur fibré à verrouillage de mode. Cet oscillateur est développé par la société bordelaise Alphanov et est caractérisé par la génération d'impulsions picosecondes (15 ps) à une cadence de 20 MHz. Les impulsions issues de cet oscillateur seront donc préamplifiées au travers de deux étages de préamplification avant d'être amplifiées dans la fibre LPF. La courte durée des impulsions devrait permettre d'atteindre des puissances crêtes bien plus élevées qu'en régime nanoseconde et ainsi obtenir une exaltation des effets non linéaires dans les étages de conversion non linéaires et donc une puissance de sortie bien plus élevée. En revanche, la cohérence spatiale sera perdue et cette source ne pourra pas convenir dans le cadre des applications d'holographie.

A. Applications de la source UV picoseconde à 325,3 nm

La source UV picoseconde se distingue de la précédente par une durée d'impulsion plus courte qui lui confère une puissance crête plus élevée. L'énergie est ainsi délivrée au matériau interagissant avec le faisceau laser sur des temps courts qui limitent les effets thermiques induits. Cette caractéristique la rend plus propice aux applications de micro-usinage et de marquage des matériaux organiques et transparents. Sa courte longueur d'onde augmente la résolution des procédés d'inspection des puces semi-conductrices. L'efficacité du processus non

linéaire doit être augmenté par rapport à celle de la source nanoseconde du fait de l'exaltation des effets non linéaires induite par la densité de puissance plus élevée. La puissance moyenne ultraviolette sera donc plus importante qu'en nanoseconde pour un niveau d'énergie à la longueur d'onde fondamentale similaire. Cette puissance moyenne trouve son intérêt dans le cadre de la spectroscopie, de la fluorescence et de la fluorescence résolue en temps et de la microscopie Raman stimulée (CARS).

B. L'oscillateur picoseconde à 976 nm

L'oscillateur picoseconde est un oscillateur entièrement fibré de la société Alphanov. Il est construit autour d'un laser à verrouillage de mode et délivre une puissance moyenne de 4,67 mW sur un faisceau monomode transverse mais non polarisé. Le train d'impulsions généré est caractérisé par une cadence de 20 MHz et une durée d'impulsion de 15 ps.

Un isolateur double étage est placé en sortie de cet oscillateur afin de le protéger d'éventuels retours en provenance des étages suivants qui pourraient déstabiliser son fonctionnement voire même le détériorer irrémédiablement. Un séparateur de longueur d'onde fibré en technologie micro-optique rejette tout retour dans la gamme autour de 1030 nm qui pourraient ne pas être suffisamment efficacement rejetés par l'isolateur double étage à 976 nm.

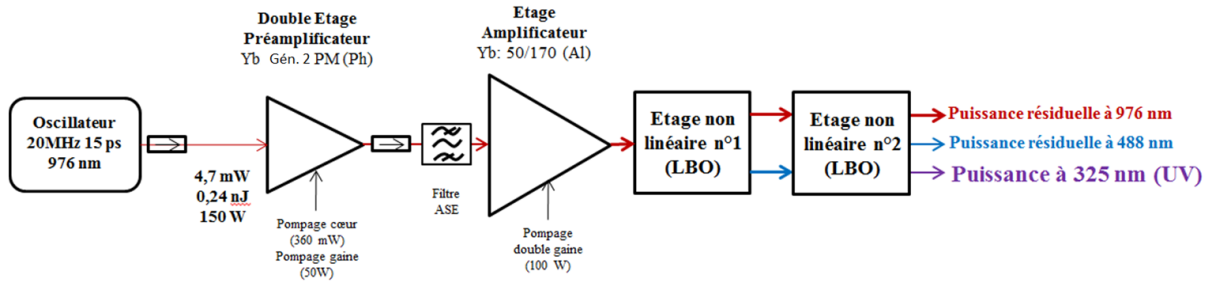


Figure 167 : Schéma expérimental du MOPA fibré picoseconde à 325 nm

C. Amplification de l'oscillateur picoseconde à 976 nm

L'amplification de ces impulsions picosecondes implique la génération d'une puissance crête par impulsion qui atteint rapidement des niveaux critiques du point de vue de l'exaltation des effets non linéaires dans les fibres optiques. Il est donc indispensable d'utiliser des fibres de gros cœur et de longueurs limitées afin de repousser les effets non linéaires. La largeur du spectre de l'oscillateur étant de plusieurs picomètres, les effets de la diffusion Brillouin et Raman sont peu probables. En revanche, le phénomène d'auto-modulation de phase est à prévoir. Aucune caractéristique spectrale n'est requise par les applications de cette source qui a

pour seul but d'atteindre un niveau de puissance crête élevé dans le domaine UV. La seule limite à respecter est celle de l'acceptance spectrale des cristaux non linéaires afin de ne pas dégrader l'efficacité de conversion de ces étages de conversion.

1. Simulation de l'élargissement spectral par auto-modulation de phase (FIBERDESK)

L'acceptance spectrale des cristaux de LBO est bien connue et est donnée à 1 nm.cm pour le LBO en type 1 et 1,3 nm.cm pour le LBO en type 2. L'étage non linéaire que nous utilisons est composé de deux étages successifs de conversion non linéaire, le premier de type 1 et le second de type 2. Le plus limitant des deux est donc le premier qui impose de l'attaquer avec une largeur spectrale ne dépassant pas 0,5 nm.

Pour évaluer l'impact de ces effets non linéaires, la propagation de l'impulsion le long de la chaine est simulée grâce au logiciel Fiberdesk.

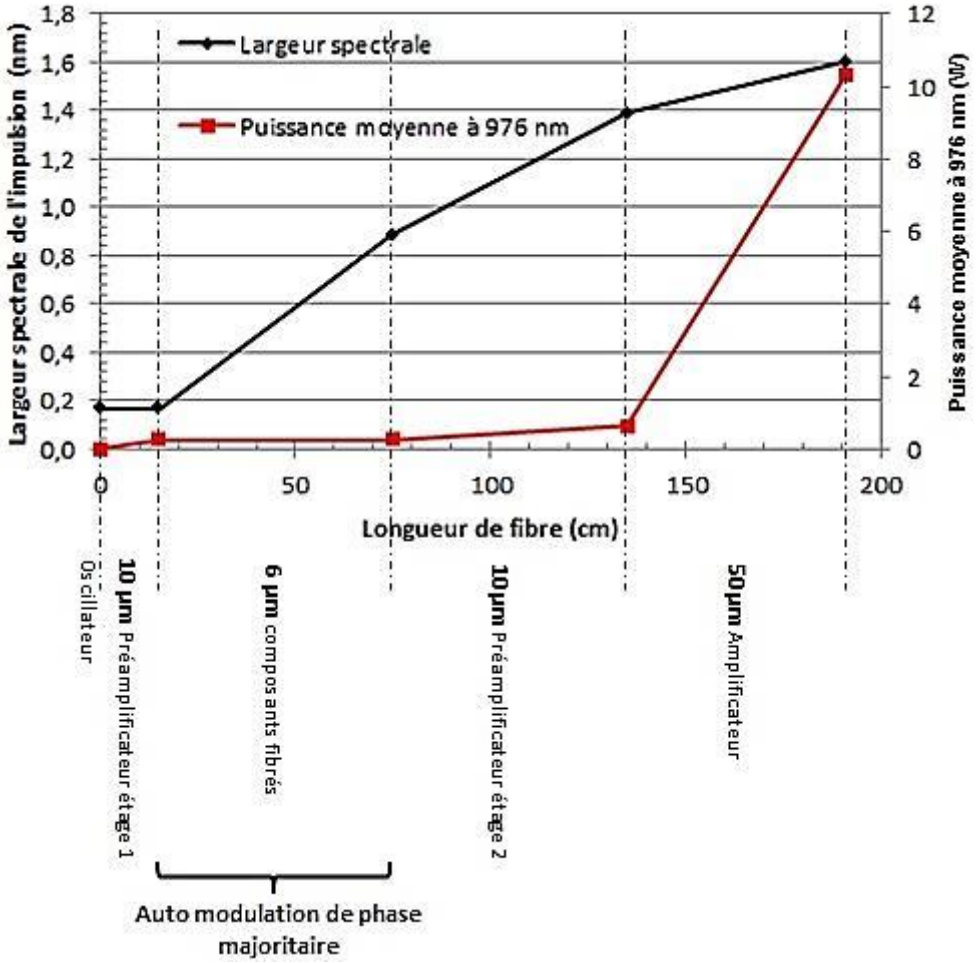


Figure 168 : Simulation Fiberdesk de l'efficacité du MOPA picoseconde à 976 nm et élargisement spectral par auto-modulation de phase

Grâce à cette étape de simulation, la fibre passive assurant la continuité du guide d'onde entre les deux étages préamplificateurs et les composants fibrés isolateur et démultiplexeur de longueurs d'ondes est identifiée comme la source principale de l'auto-modulation de phase bien qu'elle ne présente pas de fonction d'amplification mais seulement de transport. Pour optimiser le rendement de conversion, la longueur de la fibre passive des composants fibrés est donc raccourcie au maximum sans menacer l'intégrité des composants. La longueur de fibre est ainsi réduite à 75 cm.

Dans ces conditions, l'élargissement spectral par auto-modulation de phase reste malgré tout bien présent et conduit à une largeur spectrale d'impulsion de 1,4 nm pour un gain de 25 dB en sortie du bloc préamplificateur composé de 75 cm de fibre passive de 6,6 µm et 65 cm de fibre 10 µm. Le spectre subit un élargissement moindre dans la fibre amplificatrice dotée d'un cœur de plus gros diamètre (50µm). En effet, le spectre en sortie de l'amplificateur atteint 1,6 nm pour un gain de 12 dB.

Ne pouvant réduire davantage la longueur des fibres sans menacer l'intégrité des composants, l'efficacité de la conversion de fréquence risque de saturer rapidement du fait de l'acceptance spectrale des cristaux.

2. Mesure expérimentale de l’élargissement par auto-modulation de phase

Dans ces conditions, le spectre est mesuré afin de vérifier les prédictions du logiciel Fiberdesk. Expérimentalement, Le spectre est mesuré au fil de l'amplification du signal issu de l'oscillateur.

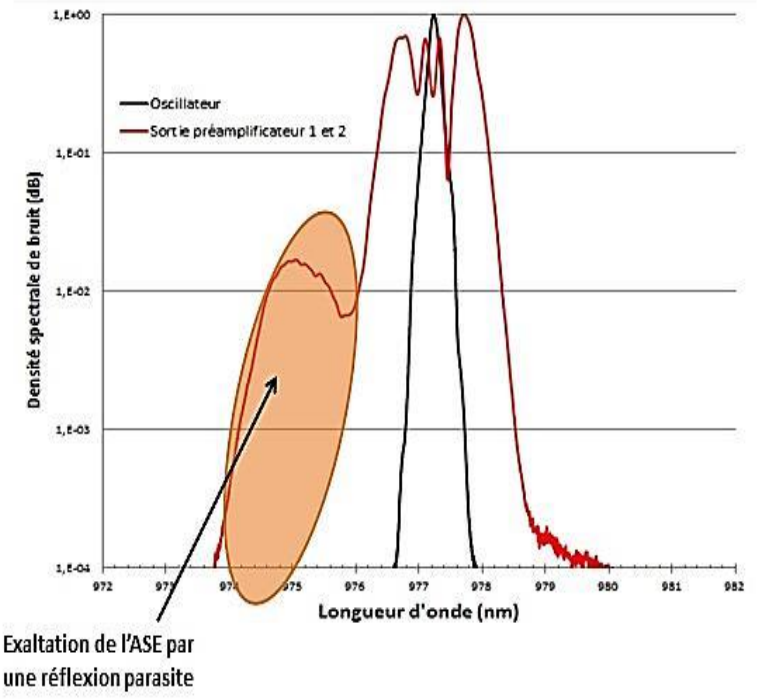


Figure 169 : Mesure de l'élargissement spectral par auto-modulation de phase dans l'étage préamplificateur

En sortie du bloc préamplificateur, la mesure du spectre met en avant deux composantes du spectre. La première correspond au spectre de l'oscillateur, élargi par le phénomène de l'auto-modulation à 1,25 nm. La seconde correspond à une exaltation de l'ASE par des réflexions parasites au niveau d'un composant fibré ou à l'interface d'une soudure ou de la face de sortie de la fibre active du deuxième étage du préamplificateur.

La largeur spectrale de l'impulsion en sortie du préamplificateur est déjà plus de deux fois plus large que l'acceptance du cristal. De plus, la puissance comprise dans l'ASE ne sera pas convertie et risque de limiter l'extraction dans l'amplificateur. Une paire de filtres interférentiels est placée entre la sortie du préamplificateur et l'entrée de la fibre amplificatrice.

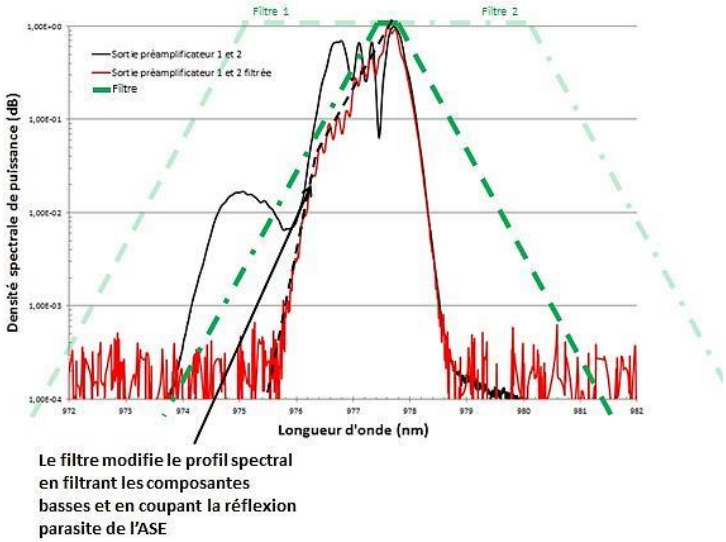


Figure 170 : Filtrage des composantes spectrales d'ASE autour de 976 nm n'entrant pas dans l'acceptance spectrale du cristal LBO

Les filtres interférentiels sont orientés de sorte que leurs longueurs d'onde de coupure encadrent le spectre des implulsions afin de rejeter l'ASE mais également pour affiner le spectre des impulsions en sortie du bloc préamplificateur de sorte que l'extraction de l'énergie dans l'amplificateur soit réalisée dans l'acceptance spectrale des cristaux non linéaires.

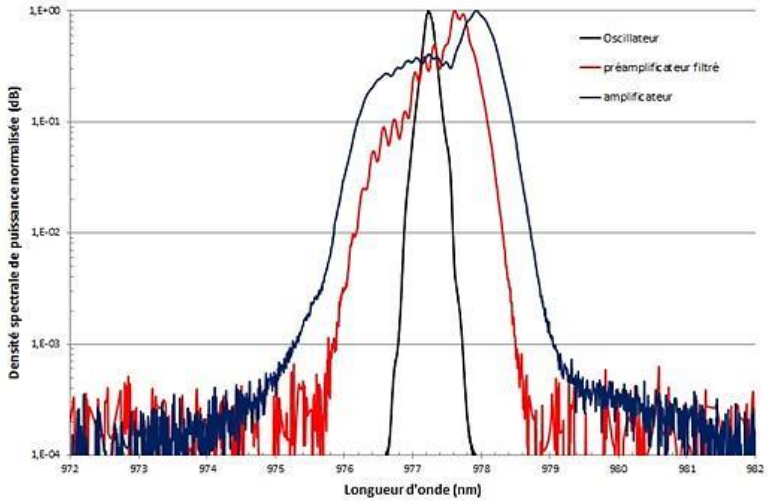


Figure 171 : Elargissement spectral des impulsions au fil des étages de pré-amplification et d'amplification.

Le spectre en sortie de l'étage d'amplification montre un élargissement spectral de 1,8 nm là où les simulations prévoyaient un élargissement de 1,6 nm.

La caractérisation électro-optique de l'amplificateur fait apparaitre un seuil de pompe conduisant à la transparence de 16 W au-delà duquel l'efficacité est de 17%. Pour une puissance de pompe de 110 W, cela conduit à une puissance moyenne de sortie de 15,8 W et donc à une

énergie de 0,8 microjoules et à une puissance crête de 53 kW à la cadence de 20 MHz et pour des durées d'impulsions de 15 ps. Lhermite et al. font état de la génération de 0,5µJ à 976 nm en régime picoseconde [LHE 11] en sortie d'une fibre barreau 80/200 de longueur 1,2 m.

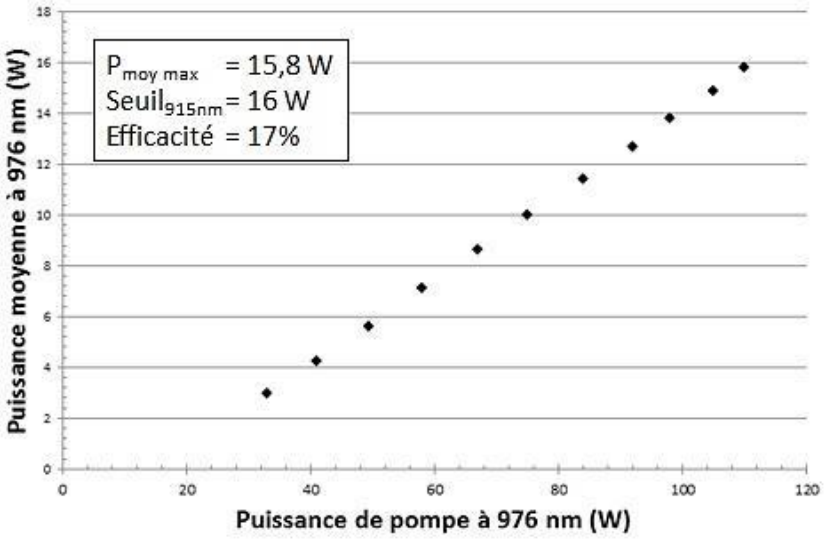


Figure 172 : Caractéristique opto-optique de la fibre amplificatrice LPF 50/170 à 976 nm en régime picoseconde 100kHz, 5 ns

Si on considère la puissance moyenne disponible dans une largeur spectrale de 0,5 nm autour de la longueur d'onde maximale, c'est à dire dans l'acceptance spectrale du cristal de LBO, alors il est possible de prévoir l'énergie convertible malgré l'élargissement spectral provoqué par le procédé non linéaire d'automodulation de phase. L'intégration spectrale de la puissance convertible conduit à évaluer que 57% de la puissance est disponible dans l'acceptance spectrale du cristal soit 8,85 W parmi les 15,8 W générés en sortie de l'amplificateur.

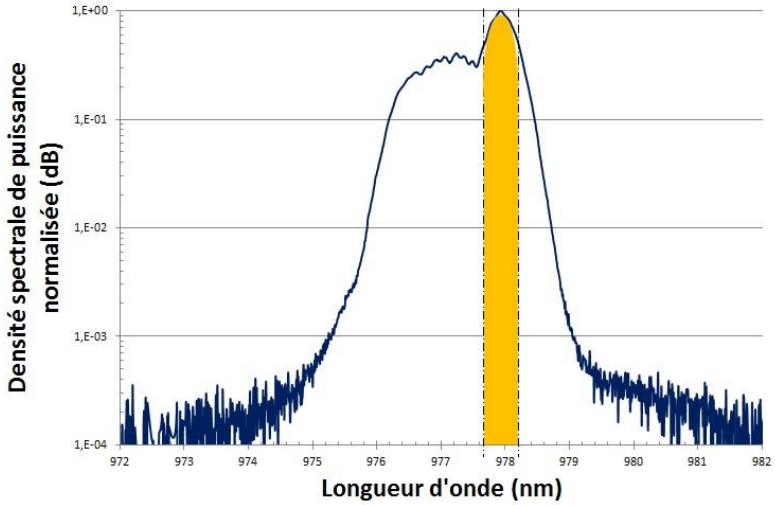


Figure 173 : Spectre optique du MOPA à 976 nm élargi sous l'effet de l'automodulation de phase et acceptance spectrale associée aux cristaux non linéaires.

3. Génération de seconde et de troisième harmonique

La puissance à 976 nm est focalisée successivement dans les deux étages de conversion de fréquence sur des cols de faisceau de 110 µm pour le premier cristal. Ce premier cristal de 20 mm de LBO conduit à une puissance moyenne de 6 W à 488 nm ce qui correspond à une énergie de 0,3 microjoules et une puissance crête de 20 kW. La puissance résiduelle à 976 nm ainsi que la puissance à 488 nm sont ensuite focalisées dans un second cristal afin de conduire au triplement en fréquence de l'onde fondamentale pour atteindre la longueur d'onde ultraviolette de 325,3 nm. Plus de 2 W sont ainsi générés à cette longueur d'onde. Ceci correspond à une énergie de 0,1 microjoule et une puissance crête de 6,7 kW. Ce résultat représente un record absolu à cette longueur d'onde.

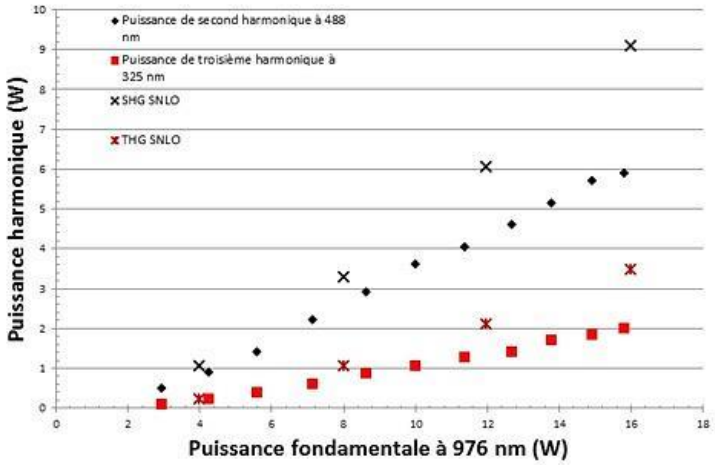


Figure 174 : Efficacité des processus de conversion de fréquence vers le visible et l'UV de la source MOPA à 976 nm en régime picoseconde

Malgré ce résultat, la puissance générée aux longueurs d'onde harmoniques ne correspond pas à la puissance théoriquement prévue. Ceci s'explique par un encombrement spectral trop important vis à vis de l'acceptance des cristaux. Si on considère la puissance réellement disponible dans la fenêtre spectrale de l'acceptance spectrale des cristaux de LBO, la puissance qui doit théoriquement être générée par triplement en fréquence est comprise entre 1 et 2 W à 325,3 nm. Cette prévision est en accord avec la puissance obtenue expérimentalement (2W).

Ce record peut être amélioré non seulement en réduisant la longueur des fibres ou en augmentant leur diamètre de cœur pour limiter l'effet de l'auto-modulation de phase mais aussi en utilisant des cristaux plus courts permettant de bénéficier d'une acceptance spectrale couvrant le spectre généré par auto-modulation de phase bien que leur efficacité soit réduite. Ces solutions n'ont pas pu être expérimentées dans le cadre de cette thèse.

III. Conclusion

Dans cette partie nous nous sommes concentrés sur la conception, la réalisation et caractérisation expérimentale de deux sources laser émettant dans l'UV à la longueur d'onde de 325 nm. La première consiste en une source nanoseconde, monofréquence et de grande cohérence spatiale alors que la seconde est une source picoseconde de forte puissance moyenne. Dans les deux cas, l'émission à 325 nm est obtenue par le doublement puis le triplement en fréquence de l'émission impulsionnelle à 976 nm en provenance d'un amplificateur à fibre dopée Ytterbium par le biais de cristaux de Borate de Lithium (LBO) de 20 mm de long.

Dans le premier cas, le caractère impulsionnel de la source nanoseconde de l'amplificateur à fibre est donné par la modulation du courant d'alimentation de la diode semi conductrice monofréquence utilisée comme oscillateur maitre. Le régime d'impulsions nanoseconde permet de garantir une émission laser UV monofréquence et de longueur de cohérence supérieure au mètre. La réalisation expérimentale de cette source laser a mis en évidence les problématiques d'extraction d'énergie dans les fibres dopées fonctionnant sur une transition trois niveaux ainsi que l'impact dévastateur de l'ASE associée au phénomène de brulage de trous spectraux sur l'amplification d'impulsions. Le dimensionnement et la détermination de l'architecture amplificatrice de cette source a nécessité l'utilisation d'outils de calcul numériques. Au final, la source fondamentale délivre une puissance moyenne de 7,3 W ce qui correspond à une énergie de 73 microjoules et une puissance crête de 14,3 W pour une cadence de 100 kHz et une durée d'impulsions de 5 ns. Le doublement en fréquence conduit à la démonstration de plus de 2,8 W à la longueur d'onde de second harmonique de 488 nm. Ceci représente une énergie de 28 microjoules à cette longueur d'onde visible et une puissance crête de 5,6 kW. Le triplement en fréquence conduit ensuite à la génération de 760 mW à 325 nm soit une énergie de 7,6 microjoules et une puissance crête de 14,6 kW. Ceci représente une efficacité de conversion de 27% vis-à-vis de l'onde visible et de plus de 5% vis-à-vis de l'onde fondamentale.

Dans le cas de la seconde source, les impulsions picosecondes proviennent d'un oscillateur fibré à modes bloqués délivrant des impulsions de 15 ps à une cadence de 20 MHz. L'amplification de ces impulsions temporellement courtes dans des fibres à cœur monomode conduit à l'élargissement du spectre par automodulation de phase. Cet effet non linéaire a été simulé afin d'optimiser le dimensionnement du bloc amplificateur et conserver le maximum de puissance dans la bande spectrale de l'acceptance des cristaux non linéaires. Cette source a permis de démontrer la génération de plus de 16 W de puissance moyenne à 976 nm ce qui correspond à une énergie de 0,8 microjoules et à une puissance crête de 52 kW. La conversion en fréquence de cette source conduit à la génération de plus de 6 W de puissance moyenne à 488 nm ce qui

correspond à une énergie de 0,3 microjoules et une puissance crête de 20 kW. Le triplement en fréquence conduit à une puissance moyenne de 2 W à 325 nm soit une énergie de 0,1 microjoules et une puissance crête de 6,7 kW. Ceci représente une efficacité de 33% vis-à-vis de l'onde de second harmonique et une efficacité de 12,5% vis-à-vis de la puissance fondamentale.

Les niveaux de puissance et d'énergie ainsi démontrés à 325 nm sont inédits dans le cas des lasers à fibre.

Bibliographie

[BAR 11] All-fiber Yb-doped CW and pulsed laser sources operating near 980nm, Célia Bartolacci, Mathieu Laroche, Hervé Gilles, Sylvain Girard, Thierry Robin and Benoît Cadier OSA / ASSP 2011

[CHE 12] Hailong Chen et al 2012 Appl. Phys. Express 5 092702 doi:10.1143/APEX.5.092702 High-Repetition-Rate, Single-Pass Third-Harmonic Generation of 354 nm Ultraviolet Laser with 51.5% Efficiency Hailong Chen, Qiang Liu, Ping Yan, Qirong Xiao and Mali Gong

[DON 11] High Power, High Energy Nanosecond Pulsed Fiber Amplifier with a 20 μm Core Fiber1 Z. Y. Dong*, S. Z. Zou, Z. H. Han, H. J. Yu, L. Sun, W. Hou, X. C. Lin, and J. M. Li, Laser Physics, 2011, Vol. 21, No. 3, pp. 536–539.

[FLU 06] Flurin Juvalta, Mojca Jazbinsek, Peter Günter, and Kenji Kitamura, "Electro-optical properties of near-stoichiometric and congruent lithium tantalate at ultraviolet wavelengths," J. Opt. Soc. Am. B 23, 276-281 (2006)

[GAT 02] Alexandre Gatto, Roland Thielsch, Joerg Heber, Norbert Kaiser, Detlev Ristau, Stephan Günster, Juergen Kohlhaas, Marino Marsi, Mauro Trovò, Richard Walker, David Garzella, Marie Emmanuelle Couprie, Philippe Torchio, Marco Alvisi, and Claude Amra, "High-performance deep-ultraviolet optics for free-electron lasers," Appl. Opt. 41, 3236-3241 (2002)

[HON] 13 Hailong Hong, Qiang Liu, Lei Huang, and Mali Gong, "Improvement and formation of UV-induced damage on LBO crystal surface during long-term high-power third-harmonic generation," Opt. Express 21, 7285-7293 (2013)

[JUN 12] C. Jung, W. Shin, B.-A. Yu, Y. L. Lee, and Y.-C. Noh, "Enhanced 355-nm generation using a simple method to compensate for walk-off loss," Opt. Express 20, 941-948 (2012)

[KAR 04] 980 nm Picosecond Ytterbium Fiber Laser, S. Karirinne, J. Konttinen, T. Jouhti, A. B. Grudinin b and O.G. Okhotnikov, Solid State Lasers and Amplifiers, edited by Alphan Sennaroglu, James G. Fujimoto, Clifford R. Pollock, Proceedings of SPIE Vol. 5460 (SPIE, Bellingham, WA, 2004)

[LHE 11] J. Lhermite, C. Lecaplain, G. Machinet, R. Royon, A. Hideur, and E. Cormier, "Mode-locked 0.5 μJ fiber laser at 976 nm," Opt. Lett. 36(19), 3819–3821 (2011).

[LIM 02] 100-W average-power, high-energy nanosecond fiber amplifier, j. limpert1,s. h¨ofer, a. liem, h. zellmer, a. t ¨unnermann, s. knoke, h. voelckel, Appl. Phys. B 75, 477–479 (2002)

[LOU 13] Laser-induced breakdown and damage generation by nonlinear frequency conversion in ferroelectric crystals: Experiment and theory, Louchev, Oleg A.; Hatano, Hideki; Saito, Norihito; Wada, Satoshi; Kitamura, Kenji, Journal of Applied Physics, Volume 114, Issue 20, pp. 203101-203101-11 (2013).

[MEY 97] Tunable ultraviolet radiation by second-harmonic generation in periodically poled lithium tantalate, J.-P. Meyn* and M. M. Fejer, OPTICS LETTERS / Vol. 22, No. 16 / August 15, 1997

[OXI --] www.oxide .com

[REN 11] Characteristics of Q-Switched Cladding-Pumped Ytterbium-Doped Fiber Lasers with Different High-Energy Fiber Designs, Cyril C. Renaud, H. L. Offerhaus, J. A. Alvarez-Chavez, J. Nilsson, W. A. Clarkson, P. W. Turner, D. J. Richardson, and A. B. Grudinin, IEEE JOUNRNAL OF QUANTUM ELECTRONICS, VOL. 37, NO. 2, FEBRUARY 2001

[SAB 12] J. Saby, "High Power IR, Green and UV Fiber Lasers," in Lasers, Sources, and Related Photonic Devices, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2012), paper FTh5A.3.

[SIN 06] Extractable energy from ytterbium doped high energy pused fiber amplifiers and lasers, Yoav Sintov, Ori Katz, Yaakov Click, Shai Acco, Yeduha Nafcha, Avraham, Englander and Raphael Lavi, J. Opt. Soc. Am. B/vol 23 No2/ February 2006

[STU 11] High average power large-pitch fiber amplifier with robust single-mode operation, Fabian Stutzki, Florian Jansen, Tino Eidam, Alexander Steinmetz,

Cesar Jauregui, Jens Limpert, and Andreas Tünnermann, March 1, 2011 / Vol. 36, No. 5 / OPTICS LETTERS

[WAG 98] Multiple pulse nanosecond laser induced damage study in LiB3O5 crystals, Frank R. Wagner,1,* Anne Hildenbrand,1,2 Jean-Yves Natoli1 and Mireille Commandré1, Journal of Applied Physics, volume 83, issue 34 (1998)

[YAN 13] J. Opt. 16 (2014) 045201 (8pp) doi:10.1088/2040-8978/16/4/045201 High-power 355 nm third-harmonic generation with effective walk-off compensation of LBO Xingpeng Yan1,2,3, Qiang Liu2,3, Chuang Pei1, Dongsheng Wang2 and Mali Gong2

[WAG 10] rank R. Wagner, Anne Hildenbrand, Jean-Yves Natoli, and Mireille Commandré, "Multiple pulse nanosecond laser induced ?damage study in LiB3O5 crystals," Opt. Express 18, 26791-26798 (2010)

[YON 03] Dynamic Characteristics of Double-Clad Fiber Amplifiers for High-Power Pulse Amplification, Yong Wang, and Hong Po, JOURNAL OF LIGHTWAVE TECHNOLOGY, VOL. 21, NO. 10, OCTOBER 2003

[YAM 13] Yoji Yamashita, Masakazu Kuwabara, Kousuke Torii, and Harumasa Yoshida, "A 340-nm-band ultraviolet laser diode composed of GaN well layers," Opt. Express 21, 3133-3137 (2013)

Chapitre 5 : CONCLUSION GENERALE

L'abandon progressif des sources laser à gaz ionisé Argon et Hélium Cadmium au cours des années à venir impose de trouver une technologie de substitution. Les travaux réalisés au cours de cette thèse s'inscrivent dans cette démarche par l'étude des performances de la technologie des lasers à fibre dopées Ytterbium fonctionnant sur leur transition trois niveaux à 976 nm et de leur doublement et triplement en fréquence.

La conception et la réalisation d'une fibre optimisée pour un fonctionnement efficace à 976 nm et répondant aux exigences industrielles en terme de stabilité, de compacité, d'usage aisé et aux paramètres de faisceaux adaptés (émission monomode, monofréquence, polarisée) nécessite l'identification des paramètres optogéométriques et chimiques cruciaux. Ainsi, plusieurs i/térations de successives de fibres ont été réalisées à partir du modèle de la fibre barreau ayant permis de générer près de 100 W à 976 nm.

La première itération a permis de valider la conservation homothétique des paramètres optogéométriques vers une fibre souple fonctionnant à 976 nm. Elle a permis d'identifier la limite opto-physico-chimique imposée par le phénomène du Spectral Hole Burning (SHB) (concurrence de l'ASE vis-à-vis du signal laser) dans les fibres aluminosilicate et par le photo-noircissement favorisé par le niveau d'inversion élevé (>50%) nécessaire pour obtenir un effet laser dans le cas d'une transition 3 niveaux.

La seconde itération a permis de rejeter ces effets opto-physico-chimiques rédhibitoires en identifiant la matrice phosphosilicate comme étant résistante au photo-noircissement et limitant le phénomène de SHB du fait de la grande solubilité des ions Ytterbium dans cette matrice.

La troisième itération bénéficie des avancées des itérations précédentes tout en apportant une meilleure absorption de la pompe à 915 nm (5 dB sur 80 cm), le maintien de la polarisation, une qualité spatiale du profil modal optimisée ($M^2<1,1$) et un seuil laser diminué par 3. Cette fibre utilisée en configuration MOPA (Master Oscillator Power Amplifier) a permis d'amplifier l'émission d'une diode signal monofréquence ($\Delta\nu<30kHz$) jusqu'à 35 W pour 150 W de pompe à 915 nm avec un seuil de 1,3 W et une efficacité de 26%. La puissance est délivrée selon un axe de polarisation majoritaire (PER > 16dB) et avec photo-noircissement faible et maitrisé puisqu'elle ne fluctue que de 2% sur une durée de 130 heures). Ces performances représentent un record de puissance à 976 nm obtenu à partir d'un laser à fibre souple.

Le doublement en fréquence de cette source infrarouge à 976 nm pour atteindre la seconde harmonique à 488 nm (bleu) a été réalisé en configuration simple passage dans des

cristaux longs à alternance de polarisation. Deux types de cristaux ont été testés. D'une part les cristaux PPLN (Periodically Poled Lithium Niobate ($LiNbO_3$)) caractérisés par un coefficient non linéaire de 15,9 pm/V qui ont permis de démontrer la génération de plus de 1,5 W à 488 nm pour 5 W de puissance fondamentale à 976 nm soit une efficacité de 26%. D'autre part, les cristaux PPsLT (Periodically Poled Lithium Tantalate ($LiTO_3$)) caractérisés par un coefficient non linéaire de 10 pm/V qui ont permis de démontrer la génération de plus de 4 W à 488 nm pour 15 W de puissance fondamentale à 976 nm soit une efficacité de 27%. La qualité du profil spatial de la source infrarouge n'a pas été dégradé par l'étage non linéaire ($M^2_{488nm,x}$= 1,16 ; $M^2_{488nm,y}$= 1,07). La stabilité temporelle de la puissance à la seconde harmonique (1,7% sur plusieurs heures) permet de vérifier que les effets photoréfractifs ou de « grey tracking » sont bien écartés par le biais du dopage MgO du cristal à 488 nm. La mesure du RIN de la diode signal monofréquence ($\Delta\nu$<30kHz et dérive temporelle de 50 MHz de la fréquence centrale en 20 minutes) a conduit à un bruit de 0,05%rms sur la plage 100Hz-10MHz là où la technologie OPSL génère un bruit de 0,05%rms pour une puissance plus faible (500mW) à 488 nm. Ces résultats valident la conformité de la source laser à fibre émettant dans le bleu à 488 nm pour le remplacement de la technologie des lasers Argon.

Une limitation de cette technologie est cependant observée à haute puissance (plus de 3,5 W). En effet, l'efficacité de conversion du cristal non linéaire sature autour de 27% consécutivement aux effets thermiques induits par l'échauffement du cristal soumis à l'intensité du faisceau laser fondamental et harmonique.

Un modèle numérique a alors été construit afin de simuler cet échauffement. Les résultats de ces calculs ont permis d'identifier et de quantifier l'établissement d'un gradient thermique longitudinal sous l'effet des absorptions des ondes fondamentales et harmoniques. Ce gradient détériore l'uniformité de la condition d'accord de phase le long du cristal ce qui se traduit par une diminution de l'efficacité du processus non linéaire. Il pourrait être ingénieux de réaliser un four permettant d'ajuster un gradient thermique opposé à celui généré dans le cristal par le faisceau laser pour uniformiser la température au sein du cristal autour de la température d'accord de phase à haute puissance. Ce procédé devrait permettre de repousser les limitations induites par les effets thermiques jusqu'à ce que la conductivité thermique du cristal ne permette plus de lisser le profil radial en température induit par le dépôt de chaleur non uniforme du faisceau (profil de faisceau fondamental gaussien au début du cristal, « top hat » à la fin du cristal du fait de la déplétion par la SHG). Pour augmenter significativement la puissance de second harmonique à 488 nm, il convient sinon d'abandonner la configuration simple passage au profit d'une configuration multi-passages voire même d'une cavité résonante. Dans ce

dernier cas, l'intensité intracavité de l'onde fondamentale permettrait d'utiliser des cristaux biréfringents (LBO) dont l'accord de phase est obtenu angulairement et présentant donc une certaine immunité à la température.

Les lasers Hélium Cadmium génèrent un faisceau à la longueur d'onde de 325 nm et est très utilisé dans le domaine de l'holographie. Cette longueur d'onde correspond au triplement en fréquence de l'émission à 976 nm. Une solution pour remplacer ces lasers à gaz consisterait donc à réaliser le doublement en fréquence (SHG) de la source laser continue à 976 nm dans des cristaux à alternance de polarisation pour ensuite recombiner l'onde harmonique et l'onde fondamentale résiduelle dans un second cristal (SFG) pour atteindre la longueur d'onde de 325,3 nm. Les dommages induits par le rayonnement UV dans les cristaux PPsLT ne permettent pas de les utiliser (grey tracking). Il a donc été nécessaire d'utiliser des cristaux résistants au rayonnement énergétique ultraviolet. Les cristaux de LBO (20 mm) ont donc été choisis (voir chap IV I.C). Le coefficient non linéaire des LBO étant faible (0,85 pm/V), il est nécessaire d'exalter ces effets en se plaçant dans un régime impulsionnel. Deux configurations ont été réalisées afin de tester deux régimes de fonctionnement : nanoseconde et picoseconde.

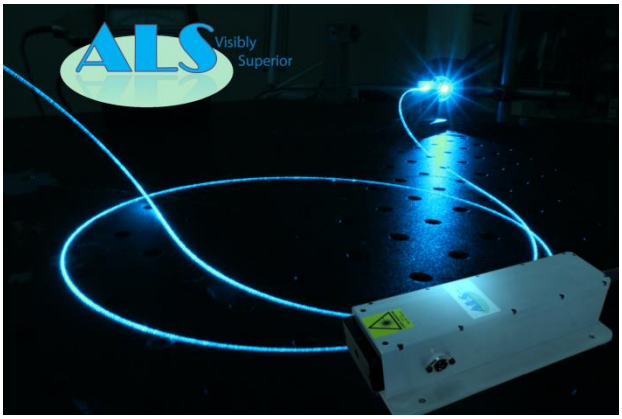
En régime nanoseconde (5ns ; 100kHz), la fibre active gen 2 ne permet pas d'extraire suffisamment d'énergie à 976 nm. Il a donc été nécessaire d'utiliser une fibre LPF « Large Pitch Fiber » pour réaliser l'étage amplificateur. Celui-ci a permis de délivrer une puissance moyenne de 7,3 W ce qui correspond à une énergie de 73 microjoules et une puissance crête de 14,3 W pour une cadence de 100 kHz et une durée d'impulsions de 5 ns. Le doublement en fréquence conduit à la démonstration de plus de 2,8 W à la longueur d'onde de second harmonique de 488 nm. Ceci représente une énergie de 28 microjoules à cette longueur d'onde visible et une puissance crête de 5,6 kW. Le triplement en fréquence conduit ensuite à la génération de la puissance moyenne record de 760 mW à 325 nm en régime nanoseconde. Cette puissance moyenne correspond à une énergie de 7,6 microjoules et une puissance crête de 14,6 kW. Ceci représente une efficacité de conversion de 27% vis-à-vis de l'onde visible et de plus de 5% vis-à-vis de l'onde fondamentale.

En régime picoseconde, les impulsions proviennent d'un oscillateur fibré à modes bloqués délivrant des impulsions de 15 ps à une cadence de 20 MHz. L'amplification de ces impulsions temporellement courtes dans des fibres à cœur monomode conduit à l'élargissement du spectre par automodulation de phase. Cet effet non linéaire a été simulé afin d'optimiser le dimensionnement du bloc amplificateur et conserver le maximum de puissance dans la bande spectrale de l'acceptance des cristaux non linéaires. Cette source a permis de démontrer la génération de plus de 16 W de puissance moyenne à 976 nm ce qui correspond à une énergie

de 0,8 microjoules et à une puissance crête de 52 kW. La conversion en fréquence de cette source conduit à la génération de plus de 6 W de puissance moyenne à 488 nm ce qui correspond à une énergie de 0,3 microjoules et une puissance crête de 20 kW. Le triplement en fréquence conduit à une puissance moyenne de 2 W à 325 nm soit une énergie de 0,1 microjoules et une puissance crête de 6,7 kW. Ceci représente une efficacité de 33% vis-à-vis de l'onde de second harmonique et une efficacité de 12,5% vis-à-vis de la puissance fondamentale.

Les niveaux de puissance et d'énergie ainsi démontrés à 325 nm sont inédits dans le cas des lasers à fibre.

A l'issue de ces travaux de thèse, la société Azur Light Systems a été en mesure de proposer des sources lasers à fibre commerciales à 976 nm (35W) monomodes ainsi que des sources bleues à 488 nm (2W) monofréquences et de faible niveau de bruit d'intensité.



Publications

“Millijoule-class Yb-doped fiber laser system operating at 977 nm”
J. Boullet, R. Dubrasquet, C. Médina, R. Bello-Doua , N. Traynor , and E. Cormier
Optics letters **35,** 1650 (2010)

“High-brightness fiber laser pumped 68 fs-2.3 W Kerr-lens mode-locked Yb:CaF2 oscillator”
G. Machinet, P. Sevillano, F. Guichard, R. Dubrasquet, P. Camy, J.-L. Doualan, R. Moncorgé, P. Georges, F. Druon, D. Descamps and E. Cormier
Optics letters **38,** 4008 (2013)

"760 mW, nanosecond, single-frequency UV fiber laser at 325.3nm"
R. Dubrasquet; J. Boullet; S. Lugan; G. Mery; M. Castaing; N. Traynor; E. Cormier
Photonics West, Proc. SPIE 8961, Fiber Lasers XI: Technology, Systems, and Applications, 89611Q; doi: 10.1117/12.2040405 San Francisco CA (USA)
SPIE Conference proceeding

"Yb-doped fiber laser system generating 12 ns, 0.7 mJ pulses at 82 kHz at 977 nm "
J. Boullet, R. Dubrasquet, C. Médina, R. Bello-Doua , N. Traynor , and E. Cormier
Photonics West, [**7580**], 22-27 January 2010, San Francisco CA (USA)
SPIE Conference proceeding

"Single frequency, ultra-low noise, CW, 4W 488nm fiber laser"
R. Dubrasquet, J. Boullet, S. Lugan, G. Mery, N. Traynor, E. Cormier,
Photonics West, [**8601-37**], 2-7 February 2013, San Francisco CA (USA)
SPIE Conference proceeding

"16 W at 488 nm by frequency doubling of a high energy pulsed three-level Yb-doped fiber laser"
J. Boullet, R. Dubrasquet, C. Médina, R. Bello-Doua , N. Traynor , and E. Cormier
Photonics Europe, 12-16 April 2010, Bruxelles (Belgium)

"Visible and Infrared Sources based on Three- Level Ytterbium-doped Fiber Lasers"
J. Boullet, R. Bello-Doua, R. Dubrasquet, N. Traynor, C. Lecaplain, A. Hideur, J. Lhermite, G. Machinet, C. Médina, E. Cormier
Fiber Laser Applications (FILAS) [**FThC5**], 16-17 Février 2011, Istanbul (Turquie)

“Pompage haute brillance des matériaux lasers dopés Yb : fort gain et impulsions sub 100 fs dans l’Yb:CaF2”
G. Machinet, P. Sévillano, R. Dubrasquet, J. Lhermite, G. Andriukaitis, A. Pugzlys, A. Baltuska, P. Camy, JL. Doualan, R. Moncorgé, P. Georges, F. Druon, D. Descamps, E. Cormier
Journées Nationales des Cristaux pour l’Optique, JNCO2013, Cherbourg (France) (2013).