



HAL
open science

Conception et réalisation d'un oscillateur Mamyshev fibré pour la nouvelle génération de pilote de l'installation PETAL

Etienne Poeydebat

► **To cite this version:**

Etienne Poeydebat. Conception et réalisation d'un oscillateur Mamyshev fibré pour la nouvelle génération de pilote de l'installation PETAL. Optique [physics.optics]. Université de Lille, 2022. Français. NNT : 2022ULILR024 . tel-03938583

HAL Id: tel-03938583

<https://theses.hal.science/tel-03938583v1>

Submitted on 13 Jan 2023

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.



Université de Lille
Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules
École doctorale Sciences de la Matière, du Rayonnement et de l'Environnement

THESE

Pour obtenir le grade de
Docteur en Physique de l'Université de Lille

Spécialité :

Milieux dilués et optique fondamentale

Par

Etienne POEYDEBAT

Conception et réalisation d'un oscillateur Mamyshev fibré pour la nouvelle génération de pilote de l'installation PETAL

Thèse soutenue le 01 Juillet 2022 devant le jury composé de :

Géraud Bouwmans	Professeur, Université de Lille (PhLAM)	Directeur de thèse
Emmanuel Hugonnot	Directeur de Recherche (CEA CESTA)	Co-directeur
Arnaud Mussot	Professeur, Université de Lille (PhLAM)	Président
Agnes Desfarges-Berthelemot	Professeur, Université de Limoges (Xlim)	Rapporteur
Ammar Hideur	Professeur, Université de Normandie (CORIA)	Rapporteur
Giorgio Santarelli	Ingénieur de Recherche HDR (LP2N)	Examineur
Inka Manek-Hönniger	Professeur, Université de Bordeaux (CELIA)	Examineur
Olivier Vanvincq	Maître de Conf. HDR, Université de Lille (PhLAM)	Invité

Remerciements

C'est enfin l'heure des remerciements. Le manuscrit a été rendu, les travaux ont été soutenus et tout est bien qui finit bien.

Je vais commencer par remercier mes deux directeurs de thèse **Emmanuel** et **Géraud** pour m'avoir fait confiance sur ce projet ainsi que pour le partage de leurs connaissances et de leur expérience de la recherche scientifique. Je ressors grandi suite à cette collaboration qui a permis de produire des travaux scientifiques de qualité et de les présenter sous forme d'articles et de présentations scientifiques. Je remercie également l'ensemble de la direction du centre d'études scientifiques et technologiques d'Aquitaine, particulièrement **Jean-Noël** et **Jeanne**, d'avoir accepté ma candidature pour ce doctorat.

Je remercie le jury présent lors de la soutenance et les personnes avec qui j'ai pu collaborer lors de mes travaux de recherche : **Olivier** (PhLAM) pour les simulations ainsi qu'**Alexis** et **Giorgio** (LP2N) pour leur expertise en mesure de bruit laser.

Mes remerciements s'adressent également à **l'ensemble des membres du laboratoire** qui m'a accueilli dès mon arrivée en stage et dans lequel j'ai passé plus de trois ans. Tout d'abord à **Florent** qui a suivi cette aventure tout du long. Tu as toujours répondu présent lorsque j'étais en difficulté. Tu m'as énormément appris sur l'expérimentation en laboratoire et en physique théorique : optique non-linéaire / guidée. Je pense que ne pouvait pas rêver mieux en termes de pédagogie et de bienveillance lors de mon arrivée. Je n'ai aucun doute sur le bon déroulé de ta carrière et j'espère que tu continueras à encadrer de nouveaux étudiants.

Je remercie également **Steeve**, **Arnaud**, **Claude** et **Jérôme** pour leur expertise technique et surtout pour la bonne humeur et le soutien. Toujours là en cas de besoin : discuter de ce qui va et ce qui ne va pas, prêter une voiture, acheter un appartement, emménager ou encore aller boire des bières et se faire des repas. Aujourd'hui vous êtes devenu des copains, et même si ces derniers temps on n'a pas trop échangé (sauf pour Steeve que j'ai plus souvent au téléphone que ma mère) ça n'y change rien.

Et puis il y a le bureau : **Léa** et **Nicolas**. Ça va être compliqué de retrouver des collègues à votre niveau. Merci pour ces fous rires à longueur de journée que ce soit dans le bus, au labo, à la cantine ou encore au bureau.

Léa, j'ai hâte de voir ce que tu vas nous proposer à l'issue de ton doctorat. T'as tout ce qu'il faut pour tout casser : un encadrement au top et du pognon. Je te souhaite également de réussir ta carrière de basketteuse professionnelle. Je te promets que je passerai te voir jouer.

Nicolas, aussi connu sous le nom de Pottok, bah écoute merci pour tout. T'as été mon grand frère depuis le master, jusqu'à la fin de ma thèse et je pense que tu l'es encore aujourd'hui. Merci pour tes conseils, ton écoute et ta bienveillance. Merci de m'avoir fait découvrir le BEER (Bordaleko Euskal Etxe Rugby) et surtout merci de m'avoir remis au surf. Comme tu me l'as dit j'ai l'impression d'être né une deuxième fois et ça c'est grâce à toi et à **Maxime** (rdv à l'inside). **J'en profite également pour remercier l'ensemble de tous ceux qui ont participé à ce magnifique cadeau thèse. Sachez que la planche a servi déjà un paquet de fois et c'est juste un régal.**

Je remercie aussi **Nicolas** et **Adrien** mes deux BEERman et **Thomas** que j'ai appris à connaître relativement tard. **Adrien** et **Thomas** bon courage pour votre doctorat et surtout profitez-en à

fond. Apparemment le COVID c'est terminé, vous allez pouvoir aller en conférence jusqu'aux U.S.A.

Un mot aussi pour **Laurence**, sans toi j'aurai jamais réussi autant de soudures du premier coup. Merci pour ton sourire, ton écoute et pour toutes ces discussions au labo. T'as vu ton « fils » est allé au bout de l'aventure, maintenant c'est autour de ta « fille ». Le jour où tu croises un mec avec un meilleur style que moi au labo tu m'appelles.

Ces remerciements ne s'arrêteront pas aux frontières du laboratoire. Au cours mon doctorat j'ai pu faire la rencontre de **Gaël**, mathématicien et skateur émérite. J'aurai jamais cru tomber sur un profil comme le tien et pourtant je t'ai croisé : un soir au skatepark, le lendemain à la cafétéria du centre. 2 mois plus tard on se captait tous les deux jours. Merci à toi pour toutes ces sessions qu'on a passé se manger des planches dans le tibia avec **François, Christo, Jérem** et les autres **SHLAG**.

Merci à **tata Sysy** pour ton sourire et ton encouragement. La parisienne fraîchement arrivée à Bordeaux : une vraie parisienne quoi. On mangeait ensemble régulièrement histoire d'avoir notre dose de rigolade quotidienne. Tu m'as accompagné tout du long en prenant des nouvelles régulières au sujet de l'avancée de la thèse. Tu m'as appris plein de trucs lors de nos conversations, par exemple quand tu me parlais de tes voyages en Afrique. J'espère que tu vas me revenir vivante de ce séjour surf au Maroc histoire que t'aies de nouvelles anecdotes à me raconter.

Toi j'aurai pu te remercier en même temps que la famille. Chasse, pêche, surf, rugby et Landais, il en fallait pas plus pour que ça marche entre nous **Patrick** non ? Je ne sais plus vraiment comment on en est venu à manger ensemble un midi sur deux, mais une chose est sûre, ça m'a fait un bien fou de pouvoir discuter avec quelqu'un qui partage les mêmes valeurs que moi. Des fois j'avais l'impression d'être au bar du fronton à Baigorri quand on été tous les deux. Je me souviens à quel point ça a été difficile de te dire au revoir. L'année prochaine je te préviens, où que je sois dans le monde, je prendrai mon billet d'avion pour fêter ta retraite. Ce sera aussi l'occasion d'aller à la pêche ensemble sur le bassin.

Enfin je vais aussi remercier mon entourage. A commencer par les copains du pays : **Elise, Marion, Ipoutch, Imanol** et **Carri**. Milesker deneri. On se voit moins souvent qu'avant, chacun fait sa vie, mais à chaque fois qu'on se retrouve, c'est de super moments. Bravo **Thomas** pour ton doctorat en biologie, j'espère que tu vas nous faire une belle entame de carrière à Chicago. **Elise** accroche toi, c'est bientôt la fin aussi pour toi et ça fera un docteur de plus dans l'équipe.

Ensuite je remercie **Pipo, Nico, Soub** et **Soula** pour ces grands moments de décompression. Les vacances, les soirées, les repas, les dessins décoratifs permanents effectués sur la peau. Franchement merci pour votre soutien.

Je n'oublie pas non plus **Bernard** et **Boju**, les deux thésards encore en course, j'espère que ça va bien se passer pour vous. Je pense aussi à tout le club du BEER toujours présent sur et en dehors du terrain.

Pour terminer un immense merci à toute ma famille pour leur soutien tout au long de la thèse et tout particulièrement à **Aita** et à **Ama**. Votre éducation basée sur le travail, le respect et l'humilité (un vrai catho) m'a permis d'arriver à bout de ce diplôme. Ces valeurs que vous

m'avez inculquées m'accompagneront tout au long de ma vie et pour ça je vous dis merci,
obrigado, milesker.

Hemen jada ez da Frantzia, Euskal Herria da.
Lana hau, ameslarietara eta aske gizonareira eskaintzen da.
Milesker ibaia gorria, milesker Euskal Herria, falta zaitut. Ikus arte.

Table des matières

INTRODUCTION GENERALE	10
1 INTRODUCTION :	10
2 PLAN DU MANUSCRIT :	11
3 BIBLIOGRAPHIE.....	13
I. OSCILLATEUR FIBRE A BLOCAGE DE MODES : FONDAMENTAUX.....	14
1 PRINCIPE D'UNE SOURCE LASER.....	15
1.1 Fonctionnement d'une source laser	15
1.2 Sources impulsionnelles.....	19
2 MÉCANISMES DE GUIDAGE DE LA LUMIÈRE DANS UNE FIBRE OPTIQUE	24
2.1 Guidage par réflexion totale interne	24
2.2 Fibre à maintien de polarisation	28
2.3 Fibre double gaine dopées aux ions terre rare	29
3 PROPAGATION ET AMPLIFICATION D'UNE IMPULSION DANS UNE FIBRE OPTIQUE	31
3.1 Dispersion chromatique.....	31
3.2 Non linéarités dans un milieu centrosymétrique.....	32
3.3 Amplification dans une fibre dopée ytterbium.....	39
4 CONCLUSION	41
5 BIBLIOGRAPHIE.....	42
II. UNE SOURCE FIBRÉE DE NOUVELLE GENERATION POUR LE PILOTE DE L'INSTALLATION PETAL.....	44
1 PROJET PETAWATT AQUITAINE LASER	45
1.1 Qu'est-ce que l'installation LMJ-PETAL ?	45
1.2 Architecture de l'installation PETAL.....	46
1.3 Contexte de l'étude	56
2 SOURCES FIBRÉES À BLOCAGE DE MODES PASSIF.....	57
2.1 Régime de blocage de modes dans une architecture fibrée.....	57
2.2 Modulation d'amplitude dans une cavité laser fibrées à blocage de modes passif	61
3 OSCILLATEUR MAMYSHEV	66
3.1 Absorbant saturable virtuel basé sur l'automodulation de phase.....	66
3.2 L'oscillateur Mamyshev	67
3.3 État de l'art des oscillateurs Mamyshev	70
4 CONCLUSION	72
5 BIBLIOGRAPHIE.....	73
III CONCEPTION ET REALISATION D'UN OSCILLATEUR MAMYSHEV ENTIEREMENT FIBRE.....	76

1	PREUVE DE CONCEPT D'UN OSCILLATEUR MAMYSHEV ENTIEREMENT FIBRÉ	77
1.1	Réalisation et caractérisation des amplificateurs Ytterbium	77
1.2	Architecture détaillée du premier dispositif fonctionnel et performances	78
2	INFLUENCE DE L'ÉCART RELATIF ENTRE LES POINTS DE FILTRAGE SUR LA DYNAMIQUE IMPULSIONNELLE INTRACAVITÉ.....	82
2.1	Dynamique du régime impulsionnel : introduction	82
2.2	Dynamique du régime impulsionnel : présentation de l'étude et résultats	83
2.3	Comparaison des résultats expérimentaux avec la littérature	87
3	INFLUENCE DU TAUX DE COUPLAGE DE LA SOURCE SUR LA DYNAMIQUE IMPULSIONNELLE INTRACAVITÉ	90
3.1	Présentation de l'étude et des résultats	90
3.2	Performances de l'oscillateur en régime fondamental.....	92
3.3	Performances en régime harmonique	94
4	ORIGINE DU RÉGIME HARMONIQUE	97
4.1	Simulations	97
4.2	Résultats expérimentaux	100
5	DE LA PREUVE DE CONCEPT AU DÉVELOPPEMENT D'UN PROTOTYPE.....	103
5.1	Optimisation du spectre à 1053 nm.....	103
5.2	Montée en énergie par impulsion	104
5.3	Production d'impulsions ultra-courte.....	109
5.4	Self-Starting	112
6	CONCLUSION	116
7	BIBLIOGRAPHIE.....	119
IV CARACTERISATION DE LA GIGUE TEMPORELLE DE L'OSCILLATEUR. 121		
1	GIGUE TEMPORELLE D'UN OSCILLATEUR À BLOCAGE DE MODES FIBRÉ.....	122
1.1	Quantification du bruit	122
1.2	Origines du bruit d'intensité et du bruit de phase.....	124
2	DISPOSITIF DE MESURE ET PROTOCOLE EXPERIMENTAL.....	127
2.1	Mesure du bruit d'amplitude.....	127
2.2	Mesure du bruit de phase.....	128
3	CARACTERISATION DU BRUIT DE L'OSCILLATEUR.....	132
3.1	Évolution du bruit d'intensité en fonction de la puissance de pompe	132
3.2	Evolution du timing jitter en fonction de la puissance de pompe	133
3.3	Evolution du bruit d'intensité et du timing jitter en fonction du filtrage intracavité	135
4	CONCLUSION	139
5	BIBLIOGRAPHIE.....	140
V. PERSPECTIVES D'AMELIORATIONS DU CONTRASTE..... 141		
1	DISPOSITIF D'AMÉLIORATION DU CONTRASTE.....	142
1.1	Amélioration du contraste temporel par amplification paramétrique optique dans une fibre optique 142	
1.2	Présentation du dispositif oscillateur Mamyshev FOPA	143
2	FIBRES OPTIQUES MICROSTRUCTURÉES.....	144

2.1	Guidage par réflexion totale interne modifiée	145
2.2	Guidage par bande interdite photonique	146
3	RÉALISATION D'UNE POMPE KW ACCORDABLE ET DESMONSTRATIONS EXPERIMENTALES DE MELANGE A 4 ONDES POUR PLUSIEURS ARCHITECTURES DE FIBRES 148	
3.1	Fibre microstructurée à bande interdite photonique (PhLAM)	149
3.2	Fibre microstructurée hybride à maintien de polarisation (PhLAM)	151
3.3	Fibre microstructurée à maintien de polarisation commerciale (NKT Photonics).....	154
4	CONCLUSION	157
5	BIBLIOGRAPHIE.....	159
	CONCLUSION GENERALE	160
1	SYNTHÈSE DU MANUSCRIT ET DES RÉSULTATS OBTENUS :	160
2	AXES D'AMÉLIORATION ET CONTINUITÉ DU PROJET :	163
3	BIBLIOGRAPHIE.....	165
	ANNEXE A : APPROXIMATION DE L'INTENSITE EN REGIME DE BLOCAGE DE MODES	166
	ANNEXE B : APPROXIMATION DE LA PUISSANCE CRETE SEUIL NECESSAIRE A LA TRANSMISSION D'UN SIGNAL AU TRAVERS D'UN REGENERATEUR MAMYSHEV POUR UNE IMPULSION GAUSSIENNE.....	168
	ANNEXE C : REGIMES DE FONCTIONNEMENT DE L'OSCILLATEUR EN FONCTION DE L'ECART SPECTRAL DES DEUX FILTRES INTRACAVITE.....	170

Introduction générale

1 INTRODUCTION :

Il y a plus de 60 ans Théodore Maiman a mis au point le premier laser à rubis [1] qui a déclenché une véritable révolution scientifique et technologique. La cohérence temporelle et spatiale du faisceau en sortie du laser est à l'origine de cet engouement qui aujourd'hui encore, suscite la curiosité des scientifiques et l'intérêt des industriels. Véritable outil ou sujet d'étude, il existe toute une zoologie de lasers aux propriétés variées comme la production d'impulsions ultra-courtes. En 1981, Fork et al. [2] inventent le premier laser à blocage de modes passif par absorbant saturable capable de délivrer des impulsions dans la gamme femtoseconde. Quelques années plus tard, le premier laser à blocage de modes passif par absorbant saturable virtuel voit le jour grâce aux travaux de Spence et al. [3]. Il s'agit d'un oscillateur titane-saphir (Ti :Sa) à lentille de Kerr capable de délivrer des impulsions de 60 fs. En raison des excellentes performances des lasers Ti :Sa pour la génération d'impulsions femtosecondes énergétiques, ces derniers sont très utilisés dans l'industrie ou pour la recherche scientifique. Cependant ces lasers possèdent une architecture en espace libre équipée d'un système de refroidissement afin de compenser la chauffe du milieu amplificateur lors de son fonctionnement. De plus, la matrice de Ti :Sa est pompée par une autre source appelée laser de pompe. L'ensemble de ces éléments font que ces systèmes sont relativement encombrants, sensibles aux facteurs environnementaux et nécessitent des maintenances régulières. Tout ceci rend leur intégration relativement difficile notamment pour le milieu industriel.

C'est pourquoi, les oscillateurs Ti :Sa sont parfois remplacés par des lasers à blocage de modes fibrés plus compacts et plus robustes. Principalement utilisées comme outil de transmission d'informations sur de longues distances, les fibres optiques ont connu un fort développement grâce au succès des télécommunications. Aujourd'hui il est possible d'utiliser une fibre optique dopée aux ions terres rares (comme l'Erbium, l'Ytterbium ou encore le Thulium) combinée à une diode laser pour disposer d'un amplificateur fibré. Les fibres optiques disposent d'un très grand rapport surface / volume ce qui leur confère une excellente dissipation thermique et qui permet, dans la majorité des cas, de s'affranchir d'un système de refroidissement. Avec l'arrivée des fibres double gaine, les amplificateurs fibrés deviennent capables de délivrer des faisceaux lasers de plus en plus puissant tout en conservant une excellente cohérence spatiale. Fort de ces innovations technologiques, les performances des sources fibrées s'améliorent jusqu'à délivrer des impulsions femtosecondes tout en offrant une facilité d'intégration inégalée par les sources en espace libre. Même s'ils parviennent à délivrer une puissance moyenne élevée, les lasers à fibres sont sensibles aux fortes puissances crêtes. En effet, le champ électrique étant confiné dans un cœur micrométrique, l'intensité lumineuse (rapport de la puissance crête sur la surface modale de propagation) est suffisamment élevée pour induire des interactions laser-matière regroupées sous les termes d'«effets d'optique non-linéaire». Comme nous le verrons dans le manuscrit, ces effets d'optique non-linéaire contribuent à la génération d'instabilités du régime impulsionnel au sein des sources fibrées. On comprend que ces derniers limitent les performances des lasers à blocage de modes passifs fibrés en terme d'énergie et de durée d'impulsion. C'est pourquoi les sources Ti :Sa restent dominantes dans certaines applications qui nécessitent de disposer d'impulsions à forte puissance crête (**fig. 1**). Cependant, une nouvelle architecture d'oscillateur fibré à blocage de modes passif aux performances spectaculaires (en termes de puissance crête) a récemment vu

le jour, il s'agit des oscillateurs Mamyshev. Ces lasers, conçus pour fonctionner dans un régime fortement non-linéaire atteignent des puissances crêtes records et rivalisent même avec les lasers Ti :Sa (**fig. 1**).

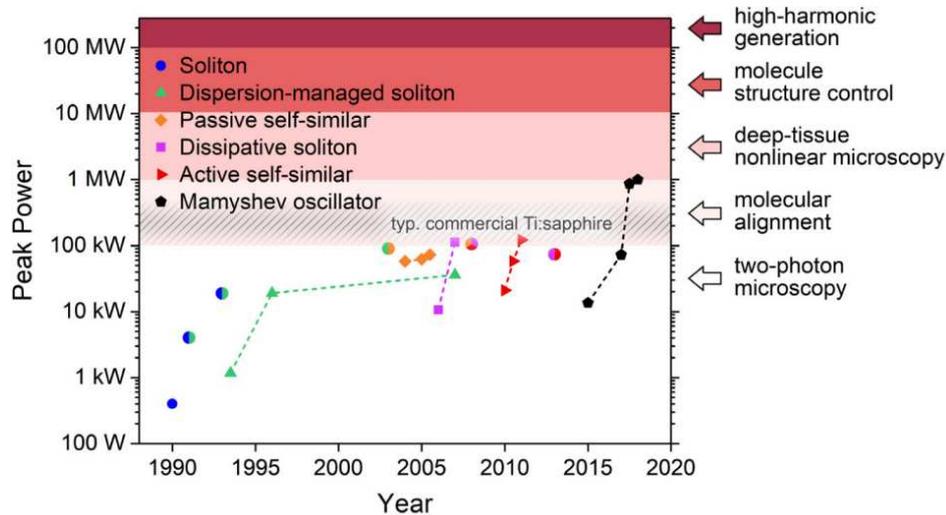


Figure 1 : Progression de la puissance crête délivrée par différents laser fibrés. Les performances typiques des oscillateurs Ti :Sa sont également indiquées (hachures grises) [4]

Dans un contexte de développement d'une nouvelle génération de pilotes lasers fibrées, le CEA (Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives) pourrait envisager de remplacer l'oscillateur Ti :Sa de l'installation **PETAL (PETawatt Aquitaine Laser)** par un oscillateur Mamyshev afin de disposer d'un système plus robuste, plus facile d'intégration et nécessitant une maintenance très faible. **L'objectif de cette thèse est donc de concevoir et de réaliser un oscillateur Mamyshev entièrement fibré afin d'en étudier la compatibilité avec les besoins spécifiques de l'installation PETAL.**

2 PLAN DU MANUSCRIT :

Le manuscrit est composé en cinq chapitres. Dans un premier temps, je rappellerai les fondamentaux nécessaires à la compréhension du manuscrit. Ce chapitre débutera par la définition du régime à blocage de modes. Je présenterai ensuite les fibres optiques utilisées pour la réalisation de notre oscillateur ainsi que les mécanismes physiques à l'origine de leurs propriétés (confinement de la lumière, amplification, maintien de polarisation, qualité spatiale du faisceau). Enfin je terminerai ce chapitre en explicitant les différents effets d'optique non-linéaire observés au cours de nos travaux. La dispersion, notion indéfectible aux sources lasers fibrées à blocage de modes, sera également définie au cours de ce chapitre théorique.

Ensuite, après avoir introduit le contexte dans lequel se situe cette thèse (présentation de l'installation PETAL), je dresserai un rapide état de l'art des sources fibrées à blocage de modes passif. Je présenterai les modes de propagations des impulsions pour en comprendre les limites et faire le lien avec les performances de ces lasers. Je décrirai également les principaux mécanismes utilisés afin d'obtenir un régime de blocage de modes passif dans une source fibrée. Finalement, j'expliciterai comment fonctionnent ces oscillateurs Mamyshev et pourquoi ces derniers surpassent les autres technologies fibrées en terme de puissance crête. Un état de l'art de ces oscillateurs sera également dressé.

Le troisième chapitre retracera les étapes successives de la réalisation de l'oscillateur fibré en commençant par la présentation d'une succession d'études paramétriques de la source, qui m'ont permis de me familiariser avec la dynamique impulsionnelle complexe de ce nouveau type de laser. Ces études paramétriques, couplées à des simulations numériques et aux différents

travaux sur les oscillateurs Mamyshev disponibles dans la littérature, permettront de trouver des solutions aux difficultés rencontrées lors de la réalisation de l'oscillateur. Je prendrai soin de vérifier si l'oscillateur remplit bien les critères du cahier des charges du CEA en termes des performances exigées.

Pour compléter la caractérisation de cette source à blocage de modes fibrée, nous avons consacré une partie de nos travaux à l'étude du bruit de l'oscillateur. Ce quatrième chapitre relatif à la métrologie sera l'occasion d'approfondir les connaissances encore partielles de la communauté scientifique dans ce domaine tout en apportant des réponses à propos de la pertinence de l'utilisation d'un oscillateur Mamyshev dans la nouvelle génération de pilotes de l'installation PETAL.

Enfin, le dernier chapitre présentera un dispositif fibré développé à partir de l'oscillateur réalisé et basé sur le principe d'amplification paramétrique (dans une fibre optique microstructurée) dans une optique d'amélioration du contraste temporel du signal délivré par la source Mamyshev. Je présenterai également les premiers résultats obtenus qui permettront d'orienter les futurs travaux à ce sujet dans la bonne direction.

3 BIBLIOGRAPHIE

- [1] T. Maiman, "*Stimulated optical radiation in Ruby*", Nature, vol. 187, n°14736, pp. 493-494, 1960
- [2] R. L. Fork, B. I. Greene and C. V. Shank, "*Generation of optical pulses shorter than 0.1psec by colliding pulse mode locking*", Appl. Phys. Lett. 38, 671 (1981)
- [3] D. E. Spence, P. N. Kean and W. Sibbett "*60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser*", Opt. Lett. 16, 42–44 (1991)
- [4] W. Fu, L. G. Wriqth, P. Sidorenko, S. Backus and F. W. Wise, « *Several new directions for ultrafast fiber lasers* », Opt. Express, vol. 26, No. 8 (2018)

I.

Oscillateur fibré à blocage de modes : fondamentaux

Avant d'introduire le contexte de cette étude et de poursuivre par la présentation des travaux menés aux cours de ces trois dernières années, il est à mon sens nécessaire d'explicitier quelques points théoriques. La thèse porte sur le développement d'un oscillateur fibré à blocage de modes passif pour l'installation laser PETAL. Ainsi, ce premier chapitre commencera par une introduction sur les sources laser multimodes libres (régime continu) et les sources à blocage de modes (régime impulsionnel). Je poursuivrai par des rappels en optique guidée où je présenterai les différentes fibres optiques que nous avons pu utiliser pour réaliser notre système laser. Pour terminer, je passerai en revue différents phénomènes physiques auxquels une impulsion est soumise lors de sa propagation/amplification dans une fibre optique. L'objectif de ce premier chapitre est d'apporter les connaissances nécessaires au lecteur afin de comprendre comment fonctionne une source laser fibrée à blocage de modes passif de type Mamyshev. La théorie sera accompagnée de notions techniques afin de mieux appréhender le choix des technologies utilisées aux cours de ces travaux.

1 PRINCIPE D'UNE SOURCE LASER

Pour commencer je vais brièvement rappeler les trois principaux phénomènes physiques à l'origine du fonctionnement d'un laser. En considérant un système idéal à deux niveaux (**fig. 2**) il est possible d'illustrer les principes : d'absorption stimulée, d'émission spontanée et d'émission stimulée.

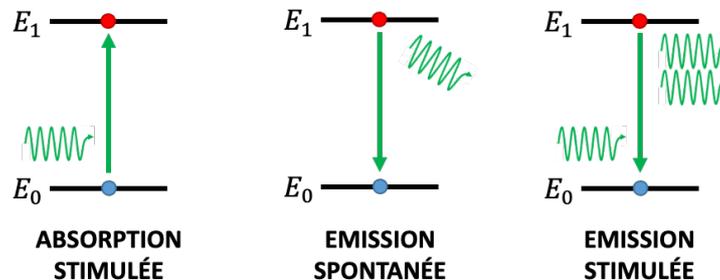


Figure 2 : Schéma de principe des phénomènes d'absorption, d'émission spontanée et stimulée dans un système idéal à deux niveaux.

Un atome initialement au repos peut absorber l'énergie d'un photon incident et ainsi se retrouver dans un état excité il s'agit là du phénomène d'absorption. Au bout d'un certain temps (communément appelé temps de relaxation), il est possible que l'atome retrouve son état d'origine par le biais d'une transition radiative. L'onde électromagnétique est émise sans phase ni direction particulière, son énergie par contre est définie par la différence d'énergie entre les deux niveaux énergétiques considérés (**fig. 2** : $E_{\text{photon}} = E_1 - E_0$). Dans ce cas on parle d'émission spontanée. Le laser : « **Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation** » est un résonateur avec une boucle de contre réaction positive qui repose principalement sur l'émission stimulée. Le concept introduit par A. Einstein [1] est le suivant : un photon incident d'énergie $E_{\text{photon}} = E_n - E_{n-1}$ peut désexciter un atome d'un état n vers un état $n - 1$ tout en produisant un deuxième photon identique au photon incident (énergie, direction, phase). C'est de cette émission stimulée que proviennent les caractéristiques singulières du faisceau laser : une grande cohérence spatiale et temporelle. Pour parvenir à une émission laser, il est impératif que la grande majorité des atomes soit dans un état excité plutôt que dans leur état fondamental. Ce statut où la matière est principalement à l'état excité est obtenue en réalisant une inversion de population.

Bien qu'il existe une multitude de technologies lasers avec des architectures différentes, les interactions lumière-matière ainsi que les éléments principaux d'une cavité restent sensiblement les mêmes. C'est pourquoi nous rappellerons brièvement le fonctionnement d'une source laser en décrivant un à un les trois éléments essentiels qui la compose : le milieu amplificateur, le dispositif de pompage et la cavité.

1.1 Fonctionnement d'une source laser

1.1.1 Le milieu amplificateur

Il s'agit d'un milieu solide, liquide ou gazeux constitué de molécules, d'atomes ou encore d'ions, destiné à l'amplification d'une onde électromagnétique via un processus d'émission stimulée. La composition du milieu amplificateur doit être soigneusement adaptée à l'émission laser souhaitée car c'est de cette composition que résultent les propriétés d'absorption et d'émission du matériau.

Les milieux solides tels que les cristaux, les verres dopés massifs et plus récemment les fibres optiques sont les plus populaires et permettent de réaliser des sources émettant de l'ultraviolet jusqu'au domaine infrarouge moyen (de 200 nm à 2 000 nm environ). Les cristaux et les verres

dopés massifs ont des dimensions typiques de l'ordre de la dizaine du millimètre. Le faisceau incident est donc dimensionné à la même échelle pour maximiser le gain. La faible longueur d'interaction couplée à la surface du faisceau limite les effets non-linéaires. Néanmoins, les cristaux et les verres massifs sont, pour la plupart, très sensibles à la thermique car ils ne sont pas efficaces pour dissiper la chaleur accumulée lors du pompage. Ils ont besoin d'être régulés en température pour fonctionner convenablement. Pour ce faire des circuits de refroidissement sont généralement utilisés. Les fibres optiques présentent un rapport surface/volume plus important et dissipent plus efficacement la chaleur que les milieux amplificateurs massifs. De ce fait, pour une grande majorité, elles n'ont pas besoin d'un système de refroidissement supplémentaire.

Pour amplifier la lumière, il est nécessaire d'apporter une énergie extérieure au milieu amplificateur à l'aide d'un dispositif de pompage.

1.1.2 Le pompage

Le pompage est un apport d'énergie au milieu amplificateur, nécessaire à la réalisation de l'inversion de population. Les cristaux et les verres étaient initialement pompés par des lampes ou flashes. Avec les travaux initiés par N. G. Basov et P. Aigrain dans les années 60 [2] et les avancées effectuées dans le domaine des semi-conducteurs, les lasers privilégient aujourd'hui le pompage par diode laser.

Cet intérêt pour les diodes laser découle de la grande diversité de longueur d'onde d'émission proposée par ces composants semi-conducteurs avec des spectres plus étroits que les lampes. Ainsi les diodes laser s'adaptent plus facilement aux sections efficaces d'absorption des ions actifs présents dans les milieux amplificateurs. Les avantages liés à l'utilisation des diodes lasers dans les sources lasers sont multiples.

Le rendement électro-optique d'une diode laser est relativement élevé, typiquement entre 40% et 50%. De plus en raison du profil spectral de la lumière émise par la diode laser (spectre étroit à la longueur d'onde d'intérêt pour maximiser l'absorption), la quasi-totalité de la puissance optique délivrée par la diode laser est stockée par le milieu amplificateur. De ce fait si l'on calcule le rendement global du système, c'est-à-dire du rapport de la puissance moyenne optique produite sur la puissance utilisée, les lasers à solide pompés par diode laser présentent une efficacité globalement comprise entre 5% et 30% (cela dépend de l'architecture du laser, de son mode de fonctionnement, des espèces chimiques présentes dans le milieu amplificateur etc.). Les sources solides pompées par lampes/flashes quant à elles présentent une efficacité globale de 0,01% à quelques pourcents. En effet, ces dispositifs de pompage émettent sur un large spectre, de ce fait une majeure partie de la puissance optique émise n'est pas stockée dans le milieu amplificateur en raison de sa bande spectrale d'absorption.

La durée de vie des diodes laser est supérieure à celle des lampes/flashes que ce soit en régime continu ou en régime impulsionnel. De ce fait, les diodes lasers sont privilégiées dans le milieu industriel par exemple où le coup d'entretien et l'immobilisation (en raison de maintenance) du matériel sont des contraintes non négligeables.

De plus, le faible défaut quantique qui limite la thermique dans le milieu amplificateur ; ainsi que le bruit modéré engendré par ces composants, offrent également un avantage considérable quant à l'utilisation des semi-conducteurs. Les diodes lasers sont capables de délivrer des faisceaux monomodes à de faibles puissances moyennes avec une grande stabilité en amplitude.

1.1.3 Cavité ou résonateur optique

Comme écrit en amont dans le manuscrit, le laser est un résonateur avec une boucle de contre réaction positive. Cette contre réaction est assurée par la cavité qui piège partiellement la lumière intracavité.

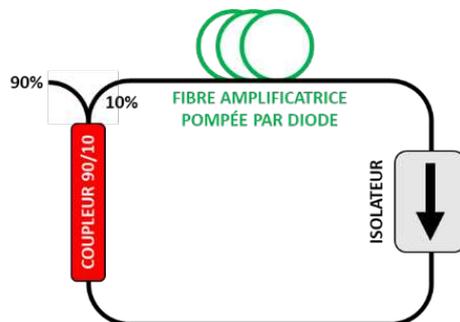


Figure 3 : Schéma d'une cavité laser unidirectionnelle fibrée en anneau constituée : d'un coupleur d'entrée et de sortie 90/10, d'une fibre amplificatrice pompée diode laser et d'un isolateur.

Prenons l'exemple d'une cavité en anneau fibrée (**fig. 3**), dans ce cas on utilise un coupleur d'entrée et de sortie qui extrait une partie de l'énergie hors de la cavité et qui en réinjecte suffisamment pour permettre au système d'osciller. Le sens de propagation au sein du système est dicté par l'isolateur optique (**fig. 3**).

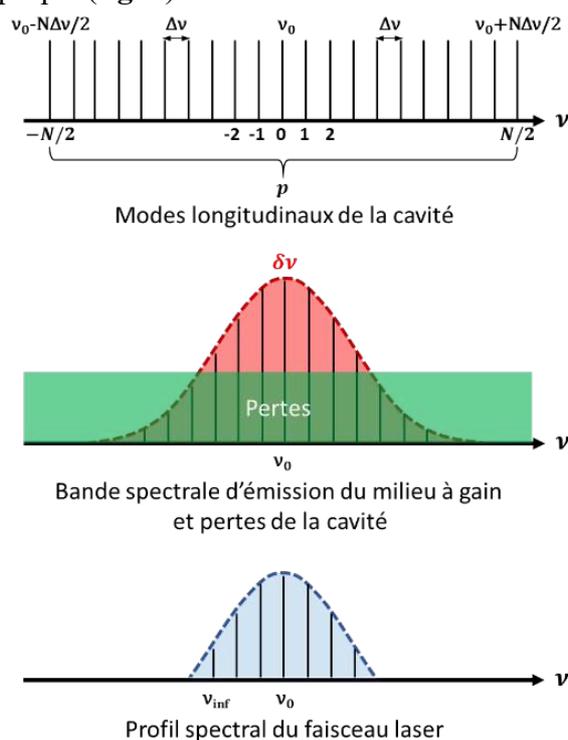


Figure 4 : Profil spectral du faisceau laser résultant du couplage entre les modes longitudinaux de la cavité et de bande d'émission du milieu à gain.

Au sein de cette cavité oscillent des fréquences quantifiées appelées modes longitudinaux ou modes propres de la cavité (fig. 4). Ces fréquences sont définies par la relation :

$$\nu_p = p \frac{c}{nL} = p\Delta\nu \quad \text{Eq. 1}$$

avec c : la célérité de la lumière dans le vide, n : l'indice de réfraction du milieu, L : la longueur de la cavité et p : un nombre entier positif.

On appelle intervalle spectral libre (ISL) l'écart entre deux modes consécutifs : $\Delta\nu = \frac{c}{nL}$ ¹. Certaines de ces fréquences ν_p sont comprises dans la bande de gain notée $\delta\nu$ du milieu amplificateur (**fig. 4**). Ainsi le profil spectral du faisceau résulte du couplage entre les modes longitudinaux de la cavité et la bande spectrale d'émission du milieu à gain.

Le champ électrique \underline{E} d'un mode p est décrit sous forme complexe par :

$$\underline{E}_p(t) = A_p e^{i(\omega_p t + \varphi_p)} \quad \text{Eq. 2}$$

avec A_p , $\omega_p = 2\pi\nu_p$ et φ_p l'amplitude, la pulsation et la phase propre du mode p considéré. Le champ électrique total intracavité s'exprime alors comme la somme des champs électriques propres aux N modes de la cavité :

$$\underline{E}_{tot}(t) = \sum_{p=0}^{N-1} A_p e^{i(2\pi(\nu_{inf} + p\Delta\nu)t + \varphi_p)} \quad \text{Eq. 3}$$

avec ν_{inf} correspondant à la fréquence la plus basse pour laquelle le gain est supérieur aux pertes.

La cavité résonne librement, les N modes oscillent (jusqu'à plusieurs milliers) indépendamment les uns des autres. Ce mode de fonctionnement d'une cavité laser est appelé **régime multimodes libre**. L'intensité du champ électrique, définie comme le carré du module du champ \underline{E} , résulte des interférences entre les différents modes, ainsi elle présente de rapides fluctuations temporelles avec une périodicité $T = 1/\text{ISL}$ qui correspond à la durée d'un tour de cavité (**fig. 5**).

$$I(t) \propto |\underline{E}_{tot}(t)|^2 \quad \text{Eq. 4}$$

Le régime multimode libre est aussi appelé régime continu car l'intensité perçue par un détecteur au temps d'intégration τ correspond à la moyenne des variations du module du champ électrique au carré sur le temps d'intégration :

$$I = \langle |\underline{E}_{tot}(t)|^2 \rangle_\tau \quad \text{Eq. 5}$$

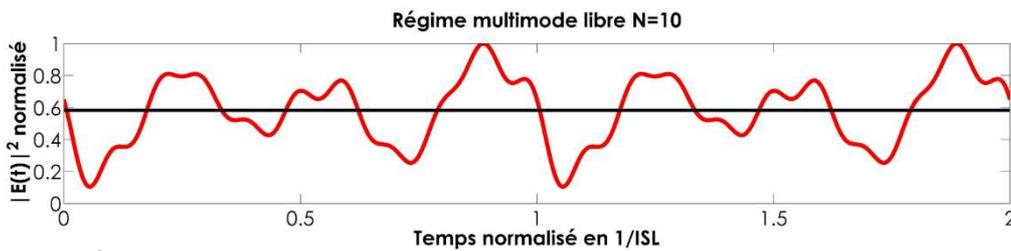


Figure 5 : Évolution au cours du temps (normalisé en $1/\text{ISL}$) de $|E(t)|^2$ et sortie d'une cavité où oscillent 10 modes (en rouge) et tracé de la valeur moyenne de l'intensité sur la plage de temps considérée (en noir).

Toutes les sources laser ne fonctionnent pas en régime multimode libre. En effet, il existe une pluralité d'architectures lasers : on retrouve par exemple des lasers monomodes [3,4] qui délivrent un faisceau composé d'un seul mode optique mais aussi des sources impulsionnelles où l'énergie n'est pas répartie de manière continue mais sous forme de trains d'impulsions.

¹ Dans la littérature on retrouve souvent un facteur 2 au dénominateur de ν_p et $\Delta\nu$ car on se place dans le cas d'une cavité de type Fabry-Pérot où la lumière fait des allers et retours dans la cavité ainsi la distance parcourue n'est plus L mais $2L$

1.2 Sources impulsives

Il est utile pour de nombreux domaines d'application de pouvoir générer des impulsions courtes à l'échelle nanoseconde, picoseconde, ainsi que des impulsions dites ultra-courtes dans la gamme femtoseconde. On peut citer par exemple la télédétection par laser, plus connue sous le nom de LIDAR (Light Detection And Ranging), qui est une technologie tirant profit des sources impulsives. Ces systèmes permettent de calculer par exemple la distance d'un objet par le biais de la réflexion des impulsions émises, ou encore de sonder l'atmosphère par rétrodiffusion ou atténuation de la lumière.

On retrouve également ces sources dans le domaine de l'usinage de pièces mécaniques de très petite taille (de l'ordre de 100 μm) où il est difficile de percer des matériaux de manière conventionnelle. Les lasers à impulsion microseconde / nanoseconde apportent une solution à cette problématique. Néanmoins, ces durées d'impulsion ne satisfont pas l'ensemble des exigences dans le domaine du micro-usinage notamment pour le marquage de certaines pièces. En effet, ces durées d'impulsions sont suffisamment élevées pour permettre à la matière d'absorber la chaleur. Ainsi, cette absorption engendre une fusion locale du matériau ce qui laisse des dépôts autour de la zone d'ablation. Pour certaines applications, comme des opérations de micro-usinage [5], les industriels utilisent des sources femto-secondes afin de s'affranchir de ces effets thermiques car la faible durée d'impulsion conduit à une absorption très forte, entraînant une ablation de la matière plus définie (fig. 6).

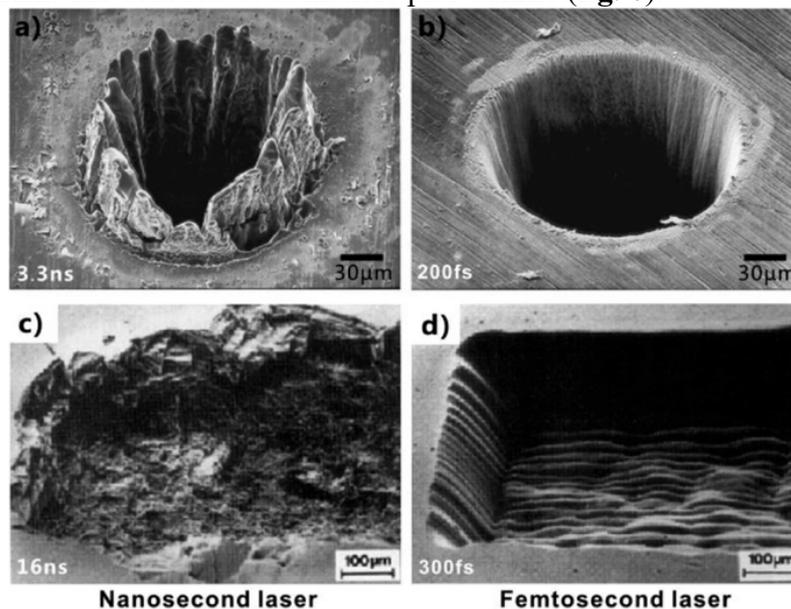


Figure 6 : Micro-usinage laser d'une feuille d'acier avec des impulsions ns (a,c) et femtoseconde (b,d) [6]

Les sources femto-secondes sont également utilisées dans le domaine de l'imagerie de fluorescence car minimisant les effets photo-toxiques sur les échantillons étudiés. On retrouve également ce type de sources dans une pluralité de domaines tels que la médecine, la femto-chimie, les télécommunications ou encore la physique des matériaux [6,7,8,9].

Pour parvenir à générer ces impulsions de plus en plus courtes il existe plusieurs méthodes efficaces en fonction de la durée d'impulsion envisagée. Dans cette partie nous aborderons le principe de « Q Switch » ainsi que du « blocage de modes ».

1.2.1 Q-switch

La grandeur Q est le facteur de qualité d'un résonateur optique. Un facteur Q élevé traduit de faibles pertes intracavité, au fur et à mesure que les pertes augmentent la valeur du facteur de qualité diminue. Le principe du Q-switch repose donc sur la variation contrôlée des pertes intracavité et permet de créer des impulsions énergétiques (au mieux de l'ordre la picoseconde).

La première phase du régime Q-switch consiste à entraver un retour de la lumière dans le milieu amplificateur. Cela revient à couper la rétroaction du système. La cavité ne résonne plus, l'effet laser est inhibé. Durant cette phase où la valeur de Q est minimale, le milieu amplificateur emmagasine de l'énergie jusqu'à atteindre une valeur seuil définie par l'architecture du système. Une fois que l'énergie stockée est maximale, le facteur Q bascule vers une valeur élevée. Le retour de la lumière vers le milieu amplificateur est de nouveau permis, la cavité entre en résonance. Très rapidement le nombre de photons intracavité augmente de manière exponentielle à cause d'une réaction en chaîne d'émissions stimulées successives ce qui conduit à la création d'une impulsion en sortie du laser (**fig. 7**). Dans une cavité Q-switch le milieu amplificateur est pompé en continu².

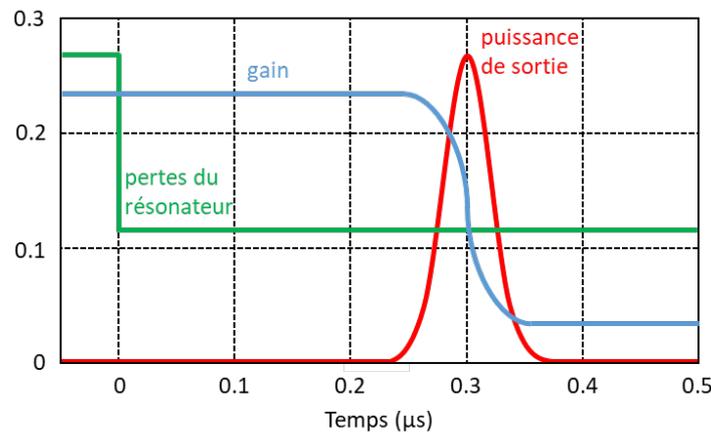


Figure 7 : Évolution temporelle du gain et des pertes dans un laser à commutation Q active. Le commutateur Q est activé à $t = 0$ [10].

Il est possible de réaliser cette opération de Q-switch à l'aide d'un dispositif actif. Un déclenchement mécanique peut être effectué via un miroir tournant placé dans la cavité qui selon sa position fait varier le facteur Q . On retrouve également l'utilisation de composants électro-optiques comme une cellule de Pockels couplée à un polariseur afin d'empêcher les retours dans la cavité lors du pompage. Enfin, certaines sources utilisent parfois un système acousto-optique qui diffracte le faisceau hors de la cavité lorsque son cristal est parcouru par une onde acoustique. Il est également possible de réaliser du Q-switch à l'aide d'un modulateur passif [10].

Comme nous l'avons dit en introduction, le régime Q-switch est privilégié pour générer des impulsions énergétiques. Ainsi, le temps entre deux déclenchements (c'est à dire entre une commutation d'un facteur Q faible vers une valeur élevée) doit être suffisamment long pour permettre au milieu amplificateur de stocker un maximum d'énergie. La durée d'impulsion obtenue avec la commutation Q est généralement de l'ordre de la nanoseconde (soit supérieure au temps d'un tour du résonateur) et l'énergie de l'impulsion générée peut être de l'ordre du millijoule. Pour générer des impulsions ultra-courtes dans le domaine de la sub-picoseconde on utilise la technique de « blocage de modes ».

² Contrairement au G switch qui repose sur une modulation du gain et où le milieu amplificateur est pompé en régime pulsé.

1.2.2 Blocage de modes

Nous avons introduit précédemment (partie « 1.1.3 La cavité ou résonateur optique ») comment fonctionnait un laser en régime continu multimodes libre. Le faisceau est composé d'une multitude de modes avec une phase et une amplitude propre. Le champ total s'exprime alors comme la somme des champs des modes longitudinaux :

$$\underline{E}_{tot}(t) = \sum_{p=0}^{N-1} A_p e^{i(\omega_p t + \varphi_p)} \quad \text{Eq. 6}$$

Le principe de blocage (ou verrouillage) de modes réside dans la maîtrise de la phase de chaque mode oscillant dans la cavité laser. **L'objectif est d'obtenir des interférences constructives en imposant une relation de phase entre les modes contrairement au laser multimode libre.** Ainsi chaque mode voit sa phase $\varphi_p = \varphi_0$. En supposant que l'amplitude est la même pour chacun des modes $A_p = A_0$ et que $\varphi_0 = 0$, l'Éq. 6 devient :

$$\underline{E}_{tot}(t) = A_0 e^{i\omega_{inf} t} \sum_{p=0}^{N-1} e^{ip\Delta\omega t} \quad \text{Eq. 7}$$

A partir de cette forme complexe on exprime la partie réelle du champ total (**Annexe A**) comme :

$$E_{tot}(t) = A_0 \frac{\sin((N\pi\Delta\nu t))}{\sin(\pi\Delta\nu t)} \quad \text{Eq. 8}$$

Ainsi on en déduit l'expression de l'intensité au cours du temps :

$$I(t) = |\underline{E}_{tot}|^2 = A_0^2 \left(\frac{\sin((N\pi\Delta\nu t))}{\sin(\pi\Delta\nu t)} \right)^2 \quad \text{Eq. 9}$$

Le signal temporel en sortie est alors une impulsion dont l'amplitude résulte de la somme des amplitudes de chaque mode en phase dans la cavité. Les modes sont dits verrouillés lorsque le terme de phase est identique et constant pour la grande majorité des modes intracavité. Les interférences constructives se répètent alors d'un tour à l'autre dans la cavité soit une période :

$$T = \frac{1}{ISL} = \frac{nL}{c} \quad \text{Eq. 10}$$

La **figure n°8** représente l'évolution de l'intensité au cours du temps d'un laser fibré en anneau avec 1,5,10 et 50 modes longitudinaux en phase (amplitude A_0 constante pour chaque mode). L'impulsion générée par ce principe de verrouillage de modes présente une largeur temporelle à mi-hauteur $\Delta\tau$ fonction du nombre de modes en phase dans la cavité [**11**]:

$$\Delta\tau \approx \frac{T}{N} = \frac{1}{N\Delta\nu} \quad \text{Eq. 11}$$

On comprend alors que pour une longueur de cavité donnée, un système à blocage de modes génère des impulsions d'autant plus courtes que la largeur spectrale du milieu amplificateur $\delta\nu_{gain}$ est grande car elle augmente directement le nombre de modes longitudinaux qui oscillent dans la cavité. Ce modèle, qui suppose que tous les modes longitudinaux ont la même amplitude est utile pour illustrer la relation entre le nombre de modes et la durée de l'impulsion.

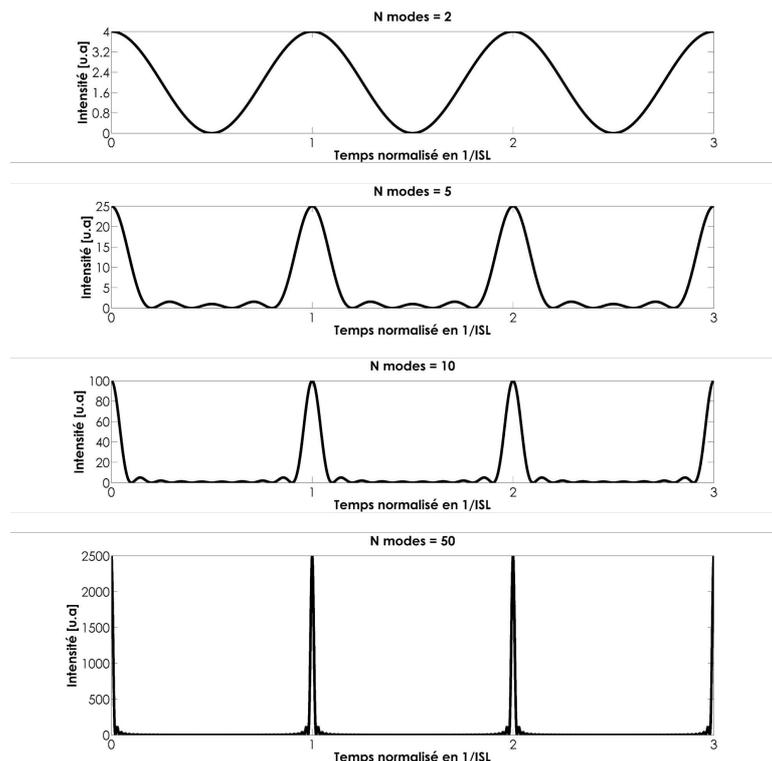


Figure 8 : Intensité résultante du blocage de N modes au court du temps. Le temps est normalisé en $1/ISL$, une unité correspond à un tour de cavité laser.

En réalité les modes n'ont pas la même amplitude, ainsi l'équation 9 qui exprime la forme temporelle de l'impulsion est une approximation. Les impulsions créées par blocage de modes ont une forme qui résulte de la superposition des différentes amplitudes des modes et c'est pourquoi la forme de ces impulsions varie d'une source laser à l'autre. La durée d'une impulsion est limitée par le spectre de l'impulsion et dépend de la forme temporelle de celle-ci. C'est pourquoi la limite de la durée à mi-hauteur d'une impulsion est régie par l'inégalité :

$$\Delta\tau\Delta\nu \geq K \quad \text{Eq. 12}$$

où $\Delta\nu$ correspond à la largeur spectrale de l'impulsion.

Le facteur K dépend de la forme de l'impulsion:

Forme temporelle	Gaussienne	Lorentzienne	Hyperbolique
K	0.441	0.22	0.318

Tableau 1 : Facteur K pour différentes formes d'impulsion [12]

La durée théorique minimale d'une impulsion est appelée durée limitée par Transformée de Fourier (TF). Par exemple pour une impulsion gaussienne centrée en 1053 nm et de largeur spectrale 10 nm, la durée d'impulsion limitée par TF vaut $\Delta\tau_{impulsion}^{TF} \approx 160$ fs.

Le blocage de modes peut s'effectuer par différentes techniques, on distingue ici deux méthodes différentes : le blocage de modes actif et le blocage de modes passif.

1.2.2.1 Blocage de modes actif

A l'aide de composants électro-optiques ou encore acousto-optiques, il est possible de moduler la fréquence et l'amplitude afin de créer des impulsions par interférences entre les modes. Au fur et à mesure que les impulsions oscillent intracavité, une relation de phase s'installe progressivement entre les modes ce qui favorise le régime impulsionnel par rapport au régime

multimode libre pour aboutir à un régime de blocage de modes. Les résultats sont limités par les performances des composants utilisés. La différence avec le régime Q-switch vient du fait que les modulations d'amplitude/fréquence sont nettement plus rapides pour un laser à blocage de modes. Grâce à cette méthode il est possible d'obtenir des impulsions, plus courtes que celles générées par Q-switch, dont la durée est inférieure à la durée d'un tour de cavité soit quelques dizaines de picosecondes [13]. Pour générer des impulsions femtosecondes, il est nécessaire de recourir au blocage de modes dit passif permettant de réaliser des modulations encore plus rapides.

1.2.2.2 Blocage de modes passif

Cette méthode ne nécessite pas de synchronisation contrairement au blocage de mode actif et permet d'obtenir des trains d'impulsions dans le domaine de la femtoseconde. On distingue deux catégories de laser à blocage de modes passifs, ceux dont la modulation des pertes se fait à l'aide d'un absorbant saturable et ceux qui exploitent des phénomènes d'optique non linéaire. Ces différentes méthodes seront développées dans le chapitre suivant « **Ch.2 - 2.2 Modulation d'amplitude dans une cavité laser fibrées à blocage de modes passif** ».

2 MÉCANISMES DE GUIDAGE DE LA LUMIÈRE DANS UNE FIBRE OPTIQUE

Les lasers à fibre suscitent l'intérêt des scientifiques et des industriels, selon une étude publiée dans la revue *Industrial Laser solution* [14], les lasers à fibre représentaient en 2019 plus de 50% de la valeur du marché mondial des lasers industriels (**fig. 9**). Ce succès s'explique par les propriétés intrinsèques de ces sources, soient une excellente qualité de faisceau, une grande efficacité optique, une compacité et une robustesse remarquables ainsi qu'une aptitude à dissiper la chaleur qui exempte la majorité de ces lasers de systèmes de refroidissement.

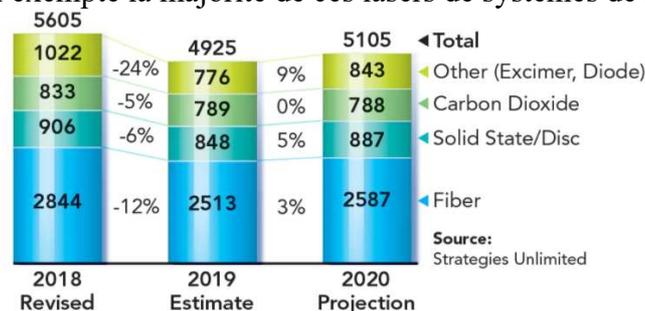


Figure 9 : Évolution de la valeur du marché mondial des laser industriels par catégories (en million de \$) de 2017 à 2019 [14].

Dans cette partie je rappellerai dans un premier temps quelques notions essentielles à propos du guidage de la lumière dans les fibres optiques et je présenterai les fibres optiques que nous avons utilisées dans le cadre de cette étude : des fibres monomodes passives et des fibres amplificatrices monomodes simple gaine et double gaine, le tout à maintien de polarisation.

2.1 Guidage par réflexion totale interne

Une fibre optique classique (aussi appelée fibre à saut d'indice) est un guide d'onde formé d'un cœur et d'une gaine homogènes constitués de silice (**fig. 10**).

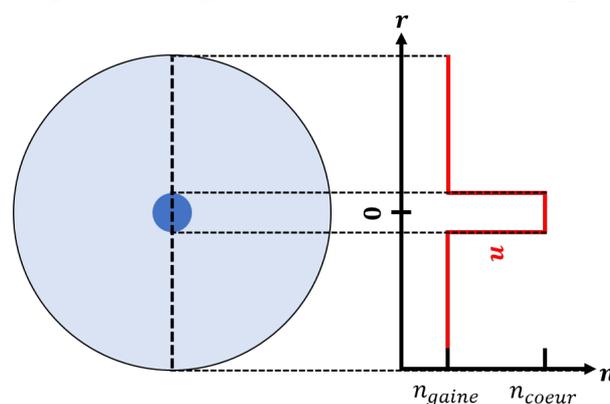


Figure 10 : Schéma de la coupe transverse d'une fibre optique à saut d'indice et représentation de l'évolution transverse de l'indice de réfraction du milieu.

L'indice de réfraction du cœur $n_{\text{cœur}}$ est plus élevé que celui de la gaine n_{gaine} . Ainsi le mécanisme à l'origine du confinement des faisceaux au cœur de la fibre repose sur une succession de réflexions totales internes (RTI) conformément aux lois d'optique géométrique [15,16].

La propagation d'une onde électromagnétique dans une fibre optique n'est généralement pas représentée sous la forme de rayons régis par les lois de l'optique géométrique mais plutôt sous forme d'onde. Dans un milieu diélectrique homogène d'indice de réfraction n , la propagation

Oscillateur fibré à blocage de modes : fondamentaux

d'une onde électromagnétique monochromatique peut-être décrite par l'équation d'Helmholtz dont certaines des solutions $\vec{S}(\vec{r}, t)$ sont des fonctions du type ondes planes et sont appelés modes [17] :

$$\vec{S}(\vec{r}, t) = \vec{A}_0 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \quad \text{Eq. 13}$$

Le vecteur \vec{k} indique la direction de propagation de l'onde plane et est appelé vecteur d'onde. Sa norme s'exprime comme :

$$\|\vec{k}\| = k = n \frac{\omega}{c} \quad \text{Eq. 14}$$

Le vecteur d'onde peut être représenté dans un repère en 2D (**fig. 11**) où l'axe \vec{z} correspond à l'axe de propagation de la lumière le long du milieu diélectrique d'indice de réfraction n .

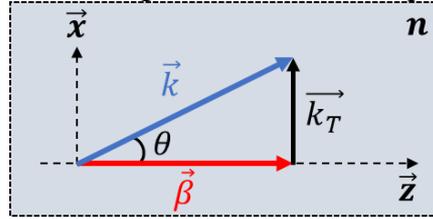


Figure 11 : Représentation schématique de la composante transverse (k_T) et longitudinale (β) du vecteur d'onde \vec{k} dans un plan 2D d'un milieu homogène d'indice n .

Ainsi, on introduit la constante longitudinale de propagation β qui correspond à la projection du vecteur d'onde sur l'axe \vec{z} :

$$\|\vec{\beta}\| = \beta = k \cos(\theta) = n \cos(\theta) \frac{\omega}{c} \quad \text{Eq. 15}$$

On définit alors l'indice effectif n_{eff} qui correspond à l'indice « perçu » par l'onde plane lors de sa propagation le long de l'axe \vec{z} :

$$n_{eff} = n \cos(\theta) \text{ avec } \theta \in \left[-\frac{\pi}{2}; \frac{\pi}{2}\right]. \quad \text{Eq. 16}$$

Cette définition de l'indice effectif traduit les limites suivantes : $0 \leq n_{eff} \leq n$. Ainsi, toute onde plane qui vérifie la condition de l'Éq.16 peut se propager dans un milieu diélectrique homogène d'indice de réfraction n (**fig.12**)

Comme énoncé en début de cette partie, une fibre optique classique est un guide d'onde formé d'un cœur et d'une gaine homogènes en silice dont les indices de réfraction respectifs vérifient l'inégalité $n_{cœur} > n_{gaine}$. **De ce fait, un mode est confiné dans le cœur d'une fibre à saut d'indice par RTI si son indice effectif vérifie la condition :**

$$n_{gaine} < n_{eff} \leq n_{cœur} \quad \text{Eq. 17}$$

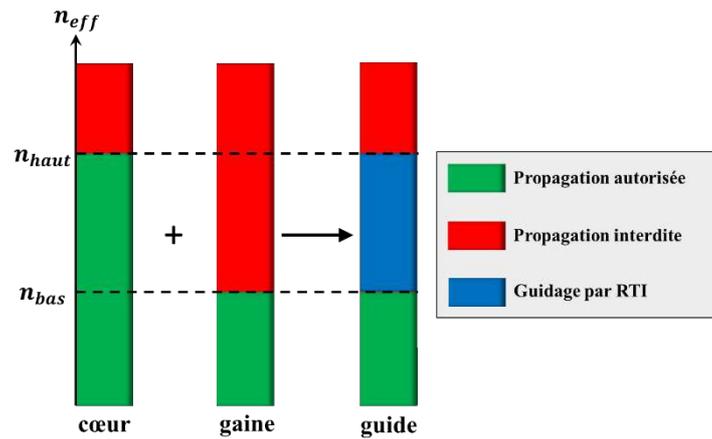


Figure 12 : Diagramme de propagation dans le cœur, la gaine et le guide pour un mode donné en fonction de l'indice effectif. Le confinement de l'onde dans le cœur se fait par guidage RTI.

Les modes de propagation de la lumière dans une fibre optique sont appelés modes transverses. Ils correspondent à une configuration transverse du champ électromagnétique qui se propage sans se déformer spatialement au cours de la propagation. Dans le cas d'une fibre classique, la différence d'indice $\Delta n = n_{cœur} - n_{gaine}$ est de l'ordre de 10^{-3} . A cause du faible delta d'indice, les modes propagatifs sont désignés par le terme de « Linear Polarized » modes et se notent par convention LP_{lm}^e ³ car leur polarisation peut être approchée par une polarisation linéaire [18]. La distribution spatiale de l'intensité spécifique pour une douzaine de modes LP_{lm}^e est représentée sur la figure 13.

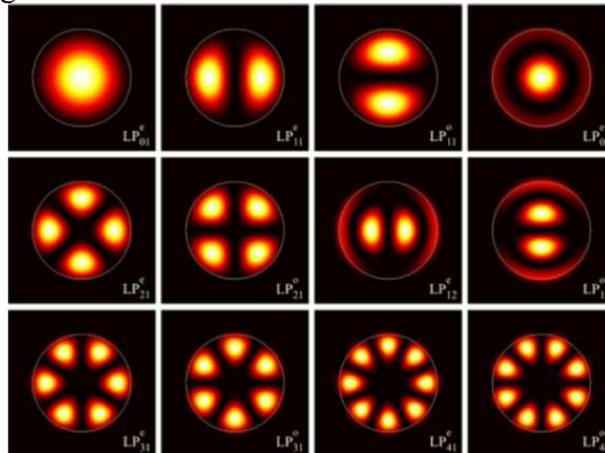


Figure 13 : Distribution spatiale de l'intensité pour différents modes transverses LP_{lm}^e dans une fibre à saut d'indice [18].

Le mode LP_{01}^e est appelé mode fondamental. Il correspond au mode à l'indice effectif le plus élevé et par conséquent au premier mode guidé dans la fibre. **Les autres modes sont appelés modes d'ordre supérieurs** (HOM pour High Order Mode).

L'apparition de ces modes de propagations supplémentaires dépend de la fréquence normalisée V , définie telle que :

$$V = \frac{2\pi r \sqrt{n_{cœur}^2 - n_{gaine}^2}}{\lambda} \quad \text{Eq. 18}$$

avec r le rayon du cœur de la fibre. On définit communément l'ouverture numérique (ON) par :

³ L'indice l correspond au nombre azimutal et m au nombre radial.

$$ON = \sqrt{n_{\text{coeur}}^2 - n_{\text{gaine}}^2} \quad \text{Eq. 19}$$

Dans cette publication [18], Ivan Gomez-Castellanos et al. calculent, entre autre, les fréquences spécifiques à partir desquelles un mode d'ordre supérieur peut exister dans une fibre à saut d'indice classique. On parle de fréquences de coupure V_c . Concernant le premier HOM (LP₁₁), sa fréquence de coupure vaut $V_c = 2.405$. On en déduit alors l'expression de la longueur d'onde de coupure associée :

$$\lambda_c = \frac{2\pi r ON}{2.405} \quad \text{Eq. 20}$$

Ainsi, pour une fibre optique à saut d'indice, il est possible d'avoir un comportement multimode pour des longueurs d'onde inférieures ou égales à λ_c . Ce comportement est représenté sur la **figure 14**.

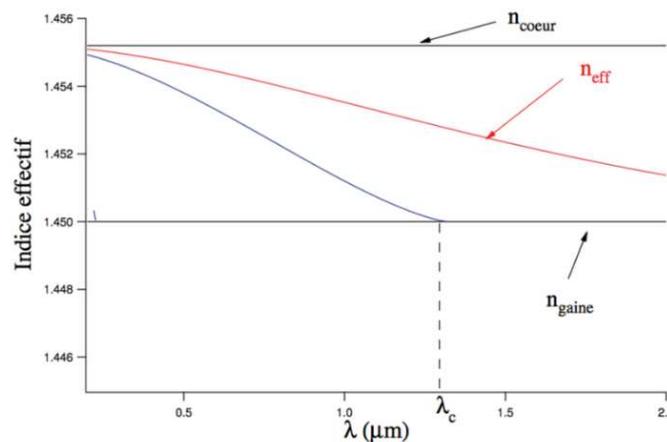


Figure 14 : Évolution de l'indice effectif du mode fondamental (courbe rouge) et du premier mode d'ordre supérieur (courbe bleue) au sein d'une fibre saut d'indice en fonction de la longueur d'onde [19].

Le schéma montre que pour le mode fondamental (courbe rouge, n_{eff} le plus élevé), l'indice effectif vérifie la condition de l'Éq.17 sur toute la gamme de longueur d'onde représentée. Le HOM (courbe bleue) quant à lui n'existe que pour des longueurs d'onde inférieures à la longueur d'onde coupure λ_c puisque pour des valeurs supérieures de λ , il ne vérifie plus la condition du guidage par RTI. Une fibre est dite monomode lorsqu'un seul mode transverse peut se propager dans le cœur, par conséquent lorsque $V < V_c$. Dans le cas contraire la fibre est dite multimode, l'Éq.18 montre qu'à une longueur d'onde donnée une fibre est d'autant plus multimode que son diamètre de cœur / différence d'indice cœur gaine est élevé. Typiquement pour une longueur d'onde de 1 μm , les fibres monomodes PM980 de chez Nufern ont un diamètre de cœur d'environ 6 μm .

Au vu de la symétrie et de l'isotropie des matériaux des fibres à saut d'indice, celles-ci ne devraient pas (en théorie) altérer la polarisation de la lumière qui s'y trouve confinée. En pratique ça n'est pas le cas, les procédés de fabrication n'étant pas parfaits la fibre présente des inhomogénéités ce qui induit une biréfringence⁴ aléatoire (très faible) dans le cœur. Sur de longues distances cette biréfringence même très faible s'accumule ce qui a tendance à modifier l'état de polarisation initial de la lumière. Pour des raisons pratiques il est commun d'enrouler les fibres, cependant les contraintes générées par les courbures sont également à l'origine de la dégradation de l'état de polarisation du champ électromagnétique au cœur de la fibre. Pour

⁴ La biréfringence correspond à la différence d'indice selon les axe x et y de la fibre : $\Delta n = |n_x - n_y|$

certaines applications il est nécessaire de conserver l'état de polarisation initial de la lumière c'est pourquoi **il existe des fibres à maintien de polarisation** (ou fibres PM, de l'anglais Polarization Maintaining) qui présentent une biréfringence plus forte⁵ dans le cœur qu'une fibre classique.

2.2 Fibre à maintien de polarisation

Pour obtenir une telle biréfringence il existe plusieurs géométries de fibres [20]. Dans le cas de cette étude nous avons exclusivement utilisé des fibres PM dites PANDA (**fig. 15**) qui présentent des inclusions de silice dopée au bore (aussi appelées barreaux de contraintes), disposées de part et d'autre du cœur. Ces barreaux de silice dopée au bore induisent des contraintes mécaniques sur le cœur de la fibre lors de la fabrication de la fibre [20].

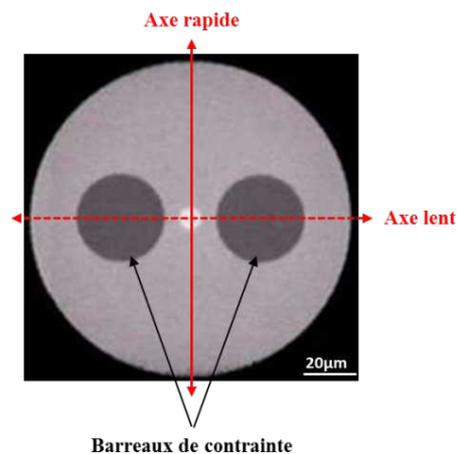


Figure 15 : Coupe transverse imagée au microscope d'une fibre à maintien de polarisation type PANDA modèle FUD3460 de chez Nuferrn.

La fibre PM présente ainsi deux axes propres de polarisation appelés axe lent et axe rapide (voir **fig. 15**). Dans un cas idéal, un champ électromagnétique polarisé linéairement conserve son état de polarisation initial au cours de sa propagation dans une fibre PM si, en amont, l'onde a été injectée selon l'un de ces deux axes. Ces guides d'onde sont largement moins sensibles aux contraintes extérieures que les fibres non PM, néanmoins lorsque les contraintes induites par courbure sont trop importantes, une fibre à maintien de polarisation peut perdre son caractère PM.

En pratique, si l'on injecte un faisceau polarisé linéairement selon l'axe rapide on observera en sortie de fibre un transfert partiel d'énergie vers l'axe lent. Il est possible de mesurer ce ratio de puissance axe lent / axe rapide en sortie de fibre en plaçant un dispositif composé d'un détecteur type puissance mètre placé derrière un polariseur, en sortie de la fibre. En jouant sur l'orientation du polariseur il est possible de transmettre au détecteur exclusivement la lumière polarisée soit sur l'axe lent soit sur l'axe rapide et d'en mesurer la puissance. La qualité du maintien de polarisation du tronçon de fibre est alors définie par le PER (Polarisation Extinction Ratio).

$$PER = 10 \log \left(\frac{P_{axe\ rapide}}{P_{axe\ lent}} \right) \quad \text{Eq. 21}$$

avec $P_{axe\ lent}$ et $P_{axe\ rapide}$ la puissance du faisceau polarisé selon l'axe lent et l'axe rapide en sortie de la fibre à maintien de polarisation (en supposant une injection sur l'axe rapide).

⁵ Typiquement la biréfringence d'une fibre monomode standard est de l'ordre de $\Delta n = 10^{-7}$ tandis que pour une fibre à maintien de polarisation le delta d'indice est de l'ordre 10^{-4} à 10^{-3}

Typiquement, le PER d'une fibre commerciale est de l'ordre de 20 dB. Ainsi, en considérant le cas décrit précédemment (injection selon l'axe rapide), la fibre garantit que 99% de la puissance du faisceau de sortie est selon l'axe rapide et seulement 1% selon l'axe lent.

2.3 Fibre double gaine dopées aux ions terres rares

Grâce à des processus de déposition de vapeur tels que les procédés MCVD (Modified Chemical Vapor Deposition) ou encore OVD (Outside Vapor Deposition), **il est possible de modifier la composition chimique de la silice en y incorporant des dopants [16,21,22]**. Le germanium ou le phosphore par exemple servent à augmenter l'indice de la silice mais il est également possible de doper le milieu avec des ions terres rares capables d'amplifier la lumière guidée par émission stimulée. **Ces fibres dopées aux ions terres rares sont dites actives et constituent les milieux amplificateurs des sources lasers fibrées.** Les principaux ions utilisés sont l'ytterbium et l'erbium qui émettent respectivement autour de $1\ \mu\text{m}$ et $1.55\ \mu\text{m}$ mais il existe d'autres dopants actifs comme le Néodyme et Praséodyme qui émettent dans le visible ainsi que le Thulium et l'Holmium qui permettent d'obtenir des longueurs d'onde aux alentours de $2\ \mu\text{m}$. Les fibres optiques actives sont exclusivement pompées optiquement. Dans une fibre monomode le signal et la pompe sont injectés dans le cœur, les ions sont par conséquent excités par le faisceau pompe puis dépeuplés par le signal tout au long de leur propagation dans la fibre. Dans une architecture fibrée, les fibres optiques sont généralement soudées entre elles afin d'obtenir un système robuste. Il est possible de souder des fibres optiques dont les diamètres des modes (MFD pour Mode Field Diameter) sont différents. La taille du mode dépend du caractère modal de la fibre, ainsi une forme empirique définit la valeur du MFD⁶ [16] :

$$\frac{w}{a} \approx 0.65 + 1.619V^{-\frac{3}{2}} + 2.879V^{-6} \quad \text{Eq. 22}$$

avec w le rayon du mode et a le rayon physique du cœur de la fibre.

Le couplage de l'intensité lumineuse entre deux modes dont les distributions spatiales sont respectivement décrites par les fonctions $\Psi_1(x, y)$ et $\Psi_2(x, y)$ **dépend de l'intégrale de recouvrement entre les deux modes considérés.** On définit alors η le taux de couplage entre les deux modes :

$$\eta = \frac{\left| \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi_1(x, y) \cdot \Psi_2(x, y) dx dy \right|^2}{\int_{-\infty}^{+\infty} \Psi_1(x, y) \cdot \Psi_1(x, y) dx dy \times \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi_2(x, y) \cdot \Psi_2(x, y) dx dy} \quad \text{Eq. 23}$$

Ainsi il est nécessaire d'injecter un faisceau pompe monomode pour une amplification optimale. Aujourd'hui les diodes lasers monomodes sont fortement limitées en puissance moyenne (de l'ordre de la centaine de mW), au-delà de cette limite les diodes lasers délivrent alors des faisceaux multimodes qui ne peuvent pas être exploités en utilisant des fibres actives avec une géométrie classique cœur-gaine.

Cependant il existe une architecture de fibre ingénieuse couramment utilisée capable de guider un faisceau pompe multimode tout en conservant un caractère monomode dans le cœur de la fibre : ce sont les **fibres double gaines [23]**. Ces fibres sont composées d'un cœur monomode dopé où le signal se propage et d'un deuxième cœur concentrique de diamètre

⁶ Cette formule n'est valable que pour le mode LP₀₁ et pour une fréquence normalisée V proche de 2.405.

beaucoup plus important⁷ où circule le faisceau pompe multimode le tout entouré par une gaine de bas indice (fig. 16). Ainsi il est possible de conserver la qualité spatiale du signal tout en utilisant des diodes lasers de pompe plus puissantes (plusieurs W). Dans cette configuration les ions actifs sont excités par le recouvrement spatial entre le mode de la pompe et celui du cœur. L'absorption est moins efficace que dans le cas où la pompe est directement injectée dans le cœur avec le signal, néanmoins en utilisant des longueurs de fibres plus importantes il est possible de compenser fortement cette différence⁸.

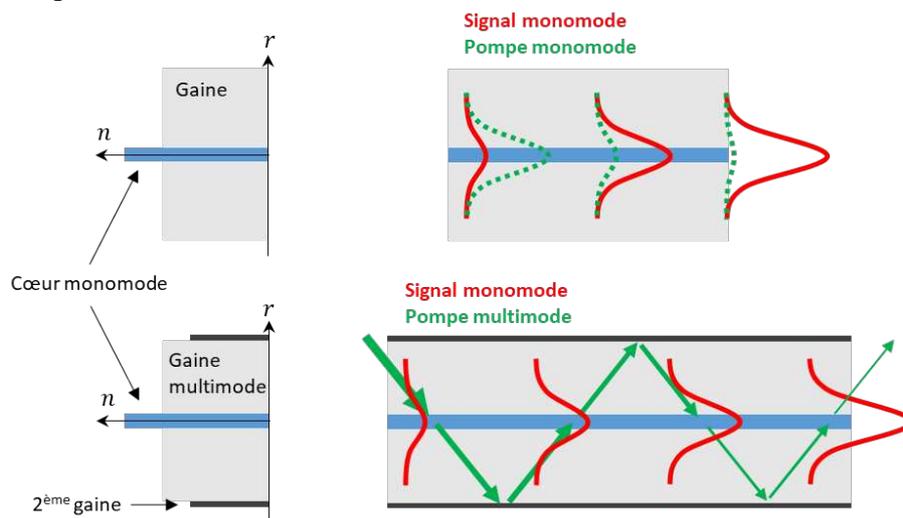


Figure 16 : Schéma d'une fibre standard pompée cœur (en haut) et d'une fibre double gaine pompée gaine (en bas).

Une des qualités majeures des sources fibrées est la grande qualité spatiale du faisceau émis due à l'utilisation de fibres monomodes (distribution spatiale gaussienne). Cependant nous avons vu au cours de cette partie que le caractère modal d'une fibre pour une longueur d'onde donnée dépend du diamètre du cœur et de l'ON. La diminution du contraste Δn est difficile à maîtriser cela limite la taille maximale du cœur possible pour conserver un régime de propagation monomode. **Ces dépendances du régime modal de la propagation induisent une nouvelle limite en puissance crête par impulsion à cause des effets d'optiques non-linéaire** qui sont généralement considérés comme parasites. Ces phénomènes physiques sont fonction de l'intensité (rapport de la puissance crête sur la surface), ainsi il est nécessaire d'en tenir compte lors de la réalisation d'une source fibrée de forte énergie.

⁷ Par exemples, la fibre commerciale de Nufern PM-YDF-5/130-VIII a un cœur monomode de $6 \mu\text{m}$ et un cœur multimode de $130 \mu\text{m}$ (à noter que ces dimensions correspondent à des diamètres).

⁸ Pour les fibres optiques on parle d'absorption linéique, celle-ci est exprimée en dB/m .

3 PROPAGATION ET AMPLIFICATION D'UNE IMPULSION DANS UNE FIBRE OPTIQUE

Une impulsion laser de longueur d'onde centrale λ_0 est communément représentée sous la forme d'une variation temporelle du champ électrique complexe $\underline{E}(t)$ tel que :

$$\underline{E}(t) = \underline{A}(t)e^{i\omega_0 t} \quad \text{Eq. 24}$$

avec $\underline{A}(t) = |A(t)|e^{i\varphi(t)}$ l'enveloppe complexe, $|A(t)|$ l'amplitude réelle, $\varphi(t)$ la phase temporelle et ω_0 la pulsation centrale dans le vide. Dans le cas d'une impulsion courte (de l'ordre de la centaine de femtosecondes), il est toujours possible de considérer seulement l'enveloppe complexe $\underline{A}(t)$ car elle varie lentement par rapport à la porteuse [11]. L'expression du champ électrique se simplifie et s'écrit alors sous les formes suivantes dans le domaine temporel et spectral :

$$\underline{\mathcal{E}}(t) = |A(t)|e^{i\varphi(t)} \text{ et } \underline{\mathcal{E}}(\omega) = |A(\omega)|e^{-i\varphi(\omega)} \quad \text{Eq. 25}$$

Les fonctions temporelle et spectrale du champ électrique sont reliées par la transformée de Fourier :

$$\underline{E}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \underline{E}(t)e^{-i\omega t} dt \text{ et } \underline{E}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \underline{E}(\omega)e^{-i\omega t} d\omega \quad \text{Eq. 26}$$

On exprime communément une impulsion courte dans le domaine spectral, ainsi on utilise alors les termes d'amplitude spectrale pour $|A(\omega)|$ et de phase spectrale pour $\varphi(\omega)$.

3.1 Dispersion chromatique

L'indice de réfraction d'un milieu est fonction de la fréquence de l'onde incidente. Cette dépendance spectrale de $n(\omega)$ est désignée par le terme de dispersion chromatique (dispersion du matériau). Il existe d'autres formes de dispersion que la dispersion chromatique comme la dispersion modale ou la dispersion de polarisation qui sont liées à la dispersion du guide. Cependant, nous ne développerons pas ces notions dans ce manuscrit car, comme nous avons utilisé des fibres monomodes et à maintien de polarisation, il est possible de négliger la dispersion modale ainsi que la dispersion de polarisation [16].

Comme nous l'avons introduit dans la première partie de ce chapitre, une impulsion courte est composée d'une multitude de modes longitudinaux. **Lors de sa propagation dans une fibre de longueur L , l'impulsion accumule une phase spectrale :**

$$\varphi(\omega) = n(\omega)\frac{\omega}{c}L = \beta(\omega)L \quad \text{Eq. 27}$$

Afin de modéliser le phénomène de dispersion on réalise un développement de Taylor autour de la porteuse :

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{\beta_2}{2}(\omega - \omega_0)^2 + \dots + \frac{\beta_n}{n!}(\omega - \omega_0)^n \quad \text{Eq. 28}$$

Les termes β_n correspondent aux dérivés successives à l'ordre n de la constante de propagation par rapport à ω en ω_0 . et s'expriment en $s^n \cdot m^{-1}$:

$$\beta_n = \left. \frac{d^n \beta(\omega)}{d\omega^n} \right|_{\omega=\omega_0} \quad \text{Eq. 29}$$

$\beta_1 = \left. \frac{d\beta(\omega)}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0} = \frac{1}{L} T_g(\omega_0) = \frac{1}{v_g}$: correspond au **décalage de groupe par unité de longueur**, il est inversement proportionnel à la **vitesse de groupe**, v_g qui traduit la vitesse à laquelle se propage l'ensemble des composantes spectrales de l'impulsion. Ainsi ce terme n'a pas de répercussion sur la forme de l'impulsion.

β_2 : le second terme est la **dispersion chromatique de vitesse de groupe** (GVD pour Group Velocity Dispersion). Il exprime la disparité entre les vitesses de propagation de chacune des composantes spectrales de l'impulsion. Cette différence de propagation conduit à une déformation temporelle de l'impulsion au cours de sa propagation dans la fibre optique. On parle aussi de **dérive en fréquence linéaire**.

Le terme β_2 peut être positif ou négatif, on distingue alors deux régimes de dispersion. Pour $\beta_2 > 0$ on parle de **dispersion normale**, les hautes longueurs d'onde se déplacent plus rapidement que les basses longueurs d'onde. Dans le cas contraire où $\beta_2 < 0$, la **dispersion** est dite **anormale** et cette fois-ci ce sont les basses longueurs d'onde qui se propagent plus rapidement que les hautes longueurs d'onde. Il existe une zone de transition entre ces deux régimes de dispersion appelé zéro de dispersion (ZDW pour Zero Dispersion Wavelength) où le terme β_2 nul.

A partir de β_3 les termes d'ordres supérieurs conduisent à une dérive en fréquence non-linéaire de l'impulsion. Plus une impulsion est courte, plus il faut considérer ces termes d'ordre supérieur afin de simuler au mieux la déformation de cette impulsion au cours de sa propagation dans une fibre.

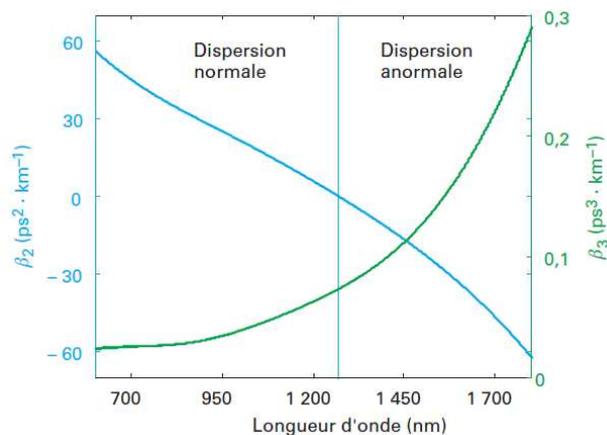


Figure 17 : Évolution de la dispersion de vitesse de groupe (bêta2) et de la dispersion d'ordre 3 (bêta3) de la silice en fonction de la longueur d'onde [24]

À titre d'indication la **fig.17** représente le comportement des coefficients β_2 et β_3 de la silice en fonction de la longueur d'onde. Les régimes de dispersion normale et anormale y sont également indiqués.

3.2 Non linéarités dans un milieu centrosymétrique

L'un des facteurs limitant dans la conception d'une source laser fibrée est l'apparition d'**effets non-linéaires** indésirables. Un champ électrique intense peut engendrer une réponse non linéaire du milieu au sein duquel il se propage. Dans le cas d'une fibre optique le champ est confiné dans un cœur micrométrique, la montée en énergie d'une impulsion conduit alors rapidement à une forte intensité. De plus la longueur d'interaction peut atteindre plusieurs mètres, ainsi le produit de l'intensité et de la longueur d'interaction favorise l'apparition de ces effets non-linéaires. Il est possible de modéliser ces phénomènes à l'aide du **vecteur de**

polarisation P qui traduit la réponse de la matière en présence d'un champ E . Pour un champ électromagnétique intense il est possible de développer P en plusieurs termes :

$$P = \varepsilon_0 \chi^{(1)}.E + \varepsilon_0 \chi^{(2)}.EE + \varepsilon_0 \chi^{(3)}.EEE + \dots \quad \text{Eq. 30}$$

avec ε_0 : la permittivité du vide et $\chi^{(n)}$: le tenseur de susceptibilité électrique d'ordre n . Le vecteur de polarisation P possède deux composantes, l'une linéaire P_L et l'autre non-linéaire P_{NL} , telles que :

$$P_L = \varepsilon_0 \chi^{(1)}.E \quad \text{Eq. 31}$$

$$P_{NL} = \varepsilon_0 (\chi^{(2)}.EE + \chi^{(3)}.EEE + \dots) \quad \text{Eq. 32}$$

Le tenseur de susceptibilité électrique $\chi^{(1)}$ est associé aux effets d'optique linéaire tels que l'indice de réfraction, l'absorption, la biréfringence [16]. La nature de la susceptibilité non-linéaire de la matière dépend de sa structure atomique. **La silice étant un matériau centrosymétrique elle ne possède pas de susceptibilité électrique d'ordre 2.** Ainsi, les impulsions confinées dans des fibres optiques sont donc principalement exposées aux effets non-linéaires du troisième ordre tels que l'**effet Kerr, la diffusion Raman ou encore le mélange à quatre ondes.** [16].

3.2.1 Effet Kerr optique

Le champ électrique d'une impulsion qui se propage dans un milieu transparent modifie la structure du milieu et par conséquent son indice de réfraction. Dans ce cas, **l'indice de réfraction devient fonction de l'intensité de l'impulsion** considérée, cette dépendance s'écrit :

$$n(\omega, I(z, t)) = n(\omega) + n_2 I(z, t) \quad \text{Eq. 33}$$

avec n_2 : l'indice non linéaire du matériau et $I(z, t)$: l'intensité du faisceau et fonction de l'espace et du temps.

La valeur de l'indice non linéaire est intrinsèque au matériau et dépend du tenseur de susceptibilité électrique d'ordre 3 [16].

$$n_2 = \frac{3}{8n} \text{Re} \left[\underline{\chi}^{(3)} \right] \quad \text{Eq. 34}$$

Dans le cas de la silice celui-ci vaut $n_2 = 3,2 \cdot 10^{-20} m^2 W^{-1}$ [16]. Pour de fortes intensités le terme non-linéaire de l'indice de réfraction n'est pas négligeable. Cette dépendance de l'indice en fonction de l'intensité donne lieu à deux phénomènes qui résultent de l'effet Kerr spatial et de l'effet Kerr temporel : ce sont l'**autofocalisation** et l'**automodulation de phase** (SPM pour Self Phase Modulation).

3.2.1.1 Effet Kerr spatial – Autofocalisation

Un faisceau gaussien (profil LP_{01}) est beaucoup plus intense au centre que sur ses ailes, ainsi lorsque ce faisceau transverse un milieu, l'indice $n(\omega, I(z))$ est alors plus important au centre du faisceau que pour ses ailes (Éq. 33). Par une simple approche d'optique géométrique on comprend alors que les rayons au centre du faisceau seront soumis à une réfraction optique plus forte que ceux en périphérie. **Le milieu se comporte alors comme une lentille c'est ce que l'on appelle le phénomène d'autofocalisation.**

Si ce phénomène n'est pas pris en compte, il est possible d'endommager les optiques puisque l'autofocalisation induit des surintensités dans le matériau traversé par le faisceau. Dans le cas d'une fibre optique, l'effet Kerr spatial peut conduire à une diminution de la taille du MFD. Néanmoins, dans le cas de cette étude la puissance crête maximale dans les fibres optiques est de l'ordre du kW or la puissance crête seuil de l'autofocalisation dans une fibre classique monomode est de l'ordre du MW. Nous serons par contre plus concernés par l'automodulation de phase, produit de l'effet Kerr temporel.

3.2.1.2 Effet Kerr temporel – Automodulation de phase

La dépendance temporelle de l'indice n s'écrit :

$$n(\omega, I(t)) = n(\omega) + n_2 I(t) \quad \text{Eq. 35}$$

Dans le cas d'une impulsion gaussienne (**fig. 18a**) de pulsation centrale ω_0 , la variation de l'indice effectif au cours du temps est proportionnelle au profil gaussien de l'intensité. L'indice effectif augmente dans un premier temps puis diminue le long de l'axe temporel de l'impulsion. Cette variation s'exprime comme :

$$\frac{dn(t)}{dt} = n_2 \frac{dI(t)}{dt} \quad \text{Eq. 36}$$

Cette dépendance de l'indice de réfraction à l'intensité induit, au cours de la propagation de l'impulsion dans une fibre optique de longueur L , **un terme de phase non linéaire** à la phase temporelle de l'impulsion $\varphi(t)$:

$$\varphi(t) = (n_0 + n_2 I(t)) \frac{\omega_0}{c} L \quad \text{Eq. 37}$$

$$\varphi(t) \equiv \varphi_L(t) + \varphi_{NL}(t) \quad \text{Eq. 38}$$

La phase non linéaire accumulée au cours de la propagation peut s'exprimer comme :

$$\varphi_{NL}(t) = n_2 \frac{\omega_0}{c} I(t) L = \gamma L P(t) \quad \text{Eq. 39}$$

avec γ le coefficient non linéaire :

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}} \quad \text{Eq. 40}$$

où A_{eff} : est l'air effective du mode de propagation.

La phase non-linéaire accumulée croît au fur et à mesure que la longueur d'interaction L et la puissance crête $P(t)$ sont élevées. **Cette variation temporelle de la phase conduit à une dérive de la fréquence instantanée $\omega(t)$** autour de la porteuse ω_0 (**fig. 18b**) telle que :

$$\omega(t) = \omega_0 - \frac{d}{dt} \varphi_{NL}(t) = \omega_0 - \gamma L \frac{dP(t)}{dt} \quad \text{Eq. 41}$$

$$\omega(t) \equiv \omega_0 - \omega_{NL}(t) \quad \text{Eq. 42}$$

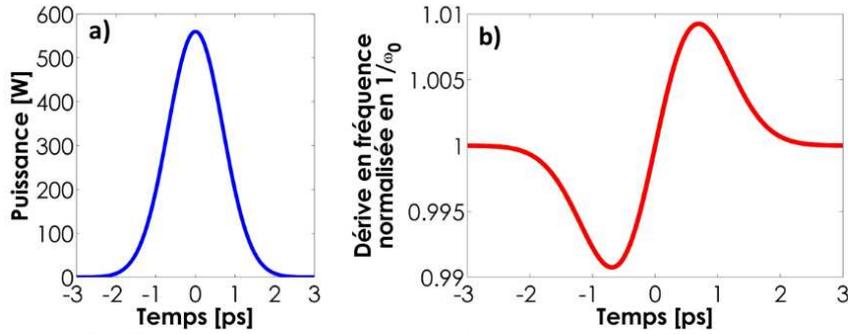


Figure 18 : (a) Profil gaussien de l'intensité au cours du temps d'une impulsion ; (b) dérive en fréquence normalisée en $1/\omega_0$ au cours du temps.

Dans le cas d'une impulsion avec une forme temporelle gaussienne cette dérive en fréquence induit un élargissement spectral symétrique de l'impulsion de part et d'autre de la longueur d'onde centre de l'impulsion.

La simulation **fig. 19** représente l'élargissement spectral résultant de l'automodulation de phase d'une impulsion de 1nm de large centrée en 1053 nm d'une durée approximative de 1,6 ps⁹ avec une énergie de 1 nJ après 5 mètres de propagation dans une fibre optique monomode avec un MFD de 6 μm ($\Delta\lambda_{SPM} \approx 10 \text{ nm}$).

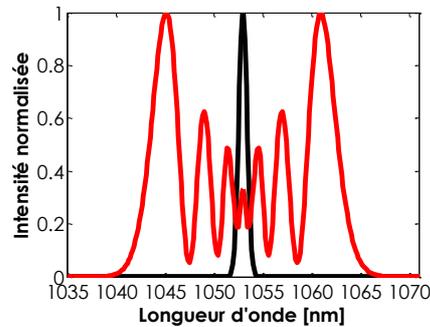


Figure 19 : Spectre d'une impulsion gaussienne de 1nm de large centrée en 1053 nm d'une durée de 1,6 ps et de 1 nJ avant propagation (noir) et après propagation dans 5 m de fibre monomode MFD = 6 μm (rouge).

Le spectre élargi **rouge** de la figure 19 présente des oscillations périodiques caractéristiques de la SPM. L'amplitude de ces oscillations est maximale aux extrémités du spectre tandis qu'au centre elle a tendance à diminuer. Lorsque l'on regarde la variation de la fréquence instantanée $\omega(t)$ (**fig. 18b**), on remarque que la même valeur $\omega(t)$ peut être obtenue pour deux valeurs différentes du temps soit : $\omega(t_1) = \omega(t_2)$. Ces deux points représentent en réalité deux ondes dont les fréquences sont identiques mais avec une phase propre. Ainsi, ces ondes peuvent interférer de manière constructive ou destructive. **Cette structure du spectre composé d'une multitude d'oscillations périodiques est le résultat des interférences entre les différents couples d'ondes qui présentent la même fréquence instantanée et un déphasage relatif.** Il est possible de quantifier de manière approximative le nombre M d'oscillations générées par l'automodulation de phase en fonction de la phase maximale φ_{max} générée [16] :

$$\varphi_{max} \approx \left(M - \frac{1}{2}\right) \pi \quad \text{Eq. 43}$$

La figure 20 représente trois spectres résultants de la SPM d'une impulsion gaussienne centrée en 1053 nm, de 1 nm de largeur spectrale, d'une durée de 1,6 ps après propagation sur 5 m de

⁹ La durée est ici déterminée par le spectre de l'impulsion : durée limite de Fourier.

fibre à saut d'indice monomode de 6 μm de MFD pour différentes valeurs d'énergies : 1 nJ, 0.95 nJ et 1,25 nJ.

Pour le premier cas (1 nJ), les modulations sont au nombre de $M = 7$ ce qui correspond à une valeur de la phase maximale théorique d'environ 6.5π . En réalité la phase maximale dans cette configuration est de 6π . En diminuant l'énergie le spectre ne présente plus que 6 modulations, la phase maximale réelle (5.7π) est alors plus proche de la valeur obtenue via l'Eq 43 : $\varphi_{max} = 5.5\pi$. Enfin pour une impulsion de 1.25 nJ le nombre d'oscillations périodiques $M = 8$, la phase maximale générée réelle est égale à celle calculée à partir du nombre de modulation : 7.5π .

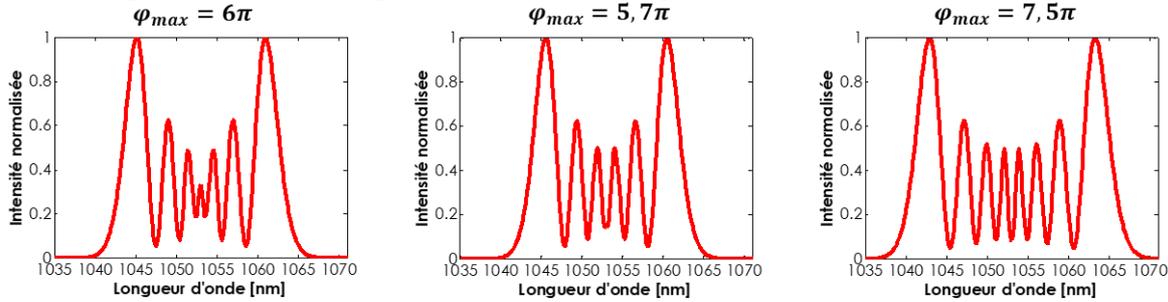


Figure 20 : Spectre d'une impulsion gaussienne de 1nm de large centrée en 1053 nm d'une durée de 1,6 ps et de (gauche à droite) 1 nJ, 0.95 nJ et 1.25 nJ après propagation dans 5 m de fibre monomode MFD = 6 μm .

Dans le cas de cette étude, l'automodulation de phase est cœur même du principe de fonctionnement de notre système laser. Nous reviendrons sur ce point dans la suite du manuscrit « Ch.2 - 3.2.1 Une source conçue pour fonctionner en régime non linéaire ».

3.2.2 Mélange à quatre ondes

L'effet Kerr est également à l'origine d'autres phénomènes physique comme le mélange à quatre ondes (FWM pour « Four Waves Mixing » en anglais). Il s'agit d'une interaction élastique qui conserve la totalité de l'énergie optique mise en jeu. **Un cas particulier de ce processus met en jeu 4 ondes électromagnétiques** dont deux d'entre elles sont **désignées par le terme de Pompe** tandis que les deux autres sont respectivement désignées par les termes : **Signal** et **Idler**. Afin que ce processus non linéaire puisse opérer il faut que les ondes mises en jeu respectent les lois suivantes :

$$\text{Conservation de l'énergie : } \omega_{P1} + \omega_{P2} = \omega_S + \omega_I \quad \text{Eq. 44}$$

avec ω_i les pulsations propres des photons pompe (P1 et P2), signal (S) et idler (I).

$$\text{Condition d'accord de phase : } \Delta k = k_{P1} + k_{P2} - k_S - k_I = 0 \quad \text{Eq. 45}$$

avec k_i les vecteurs d'onde des photons pompe (P1 et P2), signal (S) et idler (I).

Si ces deux équations sont respectées, alors les ondes signal et idler sont générées par les ondes pompes et correspondent à des ondes Stokes et Anti-Stokes.

En considérant les hypothèses suivantes il est possible de déterminer approximativement le gain paramétrique petit signal [16] :

- la puissance des ondes pompe au cours du processus de mélange à quatre, malgré sa déplétion, reste significativement plus élevée que les puissances du signal et de l'idler

$$P_{P1} + P_{P2} \gg P_S + P_I \quad \text{Eq. 46}$$

- le processus se déroule dans une fibre monomode où les aires effectives des modes de chacune des ondes sont sensiblement les mêmes

$$A_{eff}^P \approx A_{eff}^S \approx A_{eff}^I = A_{eff} \quad \text{Eq. 47}$$

- Les différences entre les fréquences mises en jeu est relativement faible ainsi on considère le même coefficient non-linéaire pour chacune des ondes :

$$\gamma_P = \gamma_S = \gamma_I = \bar{\gamma} = \frac{n_2 \bar{\omega}}{c A_{eff}} \quad \text{Eq. 48}$$

avec $\bar{\omega}$: la fréquence moyenne des ondes considérées.

- on considère κ l'accord de phase effectif qui correspond à Δk plus un terme de phase produit par les non-linéarités générées par les ondes pompe :

$$\kappa = \Delta k + \gamma(P_1 + P_2) \quad \text{Eq. 49}$$

L'ensemble de ces hypothèses conduit à l'expression du gain paramétrique petit signal suivante :

$$g = \sqrt{(\gamma P_0 r)^2 - (\kappa/2)^2} \quad \text{Eq. 50}$$

Où P_0 et r correspondes à :

$$P_0 = P_1 + P_2 \quad r = 2\sqrt{P_1 P_2} / P_0 \quad \text{Eq. 51}$$

Dans le cas où les deux photons pompe ont une pulsation identique on parle de cas (partiellement) dégénéré. Les **Éq. 51** et **52** s'écrivent alors $2\omega_p = \omega_s + \omega_i$ et $2k_p = k_s + k_i$. Cette nouvelle configuration offre des conditions d'accord de phase moins restrictives. Le gain paramétrique petit signal maximal est obtenu pour $\kappa = 0$. Les deux photons pompe étant identiques $P_1 = P_2 = P$, ainsi $r = 1$ et le gain paramétrique petit signal maximal vaut :

$$g_{max} = \bar{\gamma} P \quad \text{Eq. 52}$$

Ce type d'amplification est communément appelée **amplification paramétrique optique** (OPA pour Optical Parametrical Amplification). Nous reviendrons plus en détail sur cette méthode d'amplification dans le **chapitre 5 : Perspectives d'améliorations du contraste**.

3.2.3 Diffusion Raman

La diffusion Raman est un processus d'interaction lumière matière inélastique¹⁰. Ainsi, il y a un échange d'énergie entre l'onde incidente et le milieu considéré. Cette conversion d'énergie se fait via les niveaux vibrationnels des molécules du milieu. Le photon diffusé aura alors une fréquence décalée de celle du photon incident. Lorsque le photon diffusé, a une longueur d'onde plus basse, on parle de décalage Anti-Stokes (AS), à l'inverse on parle de décalage Stokes (S). Dans le cas de cette étude nous nous limiterons seulement au décalage Stokes schématisé **fig. 21**.

Le photon diffusé est moins énergétique que le photon incident. L'énergie cédée par la lumière notée $E_\Omega = E_i - E_s$ est alors transférée vers le milieu ce qui induit la création d'un phonon optique. On distingue deux régimes de diffusion Raman :

- **Diffusion spontanée** : les photons Stokes sont produits de manière non cohérente

¹⁰ Dans le sens où l'on raisonne en terme de conservation de l'énergie sous forme optique. La totalité de l'énergie est bien conservée cependant elle est divisée sous forme optique et vibrationnelle

- **Diffusion stimulée** : les photons Stokes sont produits de manière cohérente

Le régime de diffusion dépend de l'intensité du faisceau laser incident, la frontière entre ces deux régimes dans une fibre optique peut être approximée en régime quasi-continu / continu par une puissance seuil définie par [16] :

$$P_{seuil} \approx \frac{16A_{eff}}{g_R L} \quad \text{Eq. 53}$$

avec A_{eff} l'aire effective du mode dans la fibre optique, g_R le gain Raman du milieu considéré et L la longueur de fibre.

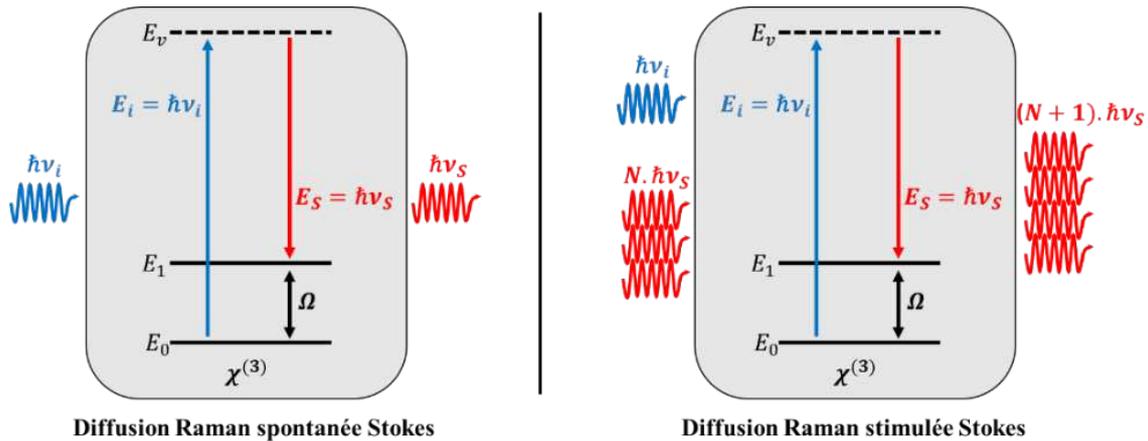


Figure 21 : Schéma de principe de la diffusion Raman spontanée (gauche) et stimulée (droite) Stokes

Le gain Raman $g_r(\Omega)$ est corrélé à la partie imaginaire de la susceptibilité électrique d'ordre 3 : $Im[\chi^{(3)}]$. Ce gain dépend de la composition du milieu considéré, dans notre cas le cœur de la fibre, ainsi que de la polarisation relative entre l'onde incidente ω_i et l'onde Stokes ω_s . En considérant le cas d'un faisceau incident de longueur d'onde $\lambda = 1 \mu m$ se propageant dans de la silice amorphe, le gain Raman est $g_R = 1.10^{-13} m. W^{-1}$.

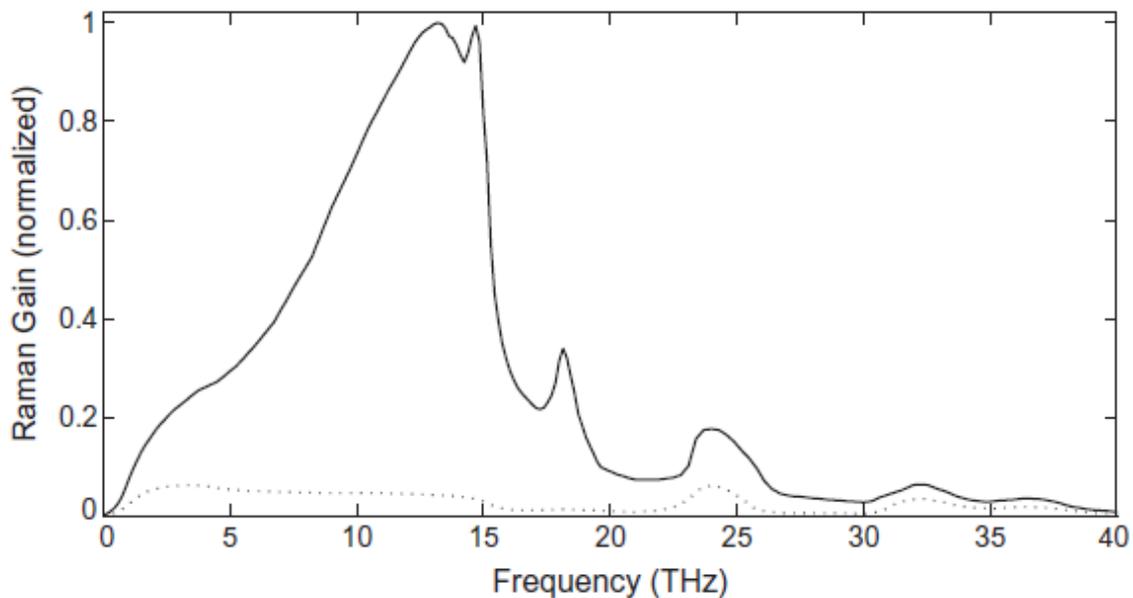


Figure 22 : Gain Raman normalisé de la silice amorphe en fonction Ω lorsque l'onde incidente et l'onde Stokes sont copolarisées (courbe pleine) et orthogonalement polarisées (courbe en pointillés) [16]

La figure 22 illustre la large bande spectrale¹¹ du gain Raman. Le gain maximal est obtenu pour $\Omega = 13.2 \text{ THz}$, ainsi dans une fibre optique non dopée¹² l'onde Stokes générée par une onde incidente $\lambda_i = 1 \mu m$ sera décalée de $\Delta\lambda = \left. \frac{d\lambda}{d\omega} \right|_{\omega_0} \Omega$ ce qui correspond ici à $+44 \text{ nm}$.

Lorsque la puissance incidente est supérieure à la puissance seuil, l'énergie transférée par les photons incidents vers de photons Stokes devient importante et croit de façon quasi-exponentielle, on parle alors de Diffusion Raman Stimulée (SRS pour Stimulated Raman Scattering). Dans le cas de la conception d'une source laser fibrée la prise en compte de ce phénomène de SRS ne doit pas être négligé afin d'obtenir une puissance optimale du signal en sortie.

3.3 Amplification dans une fibre dopée ytterbium

Les fibres dopées Ytterbium sont très populaires dans le milieu des **sources laser fibrées qui émettent aux alentours de $1 \mu m$** . Ainsi l'utilisation de ce type de fibre se présente comme une évidence concernant nos travaux étant donné que nous travaillons sur la conception d'une source fibrée à $\lambda = 1053 \text{ nm}$. Le temps de vie de l'état excité (aussi appelé temps de fluorescence) de l'ion Yb est de l'ordre de la milliseconde au sein d'une matrice de silice ce qui le rend propice au stockage de l'énergie apportée par la pompe.

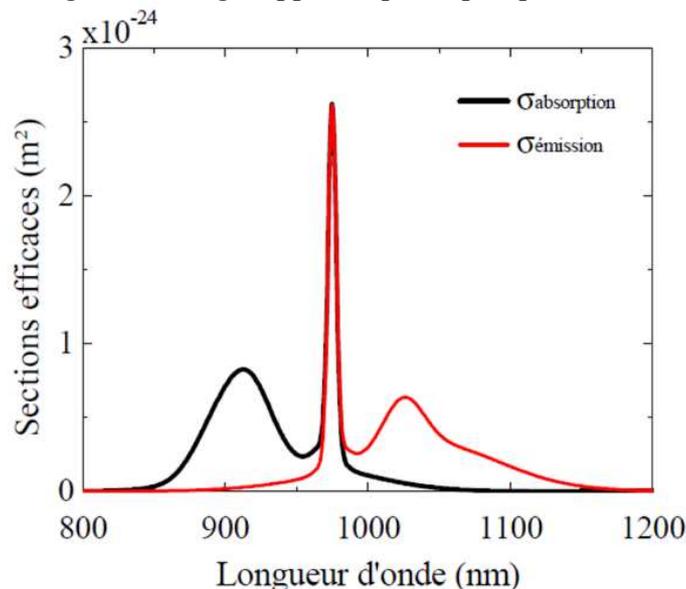


Figure 23 : sections efficaces d'absorption (courbe noire) et d'émission (courbe rouge) d'une matrice de silice dopée aux ions Yb^{3+} à température ambiante [25]

Ses sections efficaces d'absorption et d'émission (**fig. 23**) présentent plusieurs intérêts. Dans un premier temps la surface efficace d'absorption est relativement importante de 900 à 980 nm avec un maximum atteint en 976 nm. L'accessibilité à des diodes laser de pompes commerciales à 976 nm est relativement aisée, c'est d'ailleurs ce que nous avons utilisé dans le cadre de cette thèse. On retrouve des diodes lasers monomodes limitées au watt cependant cela ne nous empêche pas d'utiliser des diodes lasers multimodes plus puissantes pour réaliser une source laser monomode. En effet, grâce à la technologie des fibres ytterbium double gaine comme

¹¹ Dans les matériaux amorphes, les fréquences vibrationnelles des molécules s'étendent en larges bandes qui se chevauchent et créent ainsi un continuum de fréquences.

¹² Nous parlons ici du gain Raman de la silice amorphe. Les fibres dopées ont un cœur constitué de silice et de dopants ainsi le milieu n'est plus le même que celui présenté dans ce paragraphe. Par conséquent la courbe du gain Raman n'est plus la même.

énoncé précédemment dans le manuscrit, il est tout à fait possible d'amplifier un signal tout en conservant un caractère monomode pour le signal laser. Le dopage en ions Yb des fibres peut aller jusqu'à 10^{25} m^{-3} ce qui conduit à une fort taux d'absorption de la pompe et ainsi limite la longueur de fibre utilisée.

La gamme spectrale de la section efficace d'émission de l'ion est relativement large allant de 975 nm à $1.1 \mu\text{m}$. Cette large plage d'émission est intéressante pour la conception de sources laser accordables ou encore pour la conception de lasers à impulsions ultra-courtes.

De plus, le profil des sections efficaces d'absorption et d'émission de l'ion permet de contrôler le niveau d'émission spontanée amplifiée (ASE pour Amplified Spontaneous Emission) en rajoutant de la longueur de fibre dopée afin de réabsorber les longueurs d'onde parasites. Il est également possible de jouer sur la longueur de fibre afin d'ajuster la courbe de gain d'un amplificateur Yb. Par exemple l'absorption étant plus élevée à 1030 nm qu'à 1053 nm en rajoutant de la longueur de fibre, il est possible de réabsorber les longueurs d'ondes aux alentours de 1030 nm et ainsi obtenir un signal amplifié en sortie centré en 1053 nm (longueur d'onde utile dans le cas de notre étude).

4 CONCLUSION

Ce premier chapitre introduit les éléments théoriques de base nécessaires à la compréhension de cette étude. Dans un premier temps j'ai fait la distinction entre le régime multimode libre (continu) d'un oscillateur et le régime de blocage de modes (impulsionnel). Connaître les caractéristiques de ces deux régimes de fonctionnement est primordiale pour appréhender le fonctionnement de l'oscillateur présenté dans la suite de ce manuscrit.

Ces travaux portent sur le développement d'une source fibrée, ainsi la deuxième partie de ce chapitre s'est resserrée autour de la propagation d'un champ électrique dans une fibre optique. Une première approche avec le modèle « simplifié » des fibres classiques par guidage RTI a permis de voir comment le champ électrique est guidé dans ce type de guide et les différents modes de propagation possibles. Je me suis ensuite intéressé à des architectures de fibres particulières avec des propriétés singulières : maintien de polarisation, gain et double gain (propagation monomode et multimode).

Pour terminer, la combinaison des deux premières parties : régime impulsionnel / propagation dans une fibre optique, prépare logiquement la troisième partie dédiée à la propagation d'une impulsion dans une fibre optique. Le champ électrique est confiné dans un cœur de taille micrométrique, ainsi les intensités sont très rapidement élevées et le couple champ électrique / milieu de propagation génère des effets d'optique non-linéaire. Ces effets sont parfois désirés et d'autres fois considérés comme parasites. Être au fait de ces phénomènes physiques et de leurs origines est fondamental pour la conception d'un oscillateur impulsionnel fibré.

5 BIBLIOGRAPHIE

- [1] A. Einstein, « **The Quantum Theory of Radiation** », *Physikalische Zeitschrift*, vol. 18, p. 1–15, 1917.
- [2] Bernard, M.G.A. and Duraffourg, G. (1961), *Laser Conditions in Semiconductors*. *phys. stat. sol. (b)*, 1: 699-703. <https://doi.org/10.1002/pssb.19610010703>
- [3] J. J. Zayhowski and A. Mooradian, "**Single-frequency microchip Nd lasers**" *Opt. Lett.* 14, 24-26 (1989)
- [4] R. Paschotta, J. Nilsson, L. Reekie, A. C. Trooper, and D. C. Hanna, "**Single-frequency ytterbium-doped fiber laser stabilized by spatial hole burning**" *Opt. Lett.* 22, 40-42 (1997)
- [5] N.H. Rizvi, "Femtosecond laser micromachining: current status and applications", *RIKEN Rev.*, 50 (2003), pp. 77-82
- [6] J.L. Yong, Q. Yang, C.L. Guo, F. Chen, X. Hou, "A review of femtosecond laser-structured superhydrophobic or underwater superoleophobic porous surfaces/materials for efficient oil/water separation" *RSC Adv.*, 9 (2019), pp. 12470-12495
- [7] Katherine C. Phillips, Hemi H. Gandhi, Eric Mazur, and S. K. Sundaram, "**Ultrafast laser processing of materials: a review**" *Adv. Opt. Photon.* 7, 684-712 (2015)
- [8] J. Serbin, T. Bauer, C. Fallnich, A. Kasenbacher, W. Arnold, "**Femtosecond lasers as novel tool in dental surgery**", *Appl. Surf. Sci.* 197–198 (2002) 737–740.
- [9] F. Dausinger, F. Lichtner, H. Lubatschowski, "Femtosecond Technology for Technical and Medical Applications", 2004
- [10] R. Paschotta, "Encyclopedia of Laser Physics and Technology", Wiley-VCH
- [11] F. Träger, "*Lasers and Optics 2nd Edition*", Springer Handbook
- [12] M. Joffre, "**Caractérisation d'une impulsion ultra-brève**", *Technique de l'ingénieur* E6442 (2018)
- [13] W. Koechner, "Solid-State Laser Engineering" (1999)
- [14] D. Belforte, "**Annual Market Review 2020**", *Industrial Laser Solutions For Manufacturing*, Jan 28th 2020.
- [15] D. Marcuse, "Theory of Dielectric Optical Waveguides", 1974
- [16] Govind P. Agrawal, "**Nonlinear Fiber Optics**" (2007)
- [17] John D. Joannopoulos, Steven G. Johnson, Joshua N. Winn, Robert D. Meade, "**Photonic Crystals: Molding the Flow of Light - Second Edition**" Princeton University Press (2011)
- [18] Ivan Gomez-Castellanos, Ramon M. Rodriguez-Dagnino, "**Intensity distributions and cutoff frequencies of linearly polarized modes for a step-index elliptical optical fiber**" *Opt. Eng.* 46(4) 045003 (1 April 2007) <https://doi.org/10.1117/1.2719698>
- [19] V. Pureur, "Modélisation et caractérisation de fibres à guidage par bandes interdites photoniques à coeur solide", Université de Lille (2009)
- [20] L. Donald, R. Tumminelli, "**Polarization-Maintaining Fibers Explained**", *Fiber Design and Manufacturing - Apr 20,2021*
- [21] Kim, K.-S. and Pratsinis, S.E. (1988), **Manufacture of optical waveguide preforms by modified chemical vapor deposition**. *AIChE J.*, 34: 912-921. <https://doi.org/10.1002/aic.690340603>
- [22] P. C. Schultz, "**Fabrication of optical waveguides by the outside vapor deposition process**" in *Proceedings of the IEEE*, vol. 68, no. 10, pp. 1187-1190, Oct. 1980, doi: 10.1109/PROC.1980.11828.
- [23] A. Carter, K. Tankala, M. Seifert, "**Double-clad optical fiber for lasers and amplifiers**", Patent No : US 6.687.445 B2, Feb 3th 2004
- [24] E. Hugonnot, "**Amplification d'impulsions laser à dérive de fréquence**", *Technique de l'ingénieur* E6515 (2019)

Oscillateur fibré à blocage de modes : fondamentaux

[25] L. Lago, « Amplification fibrée de forte énergie pour les lasers de puissance », Université de Lille (2011)

II.

Une source fibrée de nouvelle génération pour le pilote de l'installation PETAL

Au cours de ce chapitre nous allons introduire le contexte des travaux réalisés au cours de cette étude qui consiste en la réalisation d'un oscillateur à blocage de modes fibré pour la nouvelle génération de pilote de l'installation PETAL. C'est pourquoi je présenterai dans un premier temps l'installation PETAL et notamment nous verrons quelle technologie est utilisée actuellement sur l'installation au niveau du pilote. Cette brève présentation de la source nous donnera un point de repère sur les performances attendues par la source et les améliorations possibles.

La thèse portant sur la conception d'une source à blocage de modes fibrée de nouvelle génération, je dresserai un portrait des différentes technologies fibrées à blocage de modes développées jusqu'à présent pour introduire ces oscillateurs de nouvelle génération appelés oscillateurs Mamyshev.

Enfin je terminerai par un état de l'art de ces oscillateurs Mamyshev que je comparerai, en conclusion du chapitre, avec les technologies fibrées et espace libre développées à ce jour pour la production d'impulsion courtes.

1 PROJET PETAWATT AQUITAINE LASER

Le programme Simulation¹³ de la DAM (Direction des Applications Militaires), qui vise à reproduire les différentes phases de fonctionnement d'une arme nucléaire afin d'en garantir les performances, fait preuve depuis 2002 d'une politique d'ouverture de ses installations à la communauté scientifique. Ainsi les supercalculateurs du TGCC (Très Grand Centre de Calcul) et les installations lasers forte énergie et forte puissance LMJ (Laser Mega Joule) - PETAL sont mis à disposition de la communauté scientifique nationale et parfois internationale.

1.1 Qu'est-ce que l'installation LMJ-PETAL ?

En accord avec cette politique d'ouverture décidée par le ministère de la défense, l'installation LMJ (**fig. 24**) située sur le centre DAM du CESTA (Centre d'Études Scientifiques et Techniques d'Aquitaine) met à disposition depuis 2005 jusqu'à un quart de son temps d'exploitation pour des applications civiles. Le LMJ est un laser de très forte énergie (Méga joule) qui délivre des impulsions nanosecondes. Rapidement, la communauté scientifique a exprimé le besoin d'une source complémentaire à l'installation LMJ, capable de délivrer des impulsions de l'ordre de la picoseconde (soit 5 ordres de grandeurs inférieurs à la durée d'une impulsion LMJ), ce qui a conduit en 2005 au lancement du projet **PETawatt Aquitaine Laser**. Ce projet a bénéficié des financements du conseil régional d'Aquitaine, du ministère de la Recherche et de l'Union Européenne. La réalisation de ce projet a été confiée au CEA qui doit répondre aux objectifs fixés par le maître d'ouvrage : le conseil régional d'Aquitaine.



Figure 24 : Vue aérienne de l'installation LMJ-PETAL au CEA CESTA [1]

C'est depuis 2015 que le dispositif PETAL a rejoint l'installation LMJ pour constituer l'installation LMJ-PETAL qui permet à la France d'explorer de nouvelles perspectives dans la physique de haute densité d'énergie telles que :

- **Les interactions laser-plasma** : à haute intensité, cette interaction produit une onde de compression qui amène la matière ciblée à des conditions de pression et de température extrêmes ($> 1 \text{ TPa}$ et $\sim 20\,000 \text{ K}$). Le LMJ permet de produire cette interaction tandis que le laser PETAL sert de diagnostic en produisant un faisceau de rayons X pour « photographier » le phénomène physique afin de pouvoir l'observer. Ce genre d'expérience s'inscrit dans le domaine de la physique des cœurs planétaires.
- **L'astrophysique de laboratoire** : en Europe il existe plusieurs installations qui ont été développées dans le cadre de l'astrophysique de laboratoire, qui comme son nom

¹³ Le programme simulation a débuté en 1996 suite à l'adhésion de la France au **Traité d'interdiction complète des essais nucléaires**.

l'indique vise à reproduire phénomènes physiques observés dans l'espace (jets stellaires, accrétions d'étoiles ou mort d'une supernovæ) en laboratoire. Parmi elles, on retrouve le LULI2000¹⁴ en France mais aussi Vulcan¹⁵ et Orion¹⁶ en Grande Bretagne. Cependant, aucune de ces installations ne dispose de suffisamment d'énergie pour recréer les conditions de pression et de température dans les objets stellaires. Ainsi, avec l'installation LMJ-PETAL, qui délivre jusqu'à mille fois plus d'énergie que les installations citées précédemment, il est possible de reproduire ces environnements extrêmes en laboratoire.

- **L'allumage rapide** : l'allumage rapide est un schéma de fusion par confinement inertiel où la cible est comprimée par des faisceaux nanosecondes de forte énergie puis attaquée par une impulsion sub-picoseconde ultra haute intensité qui induit la phase d'ignition. On peut faire l'analogie avec une pièce remplie de gaz (impulsion de forte énergie nanoseconde) au sein de laquelle on viendrait craquer une allumette (impulsion ultra haute intensité), s'en suit alors l'explosion de la pièce (fusion par confinement inertiel).

Dans le cadre de notre étude nous nous limiterons seulement à l'**installation PETAL** qui est capable de délivrer des impulsions avec les caractéristiques suivantes :

Longueur d'onde	Largeur spectrale	Energie	Durée
1053 nm	3 nm	850 J	700 fs

Tableau 2 : Performances nominales de PETAL

Pour parvenir à de telles performances, l'installation Petawatt Aquitaine Laser comme toutes les autres installations laser de ce type, présente une architecture laser particulière.

1.2 Architecture de l'installation PETAL

1.2.1 Amplification à dérive de fréquence

L'amplification à dérive de fréquence (CPA pour Chirp Pulse Amplification) est au fondement même des installations laser ultra haute intensité tel que PETAL. Ce principe, inventé par G. Mourou et D. Strickland¹⁷ [2,3], permet aux scientifiques d'obtenir des impulsions ultra-courtes de forte énergie. En effet, nous avons vu dans le chapitre précédent que les effets non linéaires sont d'autant plus importants que l'intensité de l'impulsion est élevée. A des échelles de temps ultra-courte (10^{-15} s) on comprend bien que l'intensité, inversement proportionnelle à la durée d'une impulsion, peut rapidement devenir problématique et générer des effets non-linéaires qui conduisent à la déformation spatiale et temporelle de l'impulsion ce qui peut endommager les optiques sur le trajet du faisceau. On pense par exemple à l'effet Kerr spatial (« *Ch. 1 - 3.2.1.1 Effet Kerr spatial – Autofocalisation* ») qui crée des surintensités résultantes du phénomène d'autofocalisation.

¹⁴ **LULI2000** : installation rattachées au Laboratoire pour l'Utilisation des Laser Intenses qui délivre jusqu'à 2 kJ en régime nanoseconde et 150 J en régime picoseconde soit jusque 150 TW dans l'infrarouge.

¹⁵ **Vulcan** : dédiée à la recherche sur la fusion par confinement inertiel cette installation délivre 2,5 kJ en régime nanoseconde et peut atteindre 1 PW en régime sub-picoseconde (500 fs) dans l'infrarouge.

¹⁶ **Orion** : consacrée à l'étude des phénomènes physiques de haute énergie, Orion peut délivrer jusqu'à 5 kJ dans l'ultraviolet et jusqu'à 1 kJ sur une durée de 500 fs dans l'infrarouge.

¹⁷ G. Mourou et D. Strickland ont tous deux reçu un quart du prix Nobel de Physique 2018 pour leurs travaux sur le CPA

La technique CPA est relativement ingénieuse puisqu'elle consiste simplement à produire une impulsion ultra-courte puis à l'étirer temporellement en vue de son amplification et de la recomprimer une fois que l'énergie de l'impulsion est suffisante (fig. 25).

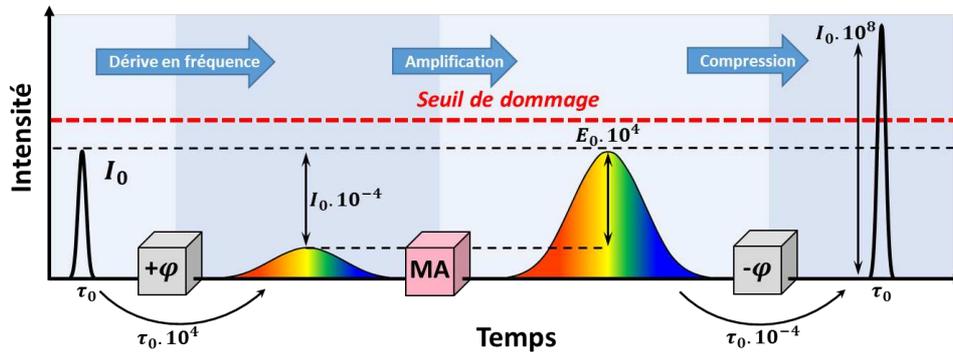


Figure 25 : Schéma de principe de l'amplification à dérive de fréquence.

L'oscillateur femtoseconde délivre une impulsion courte à spectre large qui au travers de son passage dans un système dispersif (que nous détaillerons par la suite) est étirée temporellement. Par exemple, prenons le cas d'une impulsion de 100 fs étirée jusqu'à 1 ns, en sortie de l'étireur l'intensité de l'impulsion est 4 ordres de grandeurs inférieures à son intensité initiale. Ainsi l'impulsion à dérive de fréquence gagne en énergie dans le milieu amplificateur (MA) tout en ayant une intensité inférieure à l'intensité critique à partir de laquelle les optiques sont endommagées. Enfin un second système dispersif (à dispersion inverse) vient compenser la dispersion accumulée par l'impulsion dans la chaîne amplificatrice pour obtenir la durée d'impulsion désirée.

Pour diminuer l'intensité le CPA privilégie la durée d'impulsion plutôt que la surface du faisceau et ce pour deux raisons :

- Premièrement, augmenter la surface du faisceau n'est pas viable car cela conduit à utiliser des optiques plus grandes i.e. plus coûteuses, plus complexes à fabriquer et plus encombrantes.
- Deuxièmement, faire varier la surface du faisceau induit une **diminution de la fluence (ou densité d'énergie) en $J.cm^{-2}$** .

La fluence est un paramètre essentiel dans les équations d'amplification laser. En effet, il est possible d'exprimer l'intensité $I(t)$ en sortie d'un milieu amplificateur grâce à l'équation de Frantz & Nodvik. [4]. En considérant que l'inversion de population se fait avant l'amplification ($N(t) = N_0$), l'intensité $I(t)$ en sortie d'un milieu amplificateur de longueur L pompé uniformément en z est alors donnée par l'expression :

$$I(t) = I_0(t) \times \left[1 - (1 - G_0^{-1}) \exp\left(-\frac{J(t)}{J_{sat}}\right) \right]^{-1} \quad \text{Eq. 54}$$

avec G_0 : le gain petit signal, J_{sat} : la fluence de saturation du MA et $J(t)$: la fluence instantanée.

Lorsque fluence $J_0(t) \ll J_{sat}$, l'équation précédente se simplifie :

$$I(t) \approx I_0(t)G_0 \quad \text{Eq. 55}$$

On appelle ce régime d'amplification le régime petit signal. L'ensemble de l'impulsion est amplifiée d'un facteur G_0 lors de son passage dans le milieu amplificateur. Le gain dépend alors du rapport entre la fluence stockée dans le milieu amplificateur et de la fluence de saturation.

Lorsque $J(t)$ tend vers la fluence de saturation, le gain vaut :

$$G(t) = \left[1 - (1 - G_0^{-1}) \exp\left(-\frac{J(t)}{J_{sat}}\right) \right]^{-1} \quad \text{Eq. 56}$$

On parle alors de régime fort signal, le gain est fonction de la fluence instantanée de l'impulsion. La fonction $G(t) \rightarrow 1$ pour $J(t) \rightarrow \infty$, ce qui conduit à une inhomogénéité du gain (contrairement en régime petit signal). Pour une impulsion gaussienne par exemple, la fluence instantanée est très faible à l'avant de l'impulsion. Le régime d'amplification correspond alors au régime petit signal, l'avant de l'impulsion est amplifié d'un facteur G_0 . La fluence instantanée de l'impulsion augmente et le gain diminue. Le régime d'amplification bascule vers un régime fort signal, et $G(t)$ diminue au cours du temps. L'arrière de l'impulsion se retrouve moins amplifiée que l'avant ce qui conduit à une déformation temporelle de l'impulsion¹⁸. En régime fort signal, la quasi-totalité de l'énergie stockée dans le MA est extraite par le signal incident. On définit le coefficient de qualité d'extraction η comme :

$$\eta = \frac{J_S - J_E}{J_{MA}} \quad \text{Eq. 57}$$

avec J_S : la fluence de sortie, J_E : la fluence d'entrée et J_{MA} : la fluence stockée dans le milieu amplificateur. Le tableau ci-dessous illustre bien la différence entre ces deux régimes d'amplification. En régime petit signal le gain est très élevé cependant seule une faible partie de la fluence stockée dans le MA est extraite tandis qu'en régime fort signal, le gain tend vers 1 mais une grande partie de la fluence stockée est extraite du MA.

	$J_{entrée}$	J_{MA}	J_{sortie}	G_0	η
Petit signal	$J_{sat}/1000$	$3 \times J_{sat}$	$0,15 \times J_{sat}$	300	0,01
Fort signal	$2 \times J_{sat}$	$3 \times J_{sat}$	$4,5 \times J_{sat}$	2,25	0,83

Tableau 3 : différence entre gain et qualité d'extraction en fonction de la fluence incidente.

Ainsi, les grandes installations laser sont composées de différents étages d'amplification délivrant un faisceau avec une fluence adaptée vers l'étage suivant afin d'optimiser l'amplification du signal tout au long de la chaîne amplificatrice.

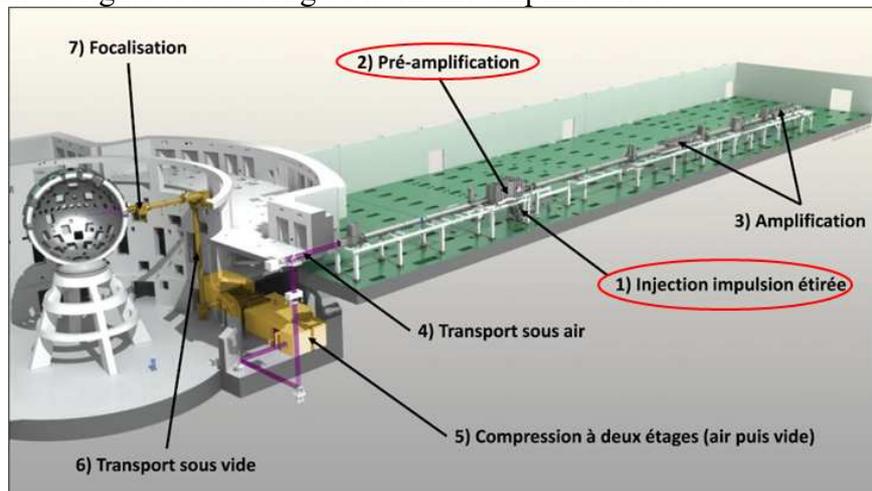


Figure 26 : Schéma de l'installation PETAL. La légende indique, dans l'ordre croissant des numéros, les étapes successives par lesquelles passe l'impulsion pour atteindre l'intensité désirée. Les deux sections entourées en rouge forme le « pilote ».

L'installation PETAL, représentée **fig. 26.**, est implantée dans un des quatre hall laser du LMJ [5]. Elle adopte cette architecture composée de différents étages d'amplification. On y retrouve

¹⁸ Dans le cas d'une impulsion à dérive de fréquence, la déformation temporelle induit une déformation spectrale car ces deux domaines sont reliés.

les principales sections qui constituent l'installation allant de la génération d'une impulsion de spectre large à dérive de fréquence, en passant par l'amplification, le transport de puissance, la recompression et enfin la focalisation sur cible. Le pilote laser constitue le premier élément de la chaîne. Son rôle est de délivrer un signal avec une mise en forme spatiale, spectrale et temporelle spécifique afin d'être correctement amplifié dans la chaîne amplificatrice. Pour ce faire il est constitué d'une **source** (création d'une impulsion à spectre large étirée) et d'un **module préamplificateur** (mise en forme spatiale et temporelle). La première impulsion est délivrée par un oscillateur à blocage de mode par effet Kerr.

1.2.2 Laser Ti :Sa à blocage de modes par effet Kerr

L'oscillateur femtoseconde du pilote de l'installation est un oscillateur Ti :Sa (Titane Saphir) à blocage de modes par effet Kerr aussi appelé blocage de mode par lentille de Kerr.

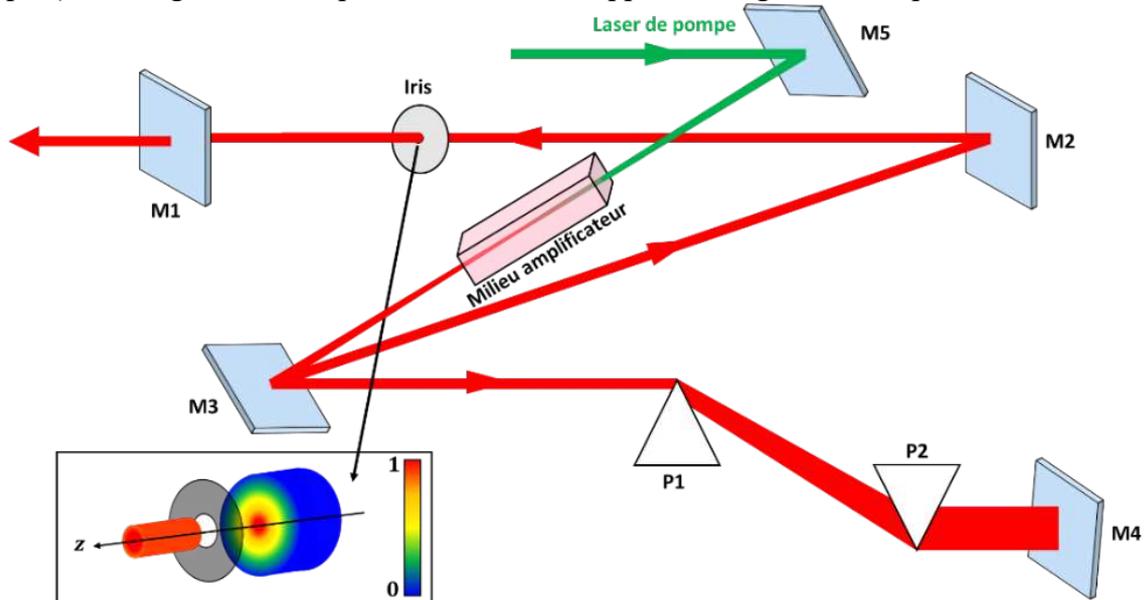


Figure 27 : Schéma simplifié de la cavité d'un oscillateur à blocage modes par effet Kerr.

Le schéma de principe d'un oscillateur à blocage de modes par effet Kerr est représenté **fig. 27**. La modulation d'amplitude repose ici sur l'effet Kerr spatial. Nous avons vu dans le chapitre précédent que dans le cas d'un faisceau gaussien, l'intensité du faisceau est plus élevée en son centre qu'en sa périphérie. De plus, nous savons que l'effet Kerr est fonction de l'intensité et qu'il peut en résulter un phénomène d'autofocalisation lorsque le faisceau traverse le MA par exemple. Ainsi, à l'issue de cette autofocalisation les impulsions les plus intenses (généralement les plus brèves) sont localisées au centre du faisceau¹⁹. En plaçant un iris sur le trajet du faisceau il est alors possible de filtrer le faisceau et de favoriser l'oscillation des impulsions intracavité.

C'est ce que l'on observe sur la **fig. 27** où l'iris est placé juste avant le miroir de fond de cavité (semi-réfléchissant) qui réinjecte l'énergie nécessaire pour assurer la contre réaction positive du système. L'autofocalisation est donc le mécanisme à l'origine du blocage de modes. Avec ce dispositif (iris) la transmission de la lumière repose sur un phénomène d'optique non-linéaire (autofocalisation) qui est fonction de l'intensité ainsi ce type de dispositif est communément appelé absorbant saturable virtuel par analogie aux absorbants saturables réels.

¹⁹ Pour rappel, même s'il nous apparaît constant, un faisceau issu d'une source multimodes libre n'est pas constant mais varie très rapidement au cours du temps.

Entre les deux miroirs M3 et M4, on remarque une paire de prismes placés sur le trajet du faisceau. Les prismes sont des composants extrêmement dispersifs. L'intérêt ici est de compenser la dispersion accumulée par l'impulsion intracavité afin que le laser délivre directement des impulsions courtes (si possible à la limite de Fourier).

Le processus de démarrage d'un oscillateur à blocage de mode est basé sur les fluctuations de l'intensité en régime multimode libre. Lorsque l'intensité excède une valeur seuil, elle est transmise au travers de l'absorbant saturable et amplifiée dans le milieu à gain. La réponse d'un absorbant saturable en fonction de l'intensité incidente est propre à l'absorbant saturable. Dans le cas d'une réponse lente, il est possible que le système se mette à osciller spontanément en régime de blocage de modes. Si la réponse en transmission de l'absorbant saturable est trop rapide, les impulsions n'ont pas la possibilité d'émerger du bruit. Il est nécessaire d'introduire une perturbation intracavité pour générer des surintensités et ainsi basculer du régime continu vers un régime de blocage de modes.

Même si G. Cerullo et al [6] démontrent qu'il est possible, en adoptant une configuration de cavité adéquate, qu'un oscillateur à blocage de modes par effet Kerr démarre sans perturbation extérieurs ce n'est pas le cas de la majorité de ce type d'oscillateur. Cependant, ils conviennent que des ajustements journaliers sont nécessaires pour régler correctement la cavité. Cette remarque n'est pas surprenante, puisque qu'en raison de la complexité de la cavité (qui repose sur une dynamique spatio-temporelle) ces lasers opèrent généralement proche des limites de stabilité de la cavité. En général, l'absorbant virtuel de l'oscillateur $Ti:Sa$ est considéré comme un absorbant rapide. C'est pourquoi, on retrouve intracavité des composant mécaniques appelés « couperets optiques » (en anglais : « optical chopper ») qui interrompent de manière périodique le faisceau laser afin de stimuler les fluctuations de l'intensité. Une autre méthode connue pour faciliter les surintensités au sein de la cavité consiste à induire des perturbations mécaniques sur le miroir de fond de cavité (en tapant sur celui-ci).

Au sein de cette cavité en espace libre, le milieu amplificateur est un cristal de $Ti:Sa$ ($Ti:Al_2O_3$) dont les spectres d'absorption et d'émission est représentées ci-dessus. **Les lasers $Ti:Sa$ sont réputés pour délivrer des impulsions de l'ordre de la centaine de nano-joule, or dans notre cas le laser délivre 5 nJ par impulsion.** Lorsque l'on regarde avec attention le spectre d'émission du cristal utilisé on remarque que celui-ci émet préférentiellement autour de 800 nm (fig. 28). Cependant, dans notre cas le signal délivré est centré à une longueur d'onde de 1053 nm. Ainsi les impulsions délivrées ne correspondent pas aux performances nominales d'un laser $Ti:Sa$ commerciale puisque la longueur d'onde d'émission ne correspond pas à l'optimal. Concevoir une source à 1053 nm avec ce cristal n'est pas sans difficultés.

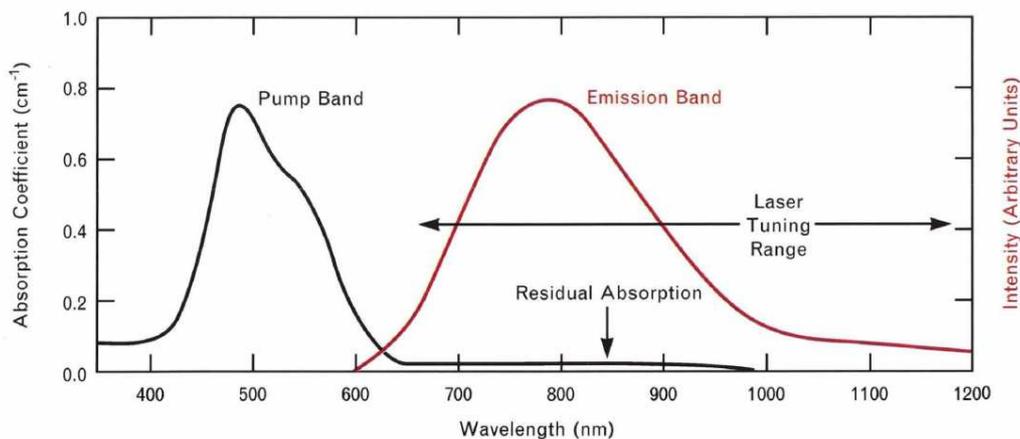


Figure 28 : Spectres d'absorption et d'émission du $Ti:Al_2O_3$ [7]

La cadence du laser n'est pas laissée au hasard. Sur une grande installation laser du type de PETAL, les éléments actifs sont tous synchronisés sur la même horloge. Cette horloge (aussi

Une source fibrée de nouvelle génération pour le pilote de l'installation PETAL

appelé « maître ») a une fréquence de 155.52 MHz. Ainsi tous les éléments asservis par cette horloge ont une cadence qui correspond à un multiple entier de la fréquence propre du maître. L'oscillateur femtoseconde ne fait pas exception à cette condition et c'est pourquoi sa fréquence de 77,76 MHz vérifie bien la condition : $f_{horloge} = p \times f_{laser}$ avec p un nombre entier.



Figure 29 : Système laser Mira-Verdi proposé par la société COHERENT. L'image est directement tirée de leur catalogue produit.

L'oscillateur femtoseconde actuellement sur l'installation est un système laser du type Mira-Verdi développé par la société COHERENT. Comme le montre la **figure n°29** il est composé d'un laser de pompe (appelé Verdi qui émet à 532 nm) et d'une tête laser (appelée Mira) où réside la cavité à blocage de mode par effet Kerr. A ces deux éléments s'ajoutent également l'alimentation électrique de la pompe ainsi qu'un système de refroidissement. Les dimensions du système sont les suivantes :

- Mira : $111 \times 38 \times 20 \text{ cm}^3$
- Verdi : $28 \times 16 \times 8,5 \text{ cm}^3$
- Alimentation électrique : $36 \times 23 \times 16 \text{ cm}^3$

Le système Mira-Verdi présent actuellement sur l'installation PETAL délivre des impulsions avec les caractéristiques suivantes :

λ_0 (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	$\Delta\tau$ (fs)	E (nJ)	f (MHz)
1053	16	100	5	77,76

Tableau 4 : Performances de l'oscillateur femtoseconde actuel de l'installation PETAL

1.2.3 Étireur Öffner

La technique CPA nécessite un facteur d'étirement relativement élevé (ici on parle d'un facteur 10^4) ainsi elle met en jeu des éléments extrêmement dispersifs afin d'obtenir le facteur d'étirement souhaité. Les éléments les plus utilisés sont les **réseaux de diffraction** qui sont utilisés dans des dispositifs de compression et d'étirement des impulsions. La dispersion appliquée par un réseau est une dispersion angulaire qui suit la loi :

$$\sin(\theta_i) - \sin(\theta_d) = m \times \frac{\lambda}{\Lambda_R} \quad \text{Eq. 58}$$

avec θ_i : l'angle d'incidence du rayon θ_d : l'angle diffracté, m : l'ordre de diffraction, λ : la longueur d'onde considérée et Λ_R le pas du réseau. A incidence identique, deux rayons de longueur d'onde λ_1 et λ_2 sont respectivement réfléchies par le réseau aux angles θ_1 et θ_2 . Il existe de multiples architectures d'étireurs, dans le cas de l'installation PETAL l'architecture retenue est appelée : étireur Öffner (**fig. 30**)

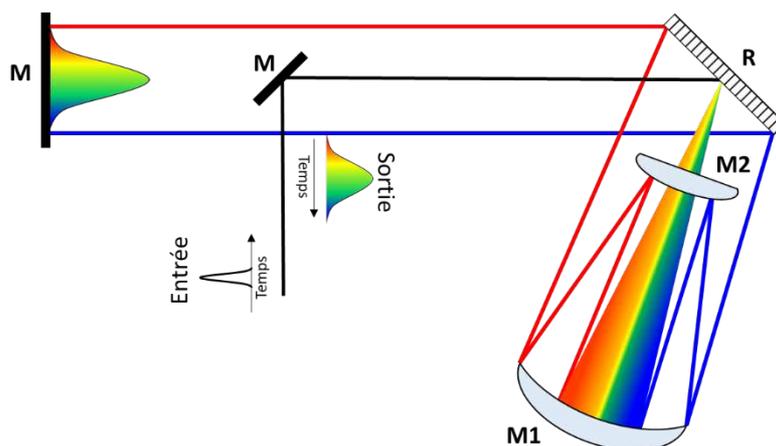


Figure 30 : Schéma d'un étireur Öffner replié. **M** : miroir plan, **M1** : miroir concave, **M2** : miroir convexe et **R** : réseau de diffraction en réflexion. A noter que les trajets aller et retour du faisceau ne se font pas sur le même plan.

Le faisceau incident est dispersé spatialement par le réseau puis rencontre un premier miroir M1 (concave) qui réfléchit les rayons vers un deuxième miroir M2 (convexe) qui à son tour renvoie le faisceau vers le premier miroir M1. En sortie le réseau renvoie les rayons parallèles entre eux, le faisceau est collimaté mais il présente un chromatisme latéral, les longueurs d'ondes sont étalées sur un plan horizontal (représenté par le spectre en haut à gauche du schéma). Pour corriger cette aberration, un ascenseur optique (schématisé par un miroir plan sur la figure 30) retourne les rayons dans l'étireur. Le faisceau va alors refaire le même trajet (à une différence de hauteur près) et ressortir groupé.

La différence de chemin optique entre les basses et les hautes longueur d'onde induit un déphasage temporel de l'impulsion. En sortie d'un tel système, ce sont les basses longueurs d'onde qui sont en retard par rapport aux hautes longueurs d'onde, il s'agit d'un dispositif à dispersion normale. Afin d'augmenter le facteur d'étirement il est possible de réaliser un étireur multi-passage cependant ce n'est pas sans contrepartie puisque la réflectivité des composants n'est pas parfaite ainsi chaque passage dans le réseau induit des pertes d'énergie.

A cause de l'étalement spatial des composantes spectrales de l'impulsion dans l'étireur, le dispositif admet une acceptation spectrale $\Delta\lambda$ qui dépend de la taille des optiques. Plus la durée d'impulsion souhaitée en sortie de l'étireur est grande plus le système aura besoin d'optiques de grande taille.

Dans le cas de l'installation PETAL l'étireur Öffner admet un acceptation spectrale de $\Delta\lambda = 16 \text{ nm}$. **A l'issue de l'étireur** la durée d'impulsion est de **9 ns** et l'énergie est de **1 nJ**. L'ensemble oscillateur femtoseconde / étireur est appelé **Source** (fig. 31).

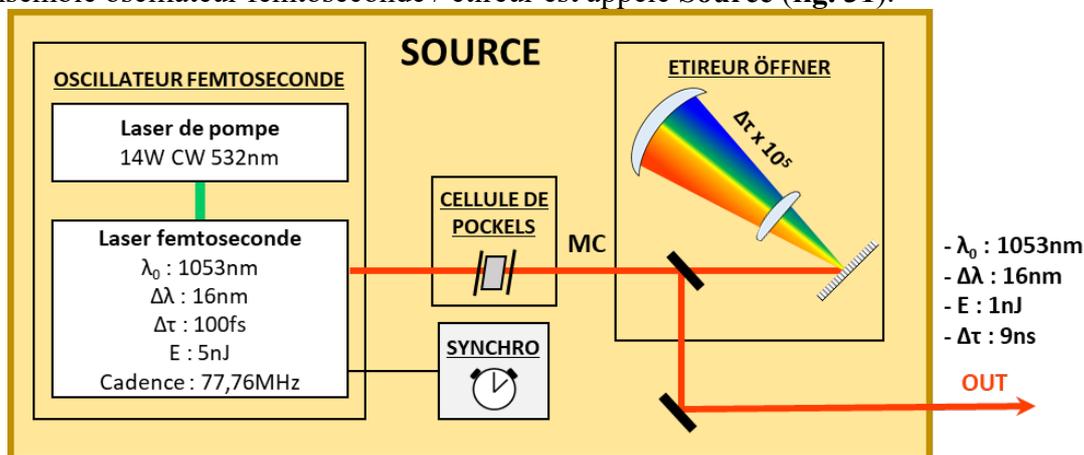


Figure 31 : Schéma de la source du pilote de l'installation PETAL.

1.2.4 Module pré-amplificateur / Mise en forme spatiale de l'impulsion

Une fois étirée l'impulsion passe dans un premier étage d'amplification appelé module pré-amplificateur (MPA) dont l'objectif est d'amener l'énergie du signal à quelques dizaines de millijoules/centaine de millijoules en vue de l'amplification kJ qui aura lieu dans la section amplificatrice (**fig. 32**).

L'OPA²⁰ a été retenue pour la préamplification car elle possède différents avantages. Premièrement, l'énergie d'amplification est directement transférée de l'onde pompe vers l'onde signal ainsi l'énergie n'est pas stockée dans un milieu ce qui ne contraint pas le système à utiliser un dispositif de refroidissement pour contrôler la température du cristal. Deuxièmement, **le transfert d'énergie se fait lorsque les conditions d'accord de phase sont satisfaites, ainsi il n'y a pas de phénomène d'ASE**. Une des spécifications de PETAL est de délivrer un signal sur cible avec un contraste (ratio entre la puissance au pied et au sommet de l'impulsion) de 10^{-7} , or l'ASE est à l'origine de la dégradation du contraste. Au cours d'une amplification type OPA, l'intégralité du signal est amplifié lorsqu'il y a un recouvrement spatio-temporel avec la pompe au sein des milieux non-linéaires utilisés. **Cette technique permet alors d'amplifier le signal tout en évitant d'en dégrader le contraste**. Dans le cas particulier de l'installation PETAL le module OPA est composé d'un premier étage d'amplification composé de deux cristaux de LBO (triborate de lithium) de 25 mm puis d'un deuxième étage avec un cristal de BBO (borate de baryum) de 15 mm [8]. Ces deux étages sont pompés par un faisceau pompe à section carrée de 1.2 J à 526 nm dont la durée d'impulsion est de 4,5ns.

L'architecture de la pompe (non détaillée sur la **fig. 32**) consiste en une source primaire monofréquence (monochromatique) continue à 1053 nm dont le signal est découpé temporellement ($\Delta\tau = 4.5 \text{ ns}$) à l'aide d'un module acousto-optique conjugué à un interféromètre électro-optique Mach-Zehnder. Le profil d'intensité de l'impulsion est sculpté afin de précompenser la déformation temporelle induite par le gain [8]. Ainsi, l'intensité du front de l'impulsion est moins élevée qu'à l'arrière. Ces impulsions sont amplifiées dans un amplificateur régénératif et ressortent avec un profil temporel de forme super-gaussienne. Au sein de la cavité régénérative se trouve un miroir de phase qui permet au faisceau de dimensions millimétriques, de passer d'une section circulaire à une section carrée. Cette section carrée est nécessaire pour l'injection du faisceau dans la section amplificatrice de la chaîne laser et permet également de maximiser l'extraction de l'énergie stockée dans les milieux amplificateurs. Enfin, la longueur d'onde utile de 526 nm est générée par un processus non linéaire de doublage en fréquence dans un cristal de KTP (titanyl phosphate de potassium) à une énergie de 1.2 J.

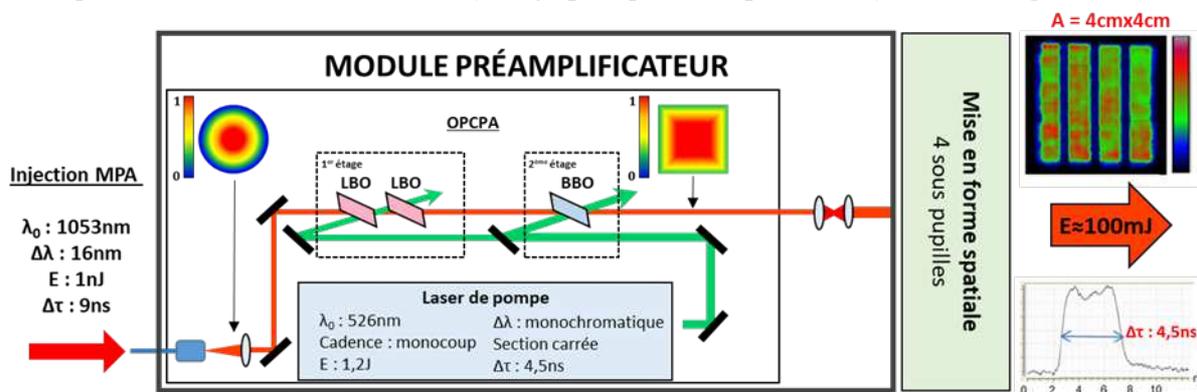


Figure 32 : Schéma du MPA de l'installation PETAL

²⁰ A noter qu'ici il s'agit de la combinaison du CPA et de l'OPA, ainsi on parle d'amplification OPCA : Optical Parametrical Chirped Pulse Amplification.

Ce faisceau pompe est alors réparti sur deux voies afin de pomper les deux étages OPA. Le premier étage composé de deux cristaux de LBO fonctionne en régime petit signal et permet d'avoir un gain très élevé. Le deuxième étage lui fonctionne en régime de déplétion de la pompe ce qui permet au signal de converger vers une forme temporelle et spatiale identique à la pompe. Ainsi **une fois pré-amplifiée** l'impulsion signal a un profil temporel super-gaussien de **4,5 ns** et un **profil spatial d'intensité carré**. Son spectre reste toujours centré en **1053 nm** mais avec une **largeur réduite de 8 nm** et une énergie d'environ **100 mJ**. On note alors un **facteur d'amplification d'environ 10^8** (80dB).

La préamplification terminée l'impulsion est mise en forme spatialement [9]. Tout d'abord le faisceau est agrandi (du millimètre au centimètre) puis divisé en quatre sous-pupilles. L'ensemble de la Source et du module préamplificateur constituent le **pilote de l'installation**. Le pilote délivre à partir d'une impulsion courte à spectre large, une impulsion à dérive de fréquence préamplifiée et mise en forme temporellement et spatialement en vue de son amplification dans la **section amplificatrice**.

1.2.5 Amplification, recompression et transport de l'impulsion vers la cible

La section amplificatrice (SA) de PETAL utilise les mêmes technologies que sur l'installation LMJ [9]. Le signal délivré par le pilote (indiqué par le terme « Front-end injection » **fig. 33**) est une dernière fois agrandi (le faisceau carré passe de $4 \times 4 \text{ cm}^2$ à $40 \times 40 \text{ cm}^2$ de côté) afin d'être amplifié par 16 plaques de verre phosphate dopé néodyme. Le premier passage dans la SA correspond au tracé jaune, arrivé en bout de course le faisceau est renvoyé (tracé rouge) dans la cavité par le miroir M1, miroir déformable qui corrige le front d'onde du faisceau. Après son deuxième passage le faisceau est envoyé dans un système appelé CROCO afin de corriger le chromatisme²¹ apporté par les lentilles intra-cavité. Le faisceau est alors réinjecté (vert) dans la SA pour un ultime aller via le miroir M2 et fait son dernier retour pour une amplification optimale (tracé bleu) avant d'être extrait hors de la cavité. Au final le faisceau fait deux aller-retours dans la section amplificatrice. Sur le trajet du faisceau on retrouve des trous de filtrage FSC et FST qui servent à éliminer les hautes fréquences spatiales (= autofocalisations locales du faisceau).

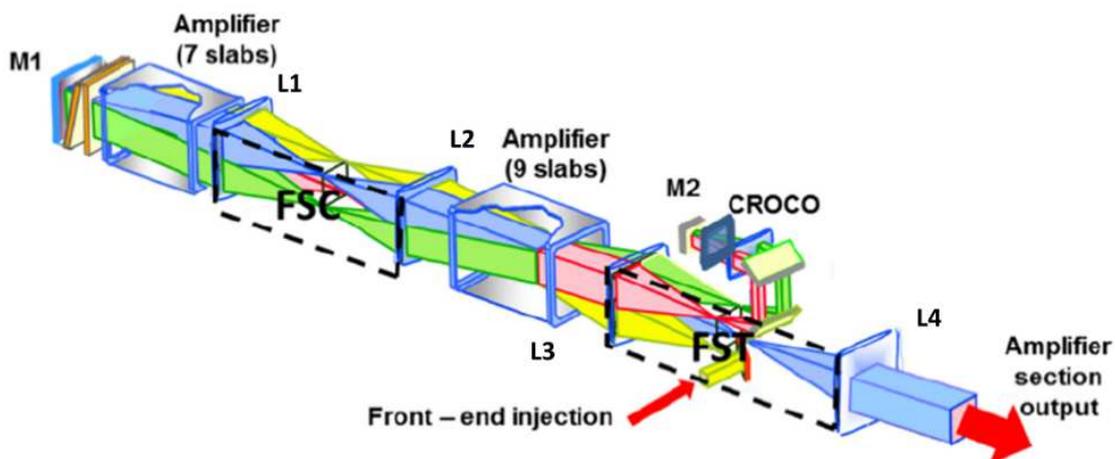


Figure 33 : Vue schématique de la section amplificatrice [8]. M1 : miroir déformable, M2 : miroir demi-tour et CROCO : dispositif correcteur du chromatisme, FSC et FST : filtrage spatial cavité/transport et L1,2,3 et 4 : lentilles convergentes.

²¹ Ici on parle d'aberrations chromatiques longitudinales induites par les lentilles qui ne focalisent pas les longueurs d'onde au même endroit ce qui conduit à une augmentation de la durée d'impulsion.

En sortie de cette section, l'énergie de l'impulsion avoisine alors les **1,4 kJ à 1053 nm** sur une **largeur spectrale de 3,5 nm** et une **fenêtre temporelle de 2 ns** [9]. La diminution de la durée d'impulsion est dû au rétrécissement spectral par le gain résultant de la bande d'émission des milieux amplificateurs.

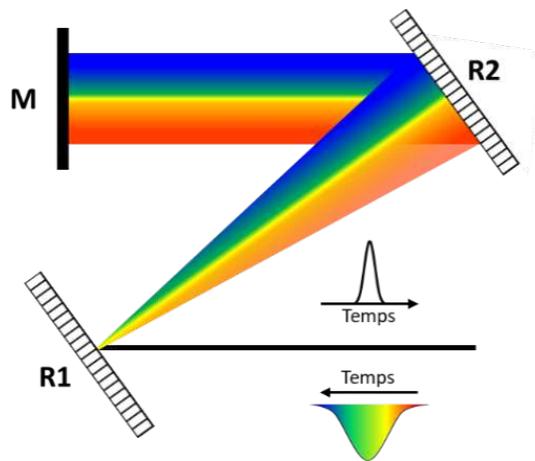


Figure 34 : Schéma de principe d'un compresseur à réseaux de diffraction en réflexion

Pour recomprimer l'impulsion nanoseconde délivrée par le pilote, il faut un système qui compense la dispersion induite par l'étireur. Le principe reste le même que celui de l'étireur, cependant dans le cas d'un compresseur le régime de dispersion est anormale (fig .34). Les longueurs d'onde rouges initialement en avance par rapport au bleu, parcourent un trajet optique plus long dans le compresseur. Si le système est correctement dimensionné et qu'il compense exactement la dispersion accumulée²² par l'impulsion jusqu'à son arrivée dans le compresseur alors en sortie les longueurs d'ondes sont en phase, la durée de l'impulsion correspond alors à sa durée limitée par transformée de Fourier.

Comprimer une impulsion kilojoule dans la gamme sub-picoseconde n'est pas trivial. L'intensité résultante est telle que le faisceau peut alors ioniser l'air. Ainsi, une particularité du compresseur de PETAL est qu'il est divisé en deux parties avec : une première compression dans l'air qui permet d'atteindre une première durée d'environ 500 ps puis un deuxième dispositif placé sous vide en vue d'obtenir une durée sub-picoseconde [9].

Une autre particularité concerne la partie compression sous vide. En effet, nous avons vu précédemment que le faisceau en sortie de la SA avait un profil spatial carré de 40 cm². Les réseaux du compresseur sous vide ont été conçus pour un angle d'incidence de 77 ° ce qui signifie que pour accepter la totalité du faisceau il faudra un réseau de plus 1,5 m de long. Aujourd'hui, il est techniquement impossible de réaliser ce type de composant (limite haute : 1 m), c'est pourquoi, lors de la mise en forme spatiale, le faisceau a été subdivisé en 4 sous pupilles. Ainsi chaque composante du faisceau est envoyée dans un compresseur indépendant (taille des réseaux environ 50 cm²) à l'aide d'un miroir segmenté [9].

Une fois la compression terminée, les faisceaux arrivent sur un miroir segmenté qui corrige le déphasage spatial de chacune des sous pupilles pour former un seul faisceau [9]. La lumière est ensuite transportée sous vide jusqu'au hall d'expérience où elle sera focalisée sur cible à l'aide d'un miroir parabolique. C'est grâce à cette architecture que le laser PETAL a pu réaliser en mai 2015 son premier tir petawatt avec une énergie de 850 J sur une durée de 700 fs ce qui correspond à une puissance crête de 1,2 PW et une intensité sur cible de l'ordre de 10²⁰ W/cm²[9].

²² Tous les milieux traversés par les impulsions induisent des termes de dispersion. En fonction de la durée souhaitée en sortie du compresseur, il est possible de négliger cette dispersion et de ne considérer que celle apportée par l'étireur.

1.3 Contexte de l'étude

Les travaux présentés dans ce manuscrit s'inscrivent dans la partie oscillateur femtoseconde de la source du pilote de l'installation **PETAL** (fig. 35).

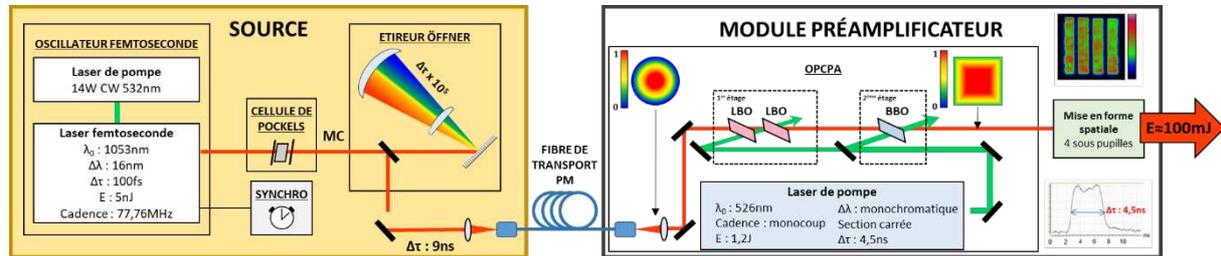


Figure 35 : Schéma du pilote de l'installation de PETAL composé de la source et du module préamplificateur.

Comme présenté précédemment, l'oscillateur actuel est un oscillateur à blocage de modes par effet Kerr qui délivre des impulsions de **5 nJ @ 1053 nm \pm 8 nm** d'une durée de **100 fs**. Il s'agit d'une technologie en espace libre qui a besoin d'une maintenance régulière en raison de la complexité de son architecture : cavité composé d'un grand nombre d'optiques, d'un laser de pompe et d'un système de refroidissement. Cette maintenance est assurée par une société extérieure au CESTA. Afin de s'affranchir de possible contraintes d'exploitations le CEA aimerait se doter d'une nouvelle source plus fiable et plus robuste et tout aussi performante.

Dans ce contexte nous proposons la conception et la réalisation d'une source laser innovante entièrement fibrée pour la nouvelle génération de pilote de l'installation PETAL, afin de voir s'il est envisageable de remplacer le laser actuel en espace libre par une source plus robuste et plus facile à intégrer, tout en conservant des performances équivalentes à l'oscillateur Ti : Sa utilisé jusqu'à présent sur l'installation.

C'est pourquoi la deuxième partie de ce chapitre sera consacrée aux sources fibrées à blocage de modes passif et plus particulièrement à leur architecture et aux performances qu'elles sont capables d'atteindre en terme de couple spectre/énergie.

2 SOURCES FIBRÉES À BLOCAGE DE MODES PASSIF

Afin de situer nos travaux par rapport à l'existant, je vais dans cette partie passer en revue les différents types de propagation possibles d'une impulsion dans une source fibrée en régime de blocage de modes ainsi que les techniques utilisées pour y parvenir. J'indiquerai également les performances obtenues pour ces différentes architectures. Ensuite j'expliciterai comment fonctionnent les oscillateurs de nouvelle génération dits « Mamyshev », quelles sont les performances de ces sources à l'heure actuelle et enfin comment ces derniers se positionnent sur l'échiquier des sources lasers à blocage de modes passif fibrées et en espace libre en terme de puissance crête (énergie/durée d'impulsion).

2.1 Régime de blocage de modes dans une architecture fibrée

Dans le cadre de ces travaux de thèse je ne rentrerai pas dans les détails de la physique des différents modes de propagation qui vont être présentés dans cette partie. Je présenterai seulement les notions nécessaires à la compréhension du phénomène décrit afin d'en comprendre les schémas d'architectures lasers et les limites en terme de performances.

2.1.1 Régime de propagation sous forme de soliton

2.1.1.1 Soliton fondamental

Le soliton optique est une impulsion électromagnétique qui a la particularité de se propager sans déformation (soliton fondamental) ou avec une évolution périodique (soliton d'ordre supérieur) [10]. Les solitons sont classés en deux catégories : les solitons spatiaux et les solitons temporels. La différence entre ces deux désignations provient des mécanismes physiques à l'origine de la création de l'onde solitonique. Dans le cas du soliton spatial, c'est la diffraction du matériaux et l'effet Kerr spatial qui sont mis en jeu. Pour les lasers à fibre c'est l'effet Kerr temporel qui domine sur l'effet Kerr spatial. Ainsi, les solitons considérés ici sont des solitons temporels.

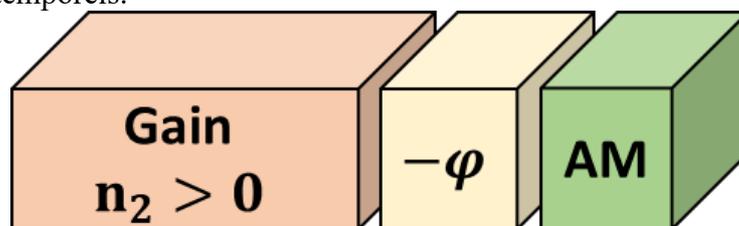


Figure 36 : Schéma simplifié des différents blocs qui composent un laser à blocage de modes en régime solitonique avec de gauche à droite : une fibre active de susceptibilité non-linéaire non nulle ($n_2 > 0$), une fibre de dispersion anormale et un modulateur d'amplitude (AM : Amplitude Modulation).

Le soliton temporel est obtenu en concevant une cavité fibrée à dispersion anormale (**fig. 36**). En effet, l'automodulation de phase a tendance à repartir les hautes longueurs d'ondes (rouges) vers le front montant de l'impulsion et les basses longueurs d'onde (bleues) vers la queue de l'impulsion. Dans un milieu / dispositif à dispersion anormale²³ (comme le compresseur présenté en amont du chapitre), les composantes bleues voyagent plus vite que les composantes rouges. Ainsi un parfait équilibre entre ces deux phénomènes peut apparaître : automodulation de phase et dispersion anormale conduit à un régime de propagation solitonique.

²³ Pour rappel en zone de dispersion anormale le coefficient β_2 , associé à la dispersion de vitesse de groupe, est négatif.

Le soliton est déterminé par son ordre de grandeur N [10], lui-même défini par :

$$N = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \quad \text{Eq. 59}$$

avec γ : le coefficient non-linéaire du milieu, P_0 : la puissance crête de l'impulsion et T_0 la durée d'impulsion. Le régime de propagation solitonique fondamental correspond à $N = 1$, dans ce cas-là on obtient une relation directe entre l'énergie et la durée d'impulsion :

$$E_0 = \frac{|\beta_2|}{\gamma T_0} \quad \text{Eq. 60}$$

Cette égalité, appelée théorème de l'aire du soliton, impose alors une limite à l'énergie et à la durée du soliton²⁴. En considérant une onde de pulsation ω_0 qui se propage dans une cavité fibrée (γ et β_2 considérés comme constants), on remarque d'après l'Éq. 60 que l'apport d'énergie induit une diminution de la durée d'impulsion. Or, la durée d'impulsion admet une limite. Ainsi, lorsque l'énergie devient trop importante, le soliton s'en « débarrasse » afin de respecter l'égalité de l'Éq. 60 et conserver un régime de propagation stable. Cependant l'énergie libérée peut interférer avec le soliton et générer de fines bandes spectrales dans le spectre de l'impulsion. Ce phénomène, appelé bandes latérales de Kelly [11], dégrade la qualité du signal et génère des instabilités qui conduisent à la perte de l'impulsion. Ce phénomène est d'autant plus important que l'énergie de l'impulsion augmente et que sa durée diminue.

Les lasers à soliton sont développés à partir de fibres passives monomodes ce qui implique un MFD $\sim 6 \mu\text{m}$ (pour des fibres classiques à une longueur d'onde de $1 \mu\text{m}$). **Ainsi les performances typiques obtenues pour ce type de propagation sont de l'ordre de 0,1 nJ pour une durée quelques centaines de femtosecondes.** Néanmoins, en raison de leur architecture simple, de leur faible coût et de leur robustesse aux perturbations extérieures les lasers fibrés à soliton ont séduit les scientifiques et les industriels notamment dans le domaine des télécommunications²⁵.

2.1.1.2 Soliton à dispersion contrôlée

En 1993, K. Tamura et al. [12] proposent une méthode pour générer des impulsions plus énergétiques que la limite fixée par le théorème de l'aire du soliton, on parle de soliton à dispersion contrôlée (en anglais : Dispersion Managed Soliton [DMS] aussi appelé dans la littérature : stretched pulse). Dans cette publication [12], ils proposent de segmenter la cavité en deux avec une partie constituée de fibres où le régime de dispersion est normal et l'autre anormal (fig. 37).

Généralement une source laser de ce type se présente comme une cavité en anneau où l'impulsion est dans un premier temps étirée en se propageant dans la fibre à dispersion normale. La puissance crête est alors réduite ce qui induit une diminution des non-linéarités générées par l'onde. Une fois étirée, l'impulsion est amplifiée via une fibre active puis comprimée après avoir traversée un segment de fibre à dispersion anormale.

²⁴ Le soliton admet un profil d'intensité au cours temps en forme de sécante hyperbolique et non de forme gaussienne.

²⁵ A fibre identique, la taille du MFD augmente lorsque la valeur de la longueur d'onde considérée augmente. Les longueurs d'ondes utiles dans le domaine des télécommunications sont $1.3 \mu\text{m}$ et $1.5 \mu\text{m}$ ainsi le MFD est plus élevé que dans notre cas à $1 \mu\text{m}$. La taille de MFD peut aller jusqu'à $9 \mu\text{m}$ pour une fibre passive monomode.

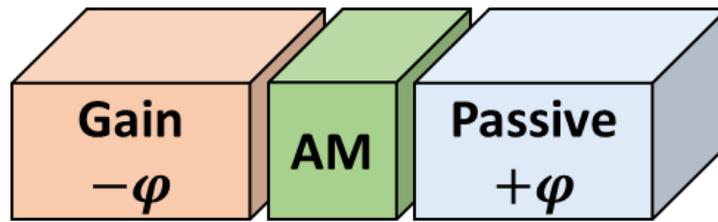


Figure 37 : Schéma simplifié des différents blocs qui composent un laser à blocage de modes en régime DMS avec de gauche à droite : une fibre active à dispersion normale, un modulateur d'amplitude et d'une fibre passive à dispersion anormale.

Si le système est correctement dimensionné alors la dispersion totale de la cavité est nulle, les impulsions délivrées par le laser sont à la limite de Fourier. On comprend alors que dans ce cas le terme de « soliton » est un abus de langage qui fait référence à la dispersion totale de la cavité. **Ce concept d'architecture a permis de multiplier l'énergie en sortie d'un facteur 10 par rapport aux lasers à soliton (environ 1 nJ) et surtout de produire des impulsions encore plus courtes (environ 100 fs) en raison de la dispersion intracavité.** Le profil temporel de l'impulsion produit par ce type de source tend plus vers une gaussienne contrairement à un laser du type soliton fondamental.

2.1.1.3 Soliton dissipatif

Le régime de soliton dissipatif (en anglais : Dissipative Soliton [DS]) est obtenu dans une cavité à dispersion normale (**fig. 38**).

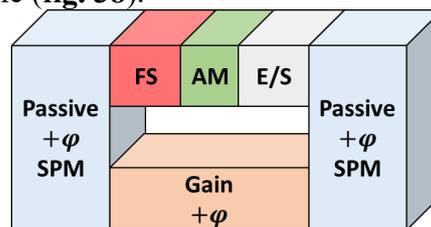


Figure 38 : Schéma simplifié des différents blocs qui composent un laser à blocage de modes en régime DS dans le sens de propagation de l'impulsion (sens antihoraire) : le modulateur d'amplitude (AM), un filtre spectral (FS) un segment de fibre passive suivi d'une fibre active et de nouveau de la fibre passive le tout en régime de dispersion normal et un coupleur d'entrée/sortie (E/S)

En régime stationnaire, l'impulsion qui traverse le premier segment de fibre passive est soumise au phénomène d'automodulation de phase, qui génère du spectre, et aussi à la dispersion qui étire l'impulsion au fur et à mesure de sa propagation dans la fibre passive. L'impulsion arrive alors dans la fibre active avec un spectre élargi et avec une durée plus longue ce qui lui permet d'être amplifiée en générant le moins de non-linéarités possible (comme pour le cas du soliton à dispersion contrôlée). Une fois amplifiée l'impulsion traverse à nouveau un segment de fibre passive.

Tout au long de sa propagation, l'impulsion a accumulé de la dispersion qui la conduit à une forte dérive en fréquence quasi linéaire (tangente hyperbolique). Ainsi le spectre de l'impulsion (et son profil temporel) au niveau du coupleur d'entrée/sortie se présente sous la forme d'une parabole presque plate avec des modulations aux extrémités. On retrouve parfois le terme de « spectre en forme d'oreilles de chat ». Une partie du signal est donc extraite hors de la cavité tel quel. L'autre partie passe au travers d'un filtre spectral avant d'être réinjectée dans la cavité. Ce filtre spectral sert à couper les modulations spectrales qui pourraient causer des instabilités, il permet également d'avoir un paramètre d'injection constant et de converger vers un régime stationnaire stable. L'impulsion étant à dérive de fréquence, le filtrage spectral des extrémités du spectre conduit à couper les ailes des impulsions dans le domaine temporel (contrairement à une impulsion à limite de Fourier où retirer du spectre revient à augmenter la durée

d'impulsion). L'impulsion « courte » en sortie du filtre est réinjectée dans le segment de fibre passive où elle sera de nouveau étirée temporellement en vue de son amplification.

Ce type de propagation se modélise correctement à l'aide de l'équation de Ginzburg-Landau [13] qui prend en compte les contributions des différents éléments de la cavité. Ces travaux ont permis de comprendre que le filtre spectral joue un rôle clef dans le système et conditionne les caractéristiques de l'impulsion en sortie (forme, énergie, durée). **Grâce à ce modèle, les cavités ont été optimisées en deux sens : premièrement il est possible d'atteindre des énergies jusqu'à 20 nJ pour une durée de 200 fs [14,15], ou alors des durées plus courtes jusqu'à 50 fs pour une énergie inférieure à 2 nJ [16].**

Les différents régimes de propagation présentés jusqu'à présent sont sujets au phénomène de « wave breaking », en français : rupture de l'impulsion, qui survient à cause de l'accumulation de phase générée par les non-linéarités et de la dispersion de vitesse de groupe (β_2) [17]. Pour le régime (quasi) solitonique la phase non linéaire tolérée est nulle, dans le cas d'un soliton à dispersion contrôlée cette phase non-linéaire peut aller jusqu'à π , tandis que pour le régime DS peut supporter un phase allant de 2π à 10π . Pour repousser l'apparition de ce phénomène il faut donc limiter l'accumulation de phase non-linéaire²⁶. La phase non-linéaire générée par une impulsion étant fonction de l'intensité²⁷, on comprend bien que c'est ce facteur qui va limiter la montée en énergie de l'impulsion.

2.1.2 Similariton passif/actif

Il existe un régime de propagation d'impulsion qui n'est pas sujet au wave-breaking dans une fibre à dispersion normale : le régime similariton [17]. Une impulsion avec un profil temporel parabolique génère une phase spectrale non-linéaire (Kerr temporel) également de forme parabolique qui induit une dérive en fréquence linéaire. **De ce fait, contrairement à une impulsion gaussienne où l'automodulation génère des modulations sur les bords du spectre, l'impulsion parabolique conserve sa forme (domaine temporel et spectral) tout au long de sa propagation et ce malgré l'automodulation de phase puisque la dérive en fréquence est linéaire (fig. 39).** Ce régime de propagation particulier est désigné dans la littérature par le terme de « self-similar évolution » en raison de la constance de la forme de l'impulsion. **Une impulsion avec un profil temporel parabolique et une dérive en fréquence linéaire peut donc se propager dans une fibre optique sans « wave breaking » ce qui offre de nouvelles possibilités pour le développement de sources fibrées à blocage de modes en régime de dispersion normal.**

En considérant maintenant une impulsion qui se propage dans une fibre optique active de dispersion normale et à gain constant, Fermann et al. montrent qu'au fur et à mesure de sa propagation, l'impulsion tend vers une solution limite du type « self-similar » [18]. Ainsi, peu importe la forme originelle de l'impulsion, son profil temporel tend vers une parabole (fig. 39). Ce régime de propagation, appelé « amplifieur similariton », est très intéressant puisqu'il permet de délivrer des impulsions amplifiées à dérive de fréquence linéaire et par conséquent relativement simple à recomprimer.

²⁶ Il serait également possible de jouer sur la dispersion et de travailler en régime de dispersion nulle, cependant pour générer des impulsions courtes il est nécessaire d'avoir un spectre large or il n'est pas possible d'avoir une fibre à dispersion de vitesse de groupe nulle sur une large gamme spectrale.

²⁷ En considérant une durée et une surface de propagation peu variable voir constante, on peut directement corréler la phase non-linéaire générée avec l'énergie de l'impulsion.

L'élargissement spectral et la durée de l'impulsion augmentent très rapidement au cours de la propagation. La principale limite à ce type de régime est directement liée à la bande spectrale de gain qui limite la largeur spectrale de l'impulsion (et par conséquent sa durée).

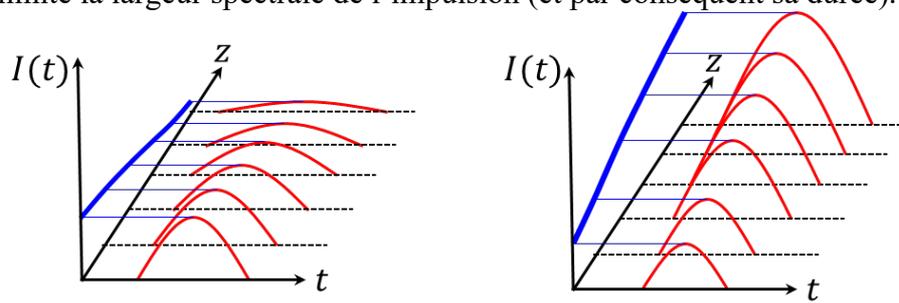


Figure 39 : Évolution schématique du profil temporel d'intensité $I(t)$ au cours de la propagation d'un similariton le long de l'axe z d'une fibre passive (à gauche) et une fibre active (à droite) .

Les performances typiques d'un oscillateur à blocage de modes fonctionnant dans ce type de régime sont d'environ 5 nJ à 15 nJ et, comme les lasers à soliton dissipatif, la cavité est optimisée en utilisant un filtre spectral au niveau de la boucle de contre réaction [19]. La durée d'impulsion, une fois le signal dé-chirpé²⁸, est comprise entre quelques centaines et quelques dizaines de femtosecondes [19].

2.2 Modulation d'amplitude dans une cavité laser fibrée à blocage de modes passif

Nous venons de voir quels étaient les régimes de propagation possibles d'une impulsion dans une cavité laser fibrée à blocage de modes. Cependant, nous n'avons pas explicité comment était réalisée la modulation d'amplitude intracavité qui permet d'initier et de conserver ce régime de blocage de modes. Dans cette partie nous détaillons les trois méthodes principalement utilisées pour établir un régime de blocage de mode passif dans une cavité laser fibrée : l'insertion d'un **absorbant saturable** dans le laser, la boucle d'**amplification non linéaire** et la **rotation non linéaire de la polarisation**.

2.2.1 Absorbant saturable

Un absorbant saturable (AS) est un composant optique dont la transmission augmente au fur et à mesure que l'intensité incidente est élevée (**fig. 40**). **La transmission varie proportionnellement à l'intensité incidente** telle que :

$$T(I) \propto 1 - \frac{\alpha l}{1 + I/I_{sat}} \quad \text{Eq. 61}$$

avec α le coefficient d'absorption du matériau en régime faible intensité, l l'épaisseur du matériau considéré et I_{sat} l'intensité de saturation. Dans le cadre de cette étude je n'entrerai pas dans les détails de la physique des absorbants saturables, un article de « Techniques de l'ingénieur » rédigé par R. Moncorgé [20] propose une première approche relativement complète au sujet de ces composants. Néanmoins afin de comprendre comment fonctionne un oscillateur à blocage de modes par absorbant saturable, je vais m'attarder sur le plus populaire de ces composants : le SESAM (SEmiconductor Saturable Absorber Mirror).

²⁸ « Chirp » est la traduction anglaise de gazouillis. Ce terme qui désigne la dérive en fréquence d'une impulsion fait référence à la variation de fréquence du chant de certaines espèces d'oiseaux. Une impulsion « dé-chirpée » est donc une impulsion sans dérive de fréquence c'est à dire une impulsion à limite de Fourier.

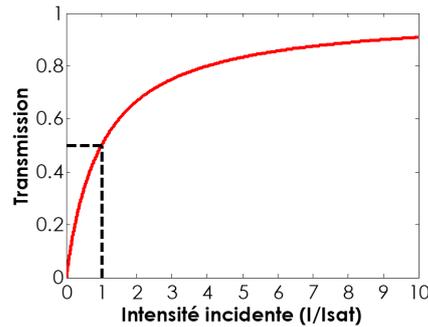


Figure 40 : Évolution typique de la transmission d'un absorbant saturable en fonction de l'intensité incidente normalisée à l'intensité de saturation (courbe rouge). Les segments en pointillés noirs indiquent la valeur de transmission pour $I = I_{sat}$.

Le SESAM [21], est le composant optique de type absorbant saturable que l'on retrouve le plus fréquemment dans les cavités lasers solides/fibrées à blocage de modes passif. Il s'agit d'un miroir de Bragg composé d'une succession de couches de semi-conducteurs avec une couche d'AS sur la face-incidente [21]. Il est généralement placé en fond de cavité pour absorber les faibles intensités et réfléchir la lumière lorsque l'intensité devient suffisante pour permettre à la cavité de résonner. **En régime multimode libre il est possible qu'au cours du temps, l'intensité incidente au SESAM excède l'intensité de saturation de matériau**, la transmission de l'AS augmente et le faisceau est renvoyé dans la cavité. Amplifiées par un milieu à gain avec une large plage d'émission, les impulsions intracavité deviennent de plus en plus courtes et la réflectivité du SESAM tend vers 1. **Le système aboutit vers un régime stationnaire qui correspond au régime de blocage de modes.**

Il existe plusieurs type d'AS classés en fonction de leur réponse au champ électrique incident on distingue alors les absorbants saturables lents des absorbants saturables rapides²⁹ [21]. De manière générale, dans le cas d'un laser à blocage de modes passif qui utilise exclusivement un AS pour moduler les pertes intracavité, la génération d'impulsions courtes se fait avec des modulations des pertes rapides. Cette modulation des pertes est liée au temps de relaxation du matériau [21], et est d'autant plus rapide que la durée du temps de relaxation est courte. Pour un SESAM l'AS est un semi-conducteur avec un temps de recombinaison qui peut aller jusqu'à la dizaine de picosecondes. Aujourd'hui les performances des absorbants saturables à semi-conducteurs sont dépassées par celles des nanotubes de carbone et du graphène qui ont la particularité de ne pas être restrictifs en longueur d'onde et dont le temps de relaxation peut atteindre la femtoseconde [22].

2.2.2 Miroir fibré sous forme de boucle non-linéaire

Il existe d'autres dispositifs non absorbants pour instaurer un régime de blocage de modes en modulant les pertes de la cavité pour favoriser le régime impulsif. Ces sous-ensembles sont appelés absorbants saturables virtuels car ils sont dimensionnés pour transmettre les fortes intensités et inhiber les intensités sous une valeur seuil. Par exemple, le mécanisme de blocage de modes par effet Kerr spatial présenté en amont («*Ch.2 - 1.2.2 Laser Ti :Sa à blocage de modes par effet Kerr*») est un absorbant saturable virtuel en architecture espace libre.

Pour une architecture fibrée, d'autres systèmes ingénieux d'absorbants saturables virtuels ont été développés comme le miroir fibré sous forme de boucle non linéaire (fig. 41a), en anglais : Nonlinear Optical Loop Mirror (NOLM) [23].

²⁹ Cette distinction entre les absorbants saturables se fait lorsque le temps de relaxation est bien plus long (AS lent) / plus court (AS rapide) que la durée d'impulsion délivrée par le système.

Si le coupleur utilisé a un taux du couplage η différent de 0.5, alors la répartition de l'énergie dans le boucle fibrée sera différente pour les champs E_3 et E_4 . La phase non linéaire, générée par effet Kerr, accumulée pour un champ E_i se propageant dans la boucle fibrée de longueur L s'exprime de la façon suivante :

$$\varphi_i = \frac{2\pi n_2 |E_i|^2 L}{\lambda} \quad \text{Eq. 62}$$

Ainsi en sortie de boucle, la transmission du signal résulte de l'interférence entre les champs E_3 et E_4 et dépend directement de l'énergie incidente et du ratio η :

$$T = \frac{E_{out}}{E_{in}} = 1 - 2\eta(1 - \eta) \left(1 + \cos \left(E_{in}^2 (1 - 2\eta) \frac{2\pi n_2 L}{\lambda} \right) \right) \quad \text{Eq. 63}$$

La profondeur de modulation est d'autant plus importante que la valeur de η est proche de 0,5. La figure 41b représente la fonction transfert en fonction de l'énergie incidente de la NOLM pour différentes valeurs de coefficient η .

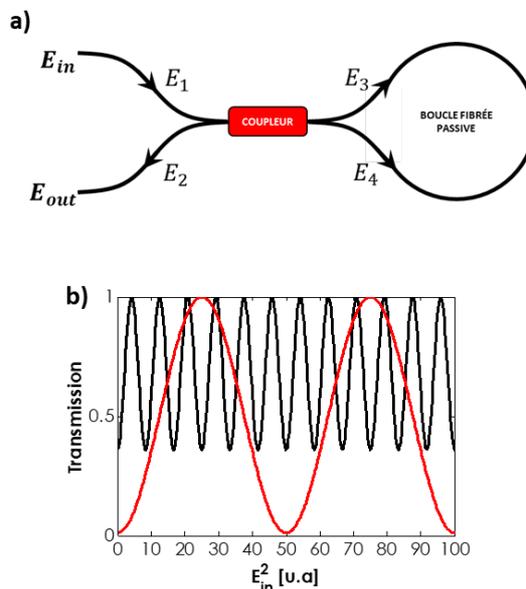


Figure 41 : (a) Schéma d'une NOLM et (b) courbe de transmission résultante de la NOLM en fonction de l'énergie incidente pour : $\eta = 0.55$ (en rouge) et $\eta = 0.2$ (en noir).

Il existe également un dérivé de ce dispositif appelé : Nonlinear Amplifier Loop Mirror (NALM) qui utilise une section de fibre amplificatrice dans la boucle fibrée [24]. Cette fibre amplificatrice est placée au niveau d'une des deux sorties du coupleur et permet d'utiliser un coupleur standard 50/50 et d'obtenir ainsi un fort taux de modulation. En effet l'un des champs, par exemple E_4 , sera amplifié avant de se propager dans la fibre passive et accumulera ainsi un déphasage non-linéaire plus important que celui du champ E_3 et cela même pour un coupleur 50/50.

Ces architectures de NOLM et de NALM sont très appréciées pour la conception de sources fibrées à blocage de modes puisqu'elles permettent de conserver une architecture exclusivement fibrée³⁰ (contrairement aux absorbant saturables) qui offre stabilité et robustesse.

³⁰ A noter que pour qu'une NOLM / NALM soit stable il faut utiliser des fibres à maintien de polarisation.

2.2.3 Rotation non linéaire de la polarisation

Lorsque qu'une onde électromagnétique se propage dans une fibre optique, la biréfringence naturelle du milieu induit un déphasage entre les composantes E_x et E_y du champ électrique. Dans le cas d'une onde de haute intensité, les non-linéarités induisent une Rotation Non Linéaire de la Polarisation (RNLP, en anglais : « Nonlinear Polarisation Evolution » NPE) entre les deux composantes E_x et E_y proportionnel à l'intensité de l'impulsion (**fig. 42**). Ce déphasage non-linéaire peut s'exprimer sous la forme de [25] :

$$\Delta\varphi_{NL} = \frac{P\gamma L}{3} \cos(2\theta) \quad \text{Eq. 64}$$

avec P la puissance, γ le coefficient non linéaire de la fibre, L la longueur de fibre considérée et θ l'angle entre l'axe de polarisation de la lumière et l'axe x de la fibre.

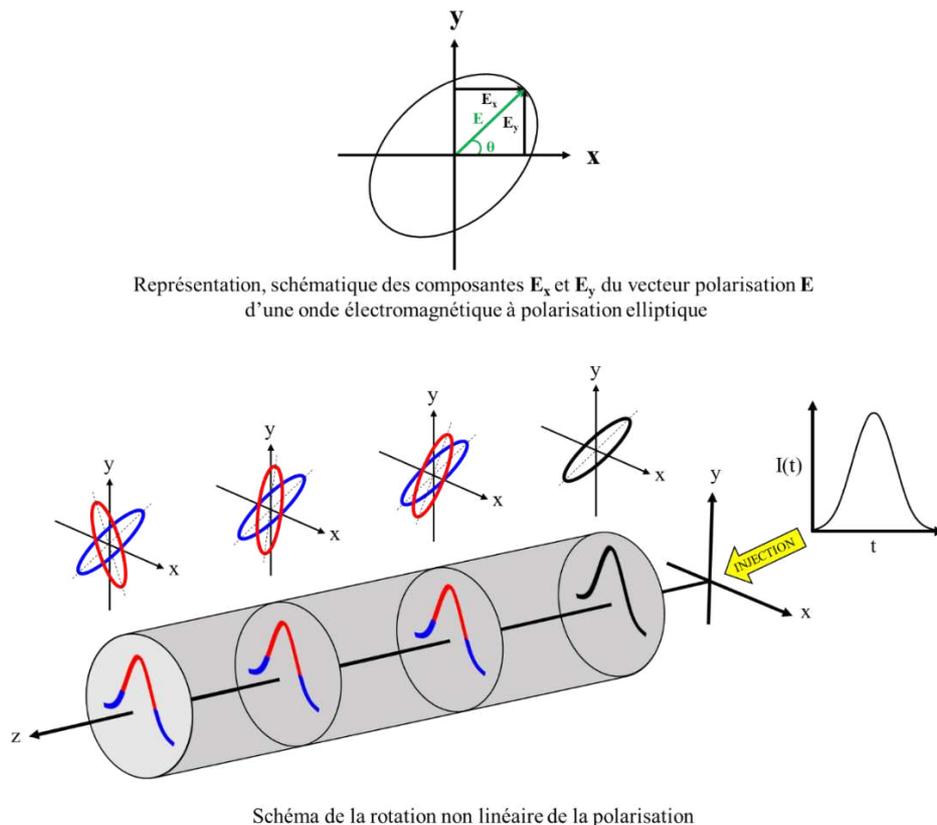


Figure 42 : Représentation schématique de l'état de polarisation dans le plan (x,y) et schéma du phénomène de rotation non-linéaire de la polarisation au cours de la propagation d'une impulsion gaussienne dans une fibre optique à saut d'indice classique.

Cette expression illustre la dépendance de ce phénomène en fonction de la puissance considérée pour une fibre de longueur L donnée. Sur la figure 42, l'impulsion gaussienne (profil en intensité) injectée dans la fibre est préalablement polarisée elliptiquement. Au fur et à mesure de sa propagation dans le milieu on observe bien une rotation de l'état de polarisation initial. La dynamique de cette rotation n'est pas la même en tout point de l'impulsion. Les hautes intensités (représentées en rouge) ont une variation de leur état de polarisation nettement plus significative que les faibles intensités (représentées en bleues). En fin de propagation, on voit bien que la valeur de θ diffère entre les hautes et les faibles intensités. Ainsi il est possible de moduler l'amplitude du signal à l'aide de cette rotation non-linéaire de la polarisation associée par exemple à un polariseur.

La figure 43 schématise l'évolution de la polarisation d'une impulsion dans une cavité à blocage de modes fibrée basée sur RNLP. Dans ce type d'architecture l'absorbant saturable virtuel est composé d'un ensemble de deux contrôleurs de polarisation (CP1 et CP2) et d'un isolateur polarisant. L'isolateur transmet un signal linéairement polarisé et entrave fortement la propagation intracavité de tout autre polarisation. Le contrôleur de polarisation CP2 placé après l'isolateur (le sens de propagation de la lumière correspond au sens horaire) change la polarisation linéaire incidente en une polarisation elliptique. En effet pour qu'une onde électromagnétique soit sujette à l'effet de RNLP il faut que sa polarisation soit elliptique. L'état de polarisation de l'onde évolue de façon non-linéaire au cours de sa propagation dans la fibre passive et la section amplificatrice. Le CP1 placé en amont de l'isolateur permet d'ajuster la polarisation du centre de l'impulsion afin qu'elle soit polarisée le plus linéairement possible au niveau de l'isolateur. De ce fait, l'énergie contenue dans le centre de l'impulsion est transmise au travers de l'isolateur, tandis que les ailes de l'impulsion subissent des pertes considérables ce qui conduit bien à une modulation d'amplitude en fonction de la puissance incidente.

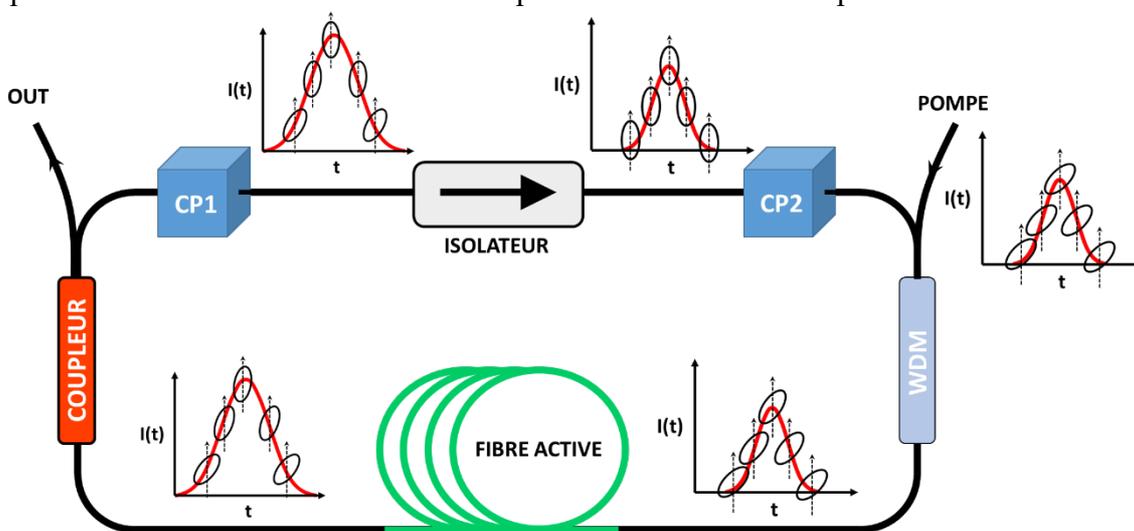


Figure 43 : Schéma d'une cavité fibrée à blocage de modes passif via rotation non linéaire de la polarisation.
 CP : Contrôleur de Polarisation et WDM : Wave Division Multiplexing.

3 OSCILLATEUR MAMYSHEV

3.1 Absorbant saturable virtuel basé sur l'automodulation de phase

Un oscillateur Mamyshev est basé sur le principe du régénérateur Mamyshev (RM). Proposé par P. V. Mamyshev en 1998 lors de la 24^{ème} conférence européenne sur la communication optique à Madrid [26], le dispositif est présenté comme un régénérateur optique fibré qui permet de nettoyer un signal télécom du bruit parasite. Ce régénérateur se présente comme illustré dans la figure 44. On considère deux impulsions : signal et parasite qui vérifient la condition suivante : $I_{parasite} < I_{signal}$.

Dans le cas de l'impulsion parasite (haut de la fig. 44), l'impulsion centrée en λ_0 se propage dans une fibre optique de longueur L et génère, par automodulation de phase, un élargissement spectral. Cependant, un filtre passe-bande étroit centré en $\lambda = \lambda_0 + \Delta\lambda$ est placé en sortie de la fibre. Le spectre généré par l'impulsion parasite n'est pas suffisant pour transmettre une partie de son énergie au travers du filtre, ainsi en sortie du dispositif les impulsions parasites sont soustraites au train d'impulsions. Si le système est correctement dimensionné, alors les impulsions signal d'intensité $I_{signal} = I_0$ génèrent suffisamment de spectre au cours de leur propagation dans la fibre et transmettent une partie de leur énergie au travers du filtre passe-bande (bas de la fig. 44).

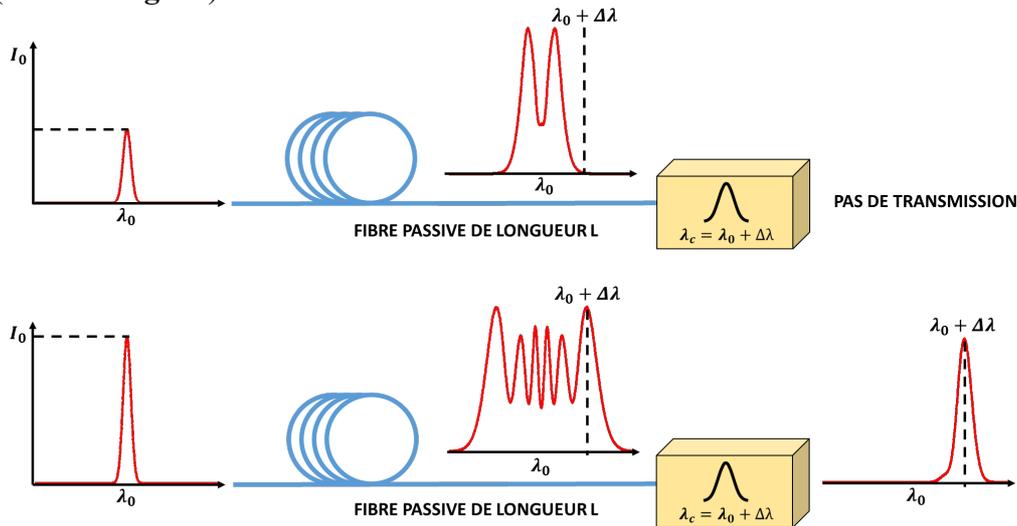


Figure 44 : Schéma de principe du régénérateur Mamyshev.

Pour qu'une partie du spectre généré par automodulation de phase soit transmise par le filtre centré en $\lambda_{filtre} = \lambda_0 + \Delta\lambda$ il faut que l'élargissement spectral $\Delta\lambda_{SPM}$ en sortie de la fibre vérifie la condition :

$$\frac{\Delta\lambda_{SPM}}{2} \geq \Delta\lambda \quad \text{Eq. 65}$$

La phase non linéaire accumulée en chaque point d'une impulsion au cours de sa propagation dans une fibre de longueur L s'exprime sous la forme :

$$\varphi_{NL}(t) = \gamma P(t)L \quad \text{Eq. 66}$$

Sachant que la fréquence instantanée correspond à la dérivée temporelle de la phase et qu'il est possible d'exprimer l'élargissement spectral $\Delta\lambda_{SPM}$ en fonction de $\Delta\omega_{SPM}$ via la relation :

$$\Delta\lambda_{SPM}(\omega) = \left| \frac{d\omega}{d\lambda} \right| \Delta\omega_{SPM} = \frac{2\pi c}{\omega_0^2} \Delta\omega_{SPM} \quad \text{Eq. 67}$$

Il est possible d'exprimer $\Delta\lambda_{SPM}$ en fonction de la puissance crête de l'impulsion. Dans le cas d'une impulsion gaussienne et en considérant une propagation de l'impulsion sans perturbations (sans amplification, pertes ni dispersion de vitesse de groupe) cette expression s'écrit :

$$\Delta\lambda_{SPM} = \frac{8\pi c\gamma L}{\omega_0^2 \tau \sqrt{2}} P_0 e^{-\frac{1}{2}} \quad \text{Eq. 68}$$

avec P_0 la puissance crête de l'impulsion, $\tau = \frac{\Delta\tau_{FWHM}}{2\sqrt{2\ln(2)}}$ et $\Delta\tau_{FWHM}$ la durée à mi-hauteur de l'impulsion (FWHM pour Full Width at Half Maximum). En intégrant cette nouvelle expression de $\Delta\lambda_{SPM}$ à l'inégalité de l'Éq.65, il est possible d'approximer la valeur critique de la puissance incidente à partir de laquelle, une impulsion en entrée du RM va pouvoir transmettre une partie de son énergie en générant un élargissement spectral suffisant. Cette puissance critique s'exprime comme :

$$P_{\text{critique}} \geq \frac{\Delta\lambda\omega_0^2\tau\sqrt{2}}{8\pi c\gamma L} e^{\frac{1}{2}} \quad \text{Eq. 69}$$

avec $\Delta\lambda$ l'écart spectral entre les longueurs d'onde centrales de l'impulsion λ_0 et du filtre λ_f , ω_0 la pulsation à la longueur d'onde λ_0 , c la vitesse de la lumière dans le vide, γ le coefficient non-linéaire et L la longueur de fibre mise en jeu.

La totalité du raisonnement qui a conduit à l'expression de cette puissance critique est disponible en **Annexe B**. Pour le cas d'un RM constitué d'une fibre monomode $MFD = 6 \mu m$ d'une longueur $L = 1 m$ et d'un filtre centré en $\lambda_f = 1055.5 nm$, une impulsion gaussienne telle que $\lambda_0 = 1053 nm$ et $\Delta\tau_{FWHM} = 1 ps$ devrait s'élargir d'au moins $5 nm$ avant le filtre pour être en partie transmise. Cet élargissement spectral sera obtenu pour des puissances crêtes supérieures à $P_{\text{critique}} = 623 W$ (soit ici une énergie de $0.623 nJ$).

3.2 L'oscillateur Mamyshev

3.2.1 Une source conçue pour fonctionner en régime non linéaire

En 1994, Michel Piché de l'université de Laval démontre numériquement qu'il est possible d'établir un régime de blocage de modes par un mécanisme d'élargissement non linéaire de la fréquence dans un milieu Kerr et de filtrages spectraux successifs du signal intracavité par deux filtres avec des bandes passantes distinctes [27]. Ses travaux se basent sur ceux d'Ursula Keller et al. [28] qui, en 1993, partagent les performances d'un laser à blocage de modes passif en architecture espace libre dont le verrouillage de modes est qualifié de « Kerr Shift ModeLocking » reconnaissant que la propagation non linéaire des impulsions dans le matériau était responsable du décalage de fréquence.

En 2008, Stéphane Pitois et al. [29] démontrent que les RM peuvent jouer le rôle de portes de transmission non linéaires efficaces dans les lasers à fibre, offrant de nouveaux moyens de réaliser un verrouillage de mode passif. Quelques années plus tard, les oscillateurs fibrés à blocage de modes passif constitués de deux RM mis en cascade voient le jour : il s'agit des oscillateurs Mamyshev (fig. 45). Chacun de ces régénérateurs est muni d'une section de fibre active et d'un filtre spectral. La bande passante du filtre spectral diffère d'un régénérateur à l'autre.

De plus, les plages de transmission des deux filtres ne se recouvrent pas. Ainsi, la première caractéristique de cet oscillateur est qu'il ne peut pas fonctionner en régime laser continu, en raison de la configuration des deux filtres. La cavité fonctionne exclusivement en régime impulsionnel (haute intensité). Comme illustré sur la figure 45, pour qu'une impulsion puisse osciller dans cette architecture il faut, dans un premier temps, qu'elle génère suffisamment de

spectre pour transmettre une partie de son énergie au travers du premier régénérateur ; et que cette énergie transmise soit suffisante pour réitérer l'opération au niveau du deuxième régénérateur qui suit.

Cet oscillateur de nouvelle génération conçu pour fonctionner en régime fortement non-linéaire permet alors d'atteindre des énergies records puisqu'ici les effets non-linéaires ne sont plus considérés comme parasites. Néanmoins l'accumulation de phase non-linéaire reste problématique. En effet nous avons vu précédemment que cette accumulation des non-linéarités donne lieu à un phénomène de « wave breaking ». Pour les régimes de propagation décrits en amont la valeur maximale de la phase non-linéaire supportée est de 10π (régime DS). Le régime similariton lui n'est pas sujet à ce phénomène en raison du profil (spectral/temporel) parabolique de l'impulsion. Dans le cas d'un OM le régime de propagation s'oriente vers une propagation de type similariton. Z. Liu et al. [30] ont observé, pour une configuration où l'écart spectral entre les filtres est de $\Delta\lambda = 10 \text{ nm}$, que la phase non-linéaire supportée par l'impulsion est de $\varphi_{NL} \approx 60\pi$. Cette nouvelle limite est attribuée à la propagation quasi parabolique de l'impulsion. Il s'agit d'une véritable avancée vers la génération d'impulsion forte énergie en architecture fibrée. Le régime de propagation hautement non linéaire couplé au gain des amplificateurs fibrés conduit à délivrer des impulsions large spectre. Ainsi les oscillateurs Mamyshev sont des candidats idéaux pour la production d'impulsions ultra-courtes à haute énergie.

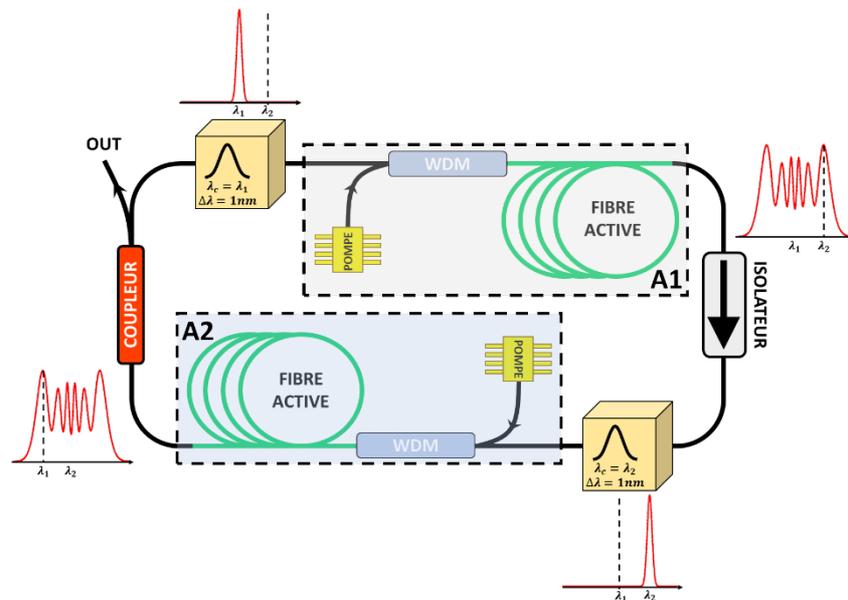


Figure 45 : Schéma d'une cavité laser fibrée Mamyshev.

En raison de l'écart spectral entre les deux filtres intracavité, le laser ne peut pas fonctionner en régime continu. Lorsque les diodes de pompe sont actives, le système ne se met pas à osciller spontanément en régime de blocage de modes. L'amplificateur A1 délivre un signal d'ASE qui est ensuite filtrée par le filtre centré en λ_2 . Cette ASE filtrée est injectée dans l'amplificateur A2. L'oscillateur délivre alors un signal d'ASE.

3.2.2 Bascule d'un régime multimodes libre vers un régime de blocage de modes

Pour pouvoir initier le régime de blocage de modes, une source avec une telle architecture, dont le régime continu est fortement inhibé a besoin d'une perturbation supplémentaire pour produire une impulsion capable d'osciller intracavité. À ce jour il existe plusieurs méthodes pour démarrer un OM. La première solution envisagée est d'injecter une

impulsion ps/fs dans la cavité (par le biais du coupleur d'entrée/sortie) à l'aide d'une source laser impulsionnelle externe [30-37]. Même si cette méthode fonctionne correctement elle n'est pas satisfaisante. Le rajout d'une source laser additionnelle induit un coût plus important, une compacité réduite ainsi que des probabilités supplémentaires de pannes.

C'est pourquoi plusieurs équipes se sont penchées sur le développement d'OM auto-démarrant (dans la littérature on retrouve communément le terme de « self-starting »). **L'adjonction d'un « bras » supplémentaire à l'architecture Mamyshev conventionnelle est un dispositif de self-starting relativement concluant.** Le plus souvent en espace libre, cet appendice de la cavité utilise un dispositif de type absorbant saturable pour créer une impulsion qui sera injectée dans la cavité principale. Grâce à un système de miroir amovible le bras annexe peut être écarté en dehors du trajet du faisceau, l'impulsion est alors piégée dans la cavité principale (fig. 46). On retrouve essentiellement des mécanismes qui utilisent des absorbants saturables réels [38, 39, 40] mais M. Olivier et al. ont conçu un bras annexe composé d'un absorbant saturable virtuel basé sur le principe de RNLP [41]. Ce nouveau moyen de démarrer l'OM est nettement plus satisfaisant que le recours à une source impulsionnelle externe. Néanmoins, toutes les références citées dans ce paragraphe utilisent une architecture en espace libre pour concevoir ce bras annexe. Cela pose un problème quant à la conception d'une source laser de type Mamyshev entièrement fibrée et à ce jour aucune publication ne fait état d'un bras annexe fibré pour le self-starting.

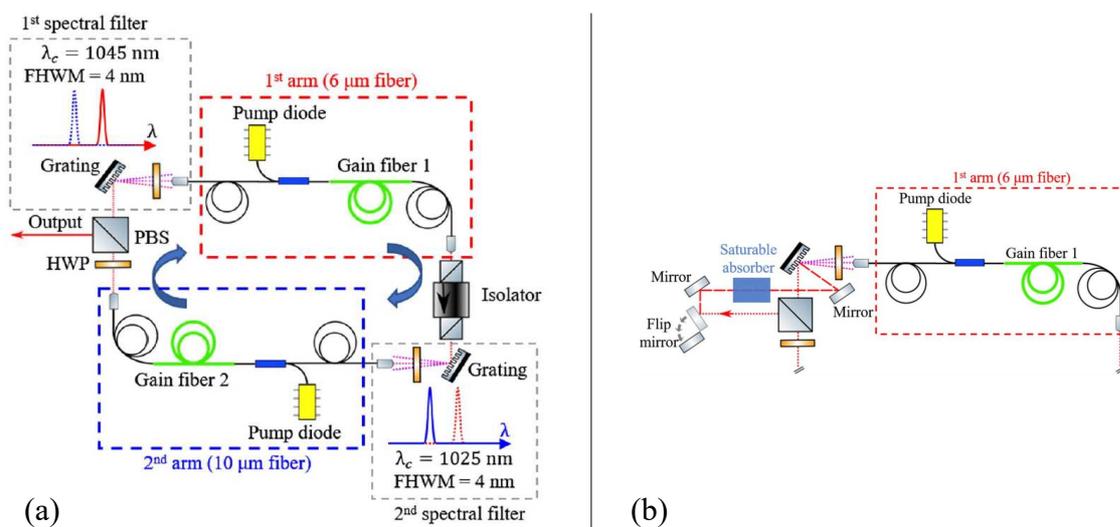


Figure 46 : Schémas de l'oscillateur (a) et du bras annexe composé d'un absorbant saturable utilisé pour initier le régime de blocage de modes de l'oscillateur (b) tirés de la référence [37]

D'autres travaux proposent des architectures où le processus de démarrage se fait directement intracavité. Pour ce faire les systèmes proposés jouent sur le recouvrement des bandes passantes des filtres intracavité. Lorsque les filtres se superposent légèrement, l'oscillateur est dans un régime continu multimode libre (très peu efficace³¹) avec un temps de relaxation relativement long³². En jouant sur la zone de recouvrement entre les filtres il est possible de se placer à la frontière entre une cavité conçue pour fonctionner en régime continu / impulsionnel. La modulation du signal donne alors naissance à des impulsions intracavité. Le régime continu et impulsionnels cohabitent. Pour basculer en régime majoritairement impulsionnel il faut donc

³¹ C'est-à-dire avec une proportion d'ASE importante.

³² A titre d'indication, en plaçant une photodiode en sortie de l'oscillateur on peut voir le bruit de fond augmenter puis diminuer avec une période de l'ordre de la seconde. Il s'agit d'une modulation lente de l'amplitude.

induire des pertes au niveau du régime continu. Cet ajout des pertes se fait en mettant fin à la superposition spectrale des deux filtres (soit en augmentant l'écart spectral entre ces derniers). Pour ce faire on utilise communément des filtres accordables en longueur d'onde. Dans la littérature on retrouve deux méthodes pour moduler l'amplitude du signal intracavité :

- la modulation du signal de pompe [42,43,44,45].
- la modulation par RNLP [46,47,48].

Cette nouvelle méthode de self-starting (détaillée dans le chapitre suivant) est très satisfaisante car elle permet de concevoir des cavités entièrement fibrées. I. Samartsev et al. présentent [42] un OM entièrement fibré dont le système de démarrage se fait via la modulation du signal de pompe. Une architecture entièrement fibrée où le régime de blocage de modes est initié par RNLP a été développé par X. Luo et al. [46].

3.3 État de l'art des oscillateurs Mamyshev

Dans cette partie je n'entrerai pas dans les détails du contenu de chacune des publications faisant référence à un OM. Je présenterai l'ensemble des performances que nous avons pu relever dans la littérature et je m'arrêterai sur certaines performances remarquables. Le graphique ci-dessous (fig. 47), représente les performances obtenues avec des OM standard. Les fibres amplificatrices utilisées sont des fibres dopées en fonction de la longueur d'onde envisagée et dont le diamètre de mode est compris entre 6 μm et 10 μm . La moitié des sources à 1 μm sont capables de délivrer des impulsions de plus de 20 nJ.

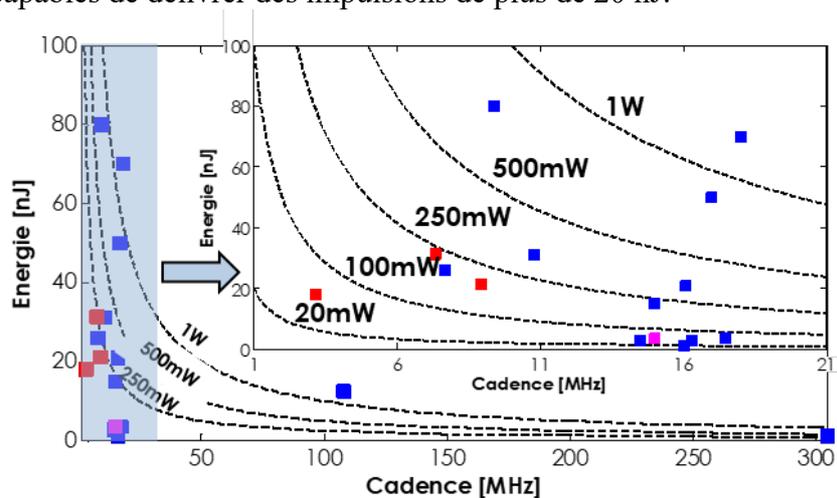


Figure 47 : Représentation des différentes performances obtenues avec des oscillateurs Mamyshev monomodes fibrés / entièrement fibrés³³ disponibles dans la littérature. La couleur rouge correspond à des sources qui émettent aux alentours de 1 μm – 1.1 μm , bleu 1.5 μm et magenta 2 μm . Les courbes en pointillés noirs correspondent à des puissances moyennes.

Le point qui attire notre attention concerne celui dont l'énergie est de 70 nJ pour une cadence d'environ 18 MHz. Cette performance est tirée de la publication [45] qui présente un OM avec un architecture très simplifiée et quasi entièrement fibrée (il semblerait que le filtrage spectral se fasse en espace libre). De plus le système en question est auto-démarrant et peut délivrer jusqu'à 1.25 W de puissance moyenne.

Une autre performance remarquable concerne les travaux de P. Sidorenko et al. [39] qui atteignent les 220 nJ en utilisant un design fibré/espace libre avec un premier RM composé d'une fibre Yb 6 μm et un deuxième RM muni d'une fibre Yb 10 μm . Le système est muni d'un

³³ L'adjectif « fibré » désigne les architectures qui couple fibres et espace libre, tandis que la désignation « entièrement fibré » indique que la lumière reste confinée dans des fibres optiques / composants d'optique fibrée intégrée tout au long de son parcours intracavité.

bras de self-starting en espace libre qui utilise un absorbant saturable. Malheureusement la puissance moyenne délivrée par le système n'est pas renseignée (pas d'information non plus sur la longueur de cavité ou la période entre chaque impulsion) et donc ces performances ne figurent pas sur la **fig. 47**.

W. Liu et al. [38] ont utilisé des fibres PCF³⁴-Yb monomodes avec un **MFD de 30 μm** pour réaliser leurs RM au sein d'une cavité fibrée/espace libre qui comme les travaux cités précédemment, démarre de manière autonome à l'aide d'un absorbant saturable. Grâce à ces fibres exotiques leur système délivre des impulsions de **1.1 μJ à une cadence de 8 MHz** soit presque **9 W de puissance moyenne**.

Enfin, d'autres systèmes avec une architecture entièrement fibrée à maintien de polarisation arrivent à fonctionner en régime harmonique (cette notion sera développée dans la suite du manuscrit) [35,36] ce qui permet d'augmenter la cadence du laser et ainsi accroître la puissance moyenne en sortie. Dans notre cas nous [36] nous avons réussi à délivrer 1.3 W à une cadence de 107.8 MHz. Nous y reviendrons dans le chapitre suivant.

En ce qui concerne les caractéristiques de durée d'impulsion et de puissance crête les OM sont sans surprise d'excellents candidats. Concernant la durée d'impulsion les publications faisant état de recompression ont, dans la majorité, réussi à descendre sous les 100 fs [34,37,41,43] et même sous les 50 fs [30,37,38,45,48] avec un record détenu par C. Ma. et al. de **17 fs** [48]. On notera quand même des difficultés à la recompression qui se traduit par l'apparition d'un piédestal picoseconde sur plusieurs traces d'autocorrélation.

Néanmoins des puissances crêtes remarquables ont été obtenues. Z. Liu et al. [30] donnent le coup d'envoi de cette course en 2017 en mentionnant 1 MW crête, puis c'est au tour de P. Sidorenko et al. [39] de reporter l'année suivante une valeur de 3 MW. **Ces deux équipes ont réussi à atteindre le MW tout en utilisant des fibres Yb classiques de 6 μm et 10 μm de MFD**. Aujourd'hui, la valeur de puissance crête la plus élevée est détenue depuis 2019 par W. Liu et al. qui ont réussi à passer à un ordre de grandeur supplémentaire : **13 MW** [38] en utilisant des fibres dopées microstructurées.

Pour conclure, un oscillateur Mamyshev conçu avec des amplificateurs ytterbium paraît être un candidat idéal pour répondre à notre cahier des charges : concevoir une source robuste compacte et fiable qui délivre des impulsions à large spectre centré en 1053 nm et de l'ordre du nano-joule. À noter que le spectre généré par ce type d'oscillateur est (souvent) beaucoup plus étendu que la largeur spectrale utile de 16 nm à cause la forte SPM générée par l'impulsion intracavité (haute énergie et longueur de fibre). Si le spectre de l'impulsion en sortie de l'oscillateur est tronqué alors son énergie sera réduite. Néanmoins, nous verrons qu'en considérant la densité spectrale d'énergie (nJ/nm) il est possible de répondre au cahier des charges imposées.

³⁴ PCF : Photonics Crystal Fiber (cette notion est développée dans le dernier chapitre de la thèse)

4 CONCLUSION

Au cours de ce chapitre nous avons précisé dans un premier temps le contexte de cette étude : le développement d'une source fibrée pour l'installation PETAL pour en améliorer l'exploitabilité. Cette source doit répondre à un cahier des charges qui insiste notamment sur l'énergie (≥ 5 nJ) et la durée (100 fs) de l'impulsion. Une nouvelle source plus performante en terme d'énergie apporterait une meilleure stabilité tir à tir. Actuellement, le premier étage d'amplification du MPA n'est pas à saturation, ainsi de faibles variations sur l'énergie incidente entraînent une forte variation de l'énergie en sortie du MPA. Une source plus performante en énergie permettrait de se rapprocher de l'énergie de saturation et ainsi réduire les variations en sortie du MPA ce qui offrirait une meilleure stabilité tir à tir.

Après avoir passé en revue les différentes technologies fibrées connues/développées par les industriels nous nous sommes rendu compte que celles-ci ne rivalisent pas avec les oscillateurs Ti :Sa en terme d'énergie et de durée d'impulsion (voir tableau ci-dessous) :

Technologie laser	Phase NL supportée	Performances std	Performances max
Soliton	~ 0	0.1nJ 300fs	0.5nJ 100fs
DM Soliton	$0 - \pi$	1nJ 100fs	3nJ >50fs
Similariton Passif	$2\pi - 10\pi$	6nJ 150fs	15nJ 100fs
Soliton Dissipatif	$2\pi - 10\pi$	6nJ 150fs	20nJ >70fs
Similariton Amplifié	$4\pi - 10\pi$	3nJ 70fs	8nJ 40fs
Ti :Sa	$0 - \pi$	30nJ 50-100fs	200nJ 30fs

Tableau 5 : Performances standards (std) et records (max) en terme d'énergie et de durée d'impulsion pour différentes technologies d'oscillateurs à blocages de modes passifs fibrés avec amplificateurs Yb ($\lambda=1\mu\text{m}$) et celle des oscillateur Ti :Sa ($\lambda=800\text{nm}$). Les valeurs du tableau sont tirées de la référence [30].

Cependant, comme nous l'avons présenté dans ce chapitre, il existe depuis quelques années une nouvelle technologie fibrée appelée oscillateur Mamyshev qui atteint des performances records. Pour rappel les **performances moyennes de ces nouveaux oscillateurs à l'heure actuelle sont : 30nJ à 50nJ / $\sim 50\text{fs}$** , et les performances records sont 220 nJ et 17 fs à notre longueur d'onde d'intérêt (1053 nm). Les références [30,49] mettent en avant les performances de ces nouveaux oscillateurs comparables à celles des laser Ti :Sa commerciaux. Les résultats présentés dans ces deux publications convergent vers la même conclusion, aujourd'hui les lasers à fibre conçus avec des composants standards rivalisent avec les technologies espace libre en terme de puissance crête.

Grâce à cette nouvelle architecture Mamyshev, les sources fibrées disposent aujourd'hui d'un atout supplémentaire pour séduire la communauté scientifique et industrielle. En plus de leur compacité, de leur robustesse, de leur qualité de faisceau, de leur facilité d'intégration et de leur faible coup, les laser à fibres³⁵ délivrent aujourd'hui des impulsions ultra-courtes à haute énergie.

³⁵ Composés de fibres standards que l'on peut commander chez un industriel de la fibre optique.

5 BIBLIOGRAPHIE

- [1] www.lmj.cea.fr/lmj-applications-civiles.html
- [2] D. Strickland et G. Mourou, « *Compression of amplified chirped optical pulses* », Optics Communications, vol. 55, p. 447-449, 1985.
- [3] P. Maine, D. Strickland, P. Bado, M. Pessot, et G. Mourou, « *Generation of Ultrahigh Peak Power Pulses by Chirped Pulse Amplification* », IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 24, p. 398-403, 1988.
- [4] Catherine Le Blanc, « *Technique d'amplification laser femtoseconde* », Réseau femto CNRS (lien : http://reseau-femto.cnrs.fr/IMG/pdf/Cours_3_1_.pdf)
- [5] F. Scol, « Amplification et transport fibré d'impulsions énergétiques pour les pilotes des installations laser de puissance », Université de Lille, 2017.
- [6] G. Cerullo, S. De Silvestri and V. Magni, « *Self-starting Kerr-Lens mode locking of a Ti:sapphire laser* », Opt. Letters, vol. 19, No. 14 (1994)
- [7] K. F. Wall and A. Sanchez, « *Titanium Sapphire Lasers* », The Lincoln Laboratory Journal, vol. 3, No. 3 (1990)
- [8] E. Hugonnot, G. Deschaseaux, O. Hartmann and Hervé Coïc, « Design of PETAL multipetawatt high-energy laser front end based on optical parametric chirped pulse amplification », App. Optics, vol. 46, No. 33 (2007)
- [9] N. Blanchot, G. Béhar, J. C. Chapuis, C. Chappuis, S. Chardavoine, J. F. Charrier, H. Coïc, C. Damiens-Dupont, J. Duthu, P. Garcia, J. P. Goossens, F. Granet, C. Grosset-Grange, P. Guerin, B. Hebrard, L. Hilsz, L. Lamaignère, T. Lacombe, E. Lavastre, T. Longhi, J. Luce, F. Macias, M. Mangeant, E. Mazataud, B. Minou, T. Morgaint, S. Noailles, J. Neauport, P. Patelli, E. Perrot-Minnot, C. Present, B. Remy, C. Rouyer, N. Santacreu, M. Sozet, D. Valla et F. Lanieste, « *1.15 PW-850 J compressed beam demonstration using the PETAL facility* », Optics Express, vol. 25, p. 16957-16970, 2017.
- [10] Govind P. Agrawal, "*Nonlinear Fiber Optics*", Elsevier Inc. (2007)
- [11] S. M. J. Kelly, "Characteristic sideband instability of periodically amplified average soliton," Electron. Lett. 28(8), 806 (1992).
- [12] K. Tamura, E. P. Ippen, H. A. Haus, and L. E. Nelson, « *77-fs pulse generation from a stretched-pulse mode-locked all-fiber ring laser* », Optics Letters, 18(13):1080, 1993
- [13] W. Renninger, A. Chong and F. Wise, « *Dissipative solitons in normal-dispersion fiber lasers* », Phys. Rev. A 77(2), 023814 (2008).
- [14] Andy Chong, William H. Renninger, and Frank W. Wise, "*All-normal-dispersion femtosecond fiber laser with pulse energy above 20nJ*," Opt. Lett. 32, 2408-2410 (2007)
- [15] D. S. Kharenko, E. V. Podivilov, A. A. Apolonski, and S. A. Babin, "*20 nJ 200 fs all-fiber highly chirped dissipative soliton oscillator*," Opt. Lett. 37, 4104-4106 (2012)
- [16] Nikolai B. Chichkov, Katharina Hausmann, Dieter Wandt, Uwe Morgner, Jörg Neumann, and Dietmar Kracht, "*50 fs pulses from an all-normal dispersion erbium fiber oscillator*," Opt. Lett. 35, 3081-3083 (2010)
- [17] D Anderson, M Desaix, M Karlsson, M Lisak, and M L Quiroga-Teixeiro, "*Wave-breaking-free pulses in nonlinear-optical fibers*", J. Opt. Soc. Am. B, 10(7):1185-1190, July 1993.
- [18] M E Fermann, V I Kruglov, B C Thomsen, J M Dudley, and J D Harvey, "*Self-Similar Propagation and Amplification of Parabolic Pulses in Optical Fibers*", Phys. Rev. Lett., 84(26):6010-6013, June 2000.
- [19] Frank W. Renninger, William H. and Chong, Andy and Wise, « *Selfsimilar pulse evolution in an all-normal-dispersion laser* », Phys. Rev. A, 82(2):021805, 2010.
- [20] R. Moncorgé, « Matériaux absorbants saturables passifs pour lasers à impulsions brèves », Technique de l'ingénieur E6362 (2019)

- [21] U. Keller et al., "*Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAM's) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers*" in IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 2, no. 3, pp. 435-453, Sept. 1996.
- [22] A. Martinez, Z. Sun, « *Nanotube and graphene saturable absorbers for fibre lasers* », Nature Photon 7, 842–845 (2013). <https://doi.org/10.1038/nphoton.2013.304>
- [23] N. J. Doran and David Wood, "*Nonlinear-optical loop mirror*" Opt. Lett.,13(1):56–58, January 1988.
- [24] M. E. Fermann, F. Haberl, M. Hofer and H. Hochreiter, « *Nonlinear amplifying loop mirror* », Opt. Lett. 15, 752-754 1990.
- [25] M. Hofer, M. H. Ober, F. Haberl and M. E. Fermann, "*Characterization of ultrashort pulse formation in passively mode-locked fiber lasers*", Quantum Electronics, IEEE Journal of, 28(3):720–728, 1992.
- [26] P. V. Mamyshev, « *All-optical data regeneration based on self-phase modulation effect* », 24th European Conference on Optical Communication, ECOC'98, IEEE Cat.No.98TH8398 (1998).
- [27] Michel Piche, "*Mode locking through nonlinear frequency broadening and spectral filtering*," Proc. SPIE 2041, Mode-locked and Other Ultrashort Laser Designs, Amplifiers, and Applications, (5 January 1994); <https://doi.org/10.1117/12.165631>
- [28] U. Keller, T. H. Chiu, and J. F. Ferguson, "*Femtosecond Kerr-shift-mode-locked Nd:glass laser using an A-FPSA as a continuous starting mechanism*," in Conference on Lasers and Electro-Optics, A. Glass, T. Hsu, T. Deutsch, and J. Goldman, eds., Vol. 10 of OSA Technical Digest (Optica Publishing Group, 1993), paper JTuC4.
- [29] S. Pitois, C. Finot, L. Provost, and D. J. Richardson, "Generation of localized pulses from incoherent wave in optical fiber lines made of concatenated Mamyshev regenerators," J. Opt. Soc. Am. B 25, 1537–1547 (2008).
- [30] Z. Liu, Z. M. Ziegler, L. G. Wright and F. W. Wise, « *Megawatt peak power from a Mamyshev oscillator* », Optica, vol.4, No.6 (2017)
- [31] P. Repgen, B. Schuhbauer, M. Hinkelmann, D. Wandt, A. Wienke, U. Morgner, J. Neumann and D. Kracht, « *Mode-locked pulses from a Thulium-doped fiber Mamyshev oscillator* », Opt. Express, vol. 28, No. 9 (2020)
- [32] S. S. Xu, M. Liu, Z. Wei Wei, A. P. Luo, W. C. Xu and Z. C. Luo, « *Multipulse dynamics in a Mamyshev oscillator* », Opt. Letters, vol. 45, No. 9 (2020)
- [33] P. Repgen, D. Wandt, U. Morgner, J. Neumann and D. Kracht, « *Sub-50 fs, μ J-level pulses from a Mamyshev oscillator–amplifier system* », Opt. Letters, vol. 44, No. 24 (2019)
- [34] K. Regelskis, J. Želudevičius, K. Viskontas and G. Račiukaitis, « *Ytterbium-doped fiber ultrashort pulse generator based on self-phase modulation and alternating spectral filtering* », Opt. Letters, vol. 40, No. 22 (2015)
- [35] B. Piechal, J. Szczepanek, T. M. Kardás and Y. Stepanenko, « *Mamyshev Oscillator With a Widely Tunable Repetition Rate* », Journal of LightWave Technology, vol.39, No. 2 (2021)
- [36] E. Poeydebat, F. Scol, O. Vanvincq, G. Bouwmans and E. Hugonnot, « *All-fiber Mamyshev oscillator with high average power and harmonic mode-locking* », Opt. Letters, vol. 45, No. 6 (2020)
- [37] T. Wang, B. Ren, C. Li, J. Wu, R. Su, P. Ma, Z. C. Luo and P. Zhou, « *Over 80 nJ Sub-100 fs All-Fiber Mamyshev Oscillator* », IEEE Journal, vol. 27, No. 6 (2021).
- [38] W. Liu, R. Liao, J. Zhao, J. Cui, Y. Song, C. Wang and M. Hu, « *Femtosecond Mamyshev oscillator with 10MW-level peak power* », Optica, vol. 6, No. 2 (2019).
- [39] P. Sidorenko, W. Fu, L. G. Wright, M. Olivier and F. W. Wise, « *Self-seeded, multi-megawatt, Mamyshev oscillator* », Opt. Letters, vol. 43, No. 11 (2018)

- [40] V. Boulanger, M. Olivier, F. Guilbert-Savary, F. Trépanier, M. Bernier and M. Piché, « *All-fiber Mamyshev oscillator enabled by chirped fiber Bragg gratings* », Opt. Letter, vol. 45, No. 12 (2020).
- [41] M. Olivier, V. Boulanger, F. Guilbert-Savary, P. Sidorenko, F. W. Wise and M. Piché, « *Femtosecond fiber Mamyshev oscillator at 1550nm* », Opt. Letter, vol. 44, No. 4.
- [42] I. Samartsev, A. Bordenyuk and V. Gapontsev, « *Environmentally stable seed source for high power ultrafast laser* », Proc. SPIE 10085, Components and Packaging for Laser Systems III, 100850S (22 February 2017); doi: 10.1117/12.2250641
- [43] Y-H. Chen, P. Sidorenko and F. W. Wise, « Starting Dynamics of a Fully Electronically Controlled Linear Mamyshev Oscillator », arXiv:2010.10022.
- [44] E. Poeydebat, G. Santarelli, A. Casanova, F. Scol, O. Vanvincq, G. Bouwmans and E. Hugonnot, « *Measurement of the absolute timing jitter and intensity noise of an all-fiber Mamyshev oscillator* », Opt. Letters, vol. 46, No. 11 (2021)
- [45] H. Haig, P. Sidorenko, R. Thorne and F. W. Wise, « Generation of 70-nJ and 40-fs Pulses by a Ring Mamyshev Oscillator with a Single Gain Segment », CLEO 2021, paper STh2G.3
- [46] X. Luo, T. H. Tuan, T. S. Saini, H. P. T. Nguyen, T. Suzuki and Y. Ohishi, « *All-Fiber Mode-Locked Laser Based on Mamyshev Mechanism With High-Energy Pulse Generation at 1550 nm* », Journal of LightWave Technology, vol. 38, No. 6 (2020)
- [47] D. Yan, X. Li, S. Zhang and J. Liu, « *Pulse dynamic patterns in a self-starting Mamyshev oscillator* », Opt. Express, vol. 29, No. 7 (2021)
- [48] C. Ma, A. Khanolkar, Y. Zang and A. Chong, « *Ultrabroadband, few-cycle pulses directly from a Mamyshev fiber oscillator* », Photonics Research, vol. 8, No. 1 (2020)
- [49] W. Fu, L. G. Wright, P. Sidorenko, S. Backus and F. W. Wise, « *Several new directions for ultrafast fiber lasers* », Opt. Express, vol. 26, No. 8 (2018)

III.

Conception et réalisation d'un oscillateur Mamyshev entièrement fibré

A présent que les éléments de théorie ainsi que le contexte de cette étude ont été introduits, nous allons présenter tout au long de ce chapitre les travaux réalisés pour parvenir à la conception d'une source à blocage de modes fibrée de type Mamyshev à 1053 nm.

La première partie présentera une réalisation primaire que nous avons développée au sein du laboratoire, en fait l'objet d'une preuve de concept. J'évoquerai les contraintes rencontrées lors du développement et je présenterai l'architecture détaillée de l'oscillateur ainsi que les performances de la source laser.

Cette première partie comportera également des études paramétriques destinées à améliorer la compréhension du comportement de cette source fibrée de nouvelle génération et plus précisément le régime de fonctionnement appelé « régime harmonique de blocage de modes ». Les résultats théoriques seront également accompagnés de simulations numériques réalisées par O. Vanvincq du laboratoire du PhLAM (Université de Lille).

Je poursuivrai ce chapitre par une partie consacrée à l'optimisation des performances du système afin de basculer vers un prototype qui répond au cahier des charges du CEA. Pour cela je me servirai des observations réalisées dans la partie précédente ainsi que de nouvelles études paramétriques.

Enfin, je présenterai également un dispositif fiable initiant le régime de blocage de modes au sein de la cavité sans utiliser de source laser supplémentaire.

1 PREUVE DE CONCEPT D'UN OSCILLATEUR MAMYSHEV ENTIÈREMENT FIBRÉ

Pour commencer nous avons réalisé un dimensionnement très simplifié (fig. 48) de la cavité laser. Lors de cette première approche, nous avons choisi d'utiliser une source laser externe pour initier le régime de blocage de modes intracavité. La source utilisée est un oscillateur à blocage de modes délivrant des impulsions centrées à 1053 nm avec un profil spectral super-gaussien d'environ 10 nm pour ~ 1 nJ à une cadence de 38,5 MHz. La durée de l'impulsion est d'environ 4 ps, il s'agit d'une impulsion à dérive de fréquence. En partant de cette condition initiale, nous avons fait un rapide calcul des pertes induites par le coupleur d'entrée/sortie et des deux filtres intracavité en considérant que l'énergie de l'impulsion est répartie de manière homogène sur le spectre. Suite à ce dimensionnement nous avons pu définir approximativement le gain petit signal que doivent fournir nos amplificateurs en régime stationnaire ($\text{Gain} = \text{Pertes}$) afin que le système oscille de manière autonome une fois le laser d'injection (en anglais « seed ») éteint.

Ce premier dimensionnement nous a également permis d'observer que l'énergie mise en jeu dans le premier régénérateur Mamyshev (composé de F1 et A1) est dix fois moins importante que dans le deuxième bras. C'est pourquoi, nous avons décidé de partir sur une architecture asymétrique avec des fibres commerciales de MFD 6 μm (PM980) et 10 μm (PM1060L). Le premier bras est donc conçu avec des composants 6 μm afin de favoriser l'automodulation de phase, tandis que de deuxième bras est composé d'éléments 10 μm pour maximiser la tenue au flux. Tous les composants utilisés pour la conception du laser sont à maintien de polarisation.

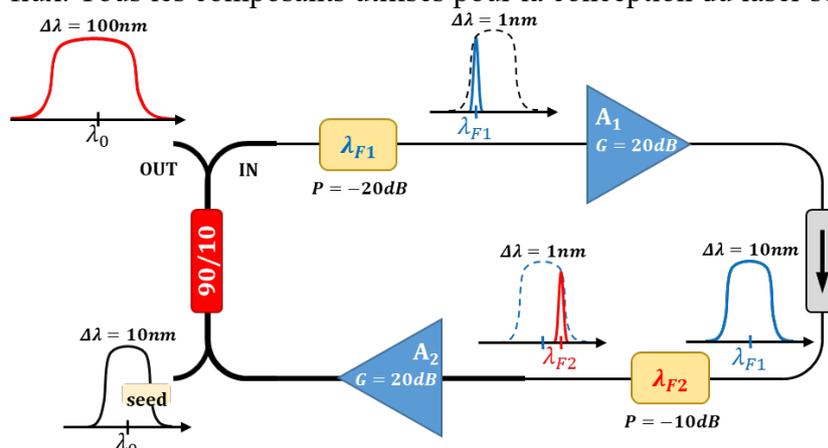


Figure 48 : Schéma du dimensionnement de la cavité. Les deux parties de l'oscillateur (6 μm et 10 μm) sont différenciées par l'épaisseur du trait. Les éléments soumis aux plus fortes puissances moyennes (coupleur entrée/sortie et amplificateur A2) sont conçus avec des fibres de 10 μm .

1.1 Réalisation et caractérisation des amplificateurs Ytterbium

Les schémas des deux amplificateurs A1 et A2 sont présentés fig. 49. Pour l'amplificateur 6 μm (A1) la fibre amplificatrice PM YDF 5/130 VIII³⁶ est pompée cœur. La diode de pompe utilisée est une source continue, elle délivre un faisceau monomode centré en 976 nm à une puissance moyenne de 850 mW. Le rôle de ce premier amplificateur est d'assurer la transmission du signal délivré par le filtre F1, via automodulation de phase, au travers du filtre F2. Il n'est pas pertinent ici d'amplifier le signal plus que nécessaire en raison de la proportionnalité entre l'élargissement spectral induit par la SPM et l'énergie de l'impulsion. Du fait de cette relation la densité spectrale d'énergie (DSE en nJ/nm) ne varie pas en fonction de la puissance de pompe A1. L'énergie transmise par F2, que l'on peut approximer par $E =$

³⁶ Polarisation Maintaining Ytterbium Doped Fiber

$\Delta\lambda_{F2} \times DSE$ sera quasi constante. Ainsi la puissance de pompe de cet amplificateur A1 est fixée à 850 mW.

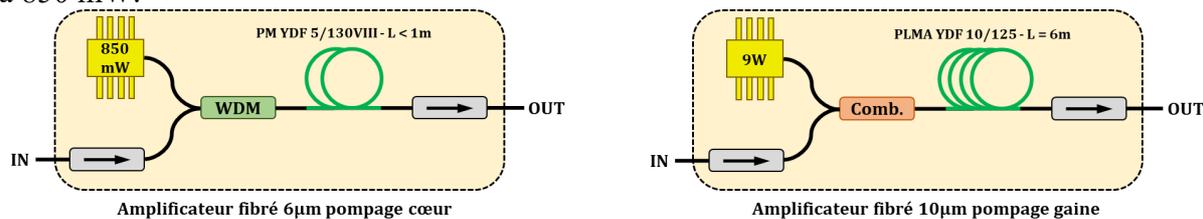


Figure 49 : Schéma des deux amplificateurs Ytterbium de la cavité. L'amplificateur 6 μm (A1) est pompé cœur tandis que l'amplificateur 10 μm (A2) est pompé gaine.

L'amplificateur A2 quant à lui contribue à apporter de l'énergie à l'impulsion délivrée par l'oscillateur Mamyshev (et par conséquent à l'élargissement spectral). Afin de maximiser la tenue au flux des composants et de conserver le caractère monomode du faisceau, l'amplificateur a été conçu avec une architecture 10 μm . La fibre amplificatrice **PLMA YDF 10/125**³⁷ est cette fois-ci utilisée en pompage gaine afin de conserver le caractère monomode du signal (cœur) tout en utilisant une diode de pompe multimode (gaine). La diode de pompe peut délivrer jusqu'à 9 W en régime continu à 976 nm. La longueur de fibre amplificatrice utilisée est relativement importante ($L = 6$ m) afin de générer du spectre (SPM) et de réabsorber l'ASE.

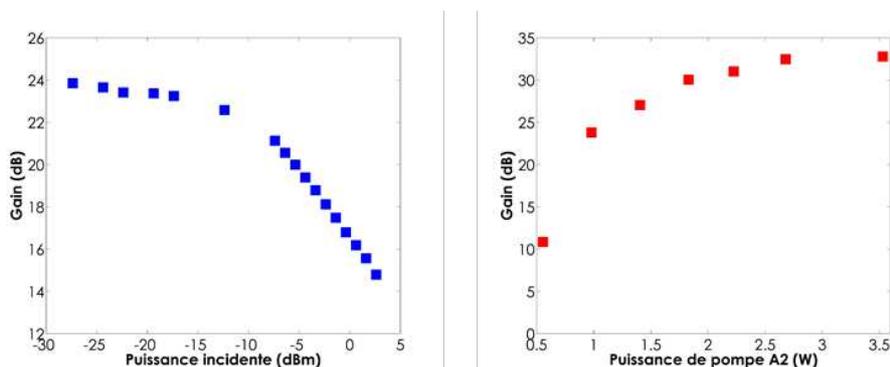


Figure 50 : Courbe de gain @1053 nm de A1 en fonction de la puissance incidente pour une puissance de pompe de 850 mW (courbe bleue). Courbe de gain en fonction de la puissance de pompe de A2 pour un signal injecté de 1 mW (courbe rouge).

Les gains petit signal à 1053 nm des amplificateurs A1 et A2 sont présentés **figure 50**. Pour A1 le gain est exprimé en fonction de la puissance incidente. Ces mesures ont été réalisées à puissance de pompe constante (850 mW). Dans le cas de l'amplificateur A2 le gain est exprimé en fonction de la puissance de la diode de pompe. Ces mesures ont été réalisées à puissance incidente constante (1 mW). Le gain petit signal des deux amplificateurs est supérieur à 20 dB ce qui est en accord avec le pré-dimensionnement effectué précédemment.

1.2 Architecture détaillée du premier dispositif fonctionnel et performances

La conception de l'oscillateur s'est faite de manière linéaire, en suivant l'évolution du spectre et de l'énergie de l'impulsion injectée après chacun des composants afin de dimensionner les longueurs de fibres utilisées. L'architecture du système est présentée sur la **figure 51**.

³⁷ Polarisation maintaining Large Mode Area Ytterbium Doped Fiber

Conception et réalisation d'un oscillateur Mamyshev entièrement fibré

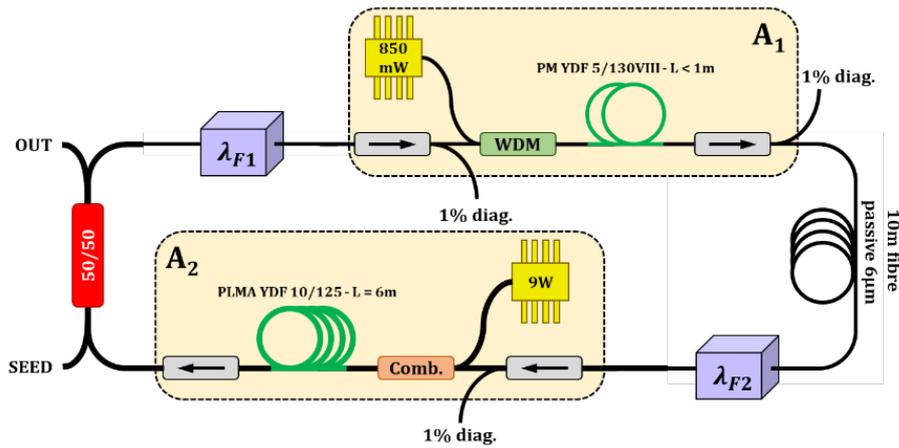


Figure 51 : Schéma détaillé du premier oscillateur Mamyshev fibré développé au laboratoire.

Pour le filtrage en F1, nous avons placé un filtre ASE centré en 1050 nm³⁸ et pour F2 un filtre gaussien accordable (de 1020 nm à 1080 nm). La bande passante est d'environ 1.5 nm à mi-hauteur pour F1 et 1nm pour F2. Afin de maximiser l'automodulation de phase, nous avons disposé une dizaine de mètres de fibre passive entre la sortie de A1 et le filtre F2. Des voies de prélèvement en différents points du montage ont été installées afin de pouvoir visualiser l'impulsion intracavité (en entrée de chaque filtre et en sortie de l'amplificateur A1). La puissance de pompe de l'amplificateur A1 est fixée à son maximum (850 mW). Ainsi pour trouver les conditions de fonctionnement de notre système, nous avons deux paramètres à faire varier : la position du filtre F2 et la puissance de pompe de l'amplificateur A2.

Filtre F1



Filtre F2



Figure 52 : Nouveau filtrage afin de limiter la transmission de l'ASE au niveau des points F1 et F2. Les filtres sont remplacés par deux filtres accordables gaussiens mis en cascade.

Malgré le filtrage intracavité et l'injection d'une impulsion externe le système n'aboutit pas vers un régime de blocage de modes. Les filtres utilisés ne sont pas parfaits, les longueurs d'onde comprises hors de la bande passante des filtres ne sont pas supprimées mais atténuées de l'ordre de 20 dB. Ainsi il reste un résidu d'ASE même après filtrage du signal délivré par les amplificateurs. Ce résidu est suffisant pour prendre le dessus sur le régime de blocage de modes. Pour résoudre ce problème, nous avons utilisé deux filtres gaussiens accordables³⁹ en cascade pour chaque point de filtrage de la cavité (fig. 52). Les deux filtres qui composent un point de filtrage sont réglés de telle sorte à avoir une bande passante centrée à une longueur d'onde commune. Ainsi le taux d'extinction du signal optique en dehors de la bande passante⁴⁰

³⁸ Ce filtre présente une faible accordabilité en longueur d'onde, 1050 nm correspond à la limite basse en terme de longueur d'onde centrale de transmission du filtre.

³⁹ Même modèle de filtre présenté en amont et utilisé en F2 dans la configuration initiale.

⁴⁰ A noter que le produit de deux fonctions gaussiennes identiques conduit à une gaussienne un peu plus étroite. La bande passante devient alors légèrement inférieure à 1 nm.

du filtrage F1 et F2 est atténué de 40 dB. En raison des fortes pertes induites par le taux de couplage 90/10 du coupleur d'entrée/sortie nous avons décidé de le remplacer par un **coupleur 50/50**.

Avec cette nouvelle configuration, un fonctionnement en régime de blocage de modes est obtenu après l'injection de l'impulsion externe. **Les points de filtrage F1 et F2 sont respectivement centrés en 1053 nm et 1050 nm** et ont une bande passante d'environ 0.8 nm. Le système délivre alors un signal de 60 mW avec une largeur spectrale d'environ 30 nm à mi-hauteur (**fig. 53a**) le tout à une cadence de 25 MHz (**fig. 53b**). La trace d'autocorrélation obtenue avec les impulsions en sortie de l'oscillateur Mamyshev est de 15 ps à mi-hauteur (**fig. 53c**) : il s'agit d'impulsions à dérive de fréquence (environ 0.3ps/nm).

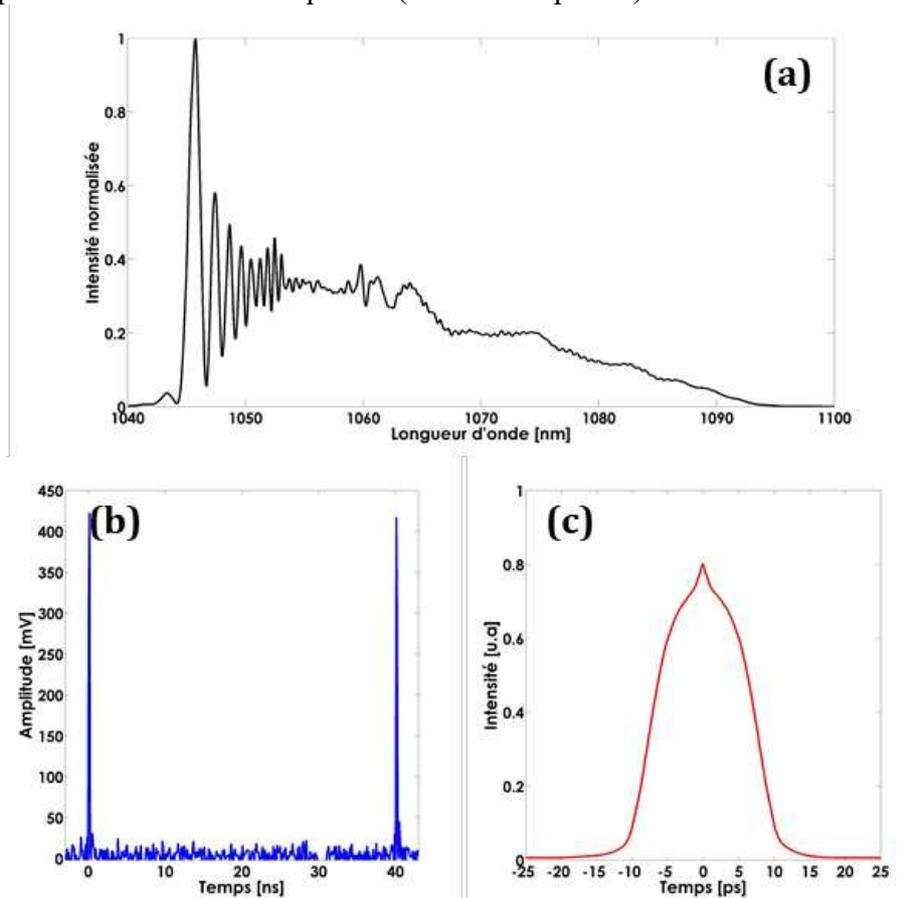


Figure 53 : Spectre optique (a), train d'impulsions (b) et trace d'autocorrélation (c) du signal en sortie de l'oscillateur Mamyshev. Les points de filtrages sont respectivement centrés en F1 = 1053 nm et F2 = 1050 nm.

Cette cadence mesurée à 25 MHz est supérieure à la cadence fondamentale de la cavité de 6,25 MHz car il y a plusieurs impulsions qui oscillent intracavité sans interférer. Ce phénomène est connu dans la physique des lasers à blocage de modes, **on parle de régime harmonique**. Le régime harmonique est un problème dans notre cas puisqu'à puissance moyenne équivalente, plus la cadence augmente, plus l'énergie par impulsion diminue. Prenons le cas des performances rapportées sur la figure 53, nous avons seulement 2.4 nJ par impulsion avec une cadence de 25 MHz. Avec un fonctionnement en régime fondamental nous pourrions nous attendre à atteindre 10 nJ.

En modifiant légèrement la longueur d'onde centrale du filtrage F2 nous avons pu obtenir un régime avec une cadence de 12,5 MHz et une énergie par impulsion d'environ 4 nJ. Suite à ces observations, une série d'études paramétriques a été menée afin de trouver les conditions adéquates pour obtenir un fonctionnement en régime fondamental de l'oscillateur.

Conception et réalisation d'un oscillateur Mamyshev entièrement fibré

2 INFLUENCE DE L'ÉCART RELATIF ENTRE LES POINTS DE FILTRAGE SUR LA DYNAMIQUE IMPULSIONNELLE INTRACAVITÉ

2.1 Dynamique du régime impulsionnel : introduction

Le train d'impulsions est une des caractéristiques principales qui définit une source impulsionnelle. En général, le train d'impulsions est composé d'impulsions (relativement) identiques avec une amplitude équivalente et un écart temporel commun d'une impulsion à l'autre. En régime de blocage de modes conventionnel ce train d'impulsions est constant au cours du temps. La période qui sépare deux impulsions correspond à la durée nécessaire pour effectuer un tour de cavité (cavité en anneau) : $T = \frac{nL}{c}$. Dans ce cas particulier on parle de régime fondamental (**fig. 54**), la cadence exprimée par l'inverse de la période est appelée cadence fondamentale.

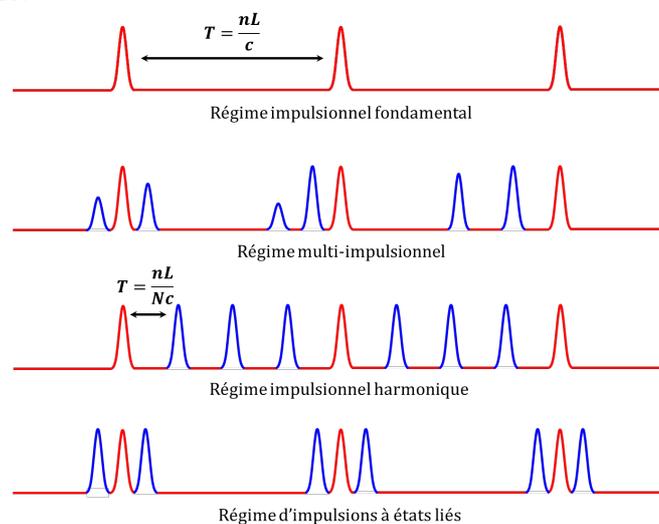


Figure 54 : Représentation de train d'impulsions pour quelques exemples de différentes dynamiques impulsionnelles : régime fondamental, multi-impulsionnel, harmonique et états-liés (de haut en bas).

La dynamique du train d'impulsions n'est pas nécessairement celle du régime fondamental, il arrive fréquemment que la cavité comporte non pas une mais plusieurs impulsions (**fig. 54**) on parle de régime multi-impulsionnel. Ce phénomène est fréquemment observé dans les lasers à blocage de modes fibrés. Il est a priori indépendant de l'absorbant saturable virtuel utilisé puisqu'on retrouve des publications qui rapportent l'observation de ce phénomène pour différentes architectures fibrées [1,2,3] et en espace libre avec une source Ti :Sa [4]. En régime multi-impulsionnel l'amplitude ainsi que l'écart temporel fluctuent d'une impulsion à l'autre au cours du temps.

Après observations, dans le cas de notre oscillateur ce régime est généralement un régime transitoire⁴¹ qui conduit soit à un régime harmonique de blocage de modes soit à un régime d'impulsions à états liés (**fig. 54**) ou vers une fin du régime impulsionnel : perte du blocage de modes. On parle de régime harmonique de blocage de modes [5] lorsque N impulsions qui oscillent intracavité ont un espace temporel et une amplitude identiques d'une impulsion à l'autre. Les impulsions n'interfèrent pas entre elles, la cadence du laser augmente alors d'un facteur N et correspond à un multiple entier de la fréquence fondamentale : $f_N = N \times f_{fond}$. En

⁴¹ En effet j'ai déjà pu observer à l'oscilloscope des régimes multi-impulsionnels stables dans le sens où le régime impulsionnel est maintenu au cours du temps même si les « positions temporelles » et l'amplitude des impulsions variaient au cours du temps.

régime d'impulsions à états liés [6], le signal est composé de paquets d'impulsions liées avec une phase fixe ce qui induit un écart temporel d'une impulsion à l'autre au sein du groupe.

2.2 Dynamique du régime impulsionnel : présentation de l'étude et résultats

Dans un premier temps nous avons étudié expérimentalement la dynamique du régime impulsionnel de l'oscillateur en fonction de la puissance de pompe de l'amplificateur A2 et de la longueur d'onde centrale du filtrage F2 (**fig.55**). Les autres paramètres de la cavité restent constants durant l'étude, le taux du couplage est de 50/50, le filtrage en F1 est centré en 1053 nm et la puissance de pompe de A1 est de 850 mW.

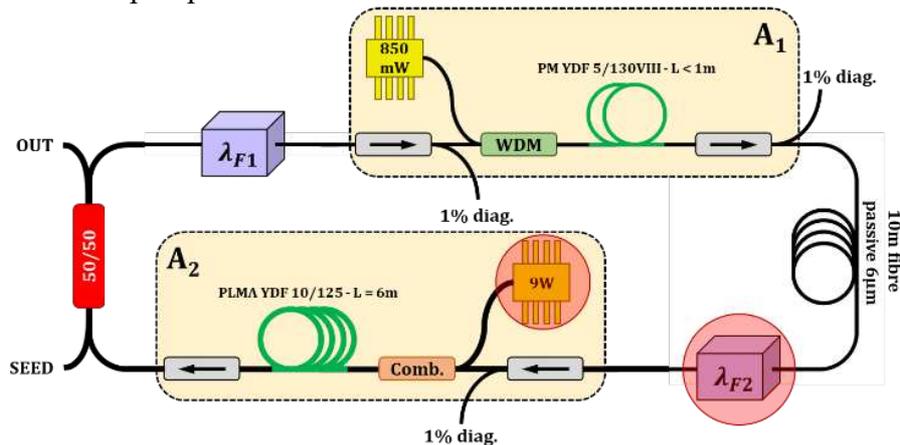


Figure 55 : Schéma de l'oscillateur Mamyshev, les paramètres variables sont entourés en rouge.

Le protocole expérimental est relativement simple. Le point de filtrage F2 est centré à la longueur d'onde désirée. Ensuite en jouant sur la puissance de pompe de A2 nous cherchons à obtenir un régime impulsionnel en injectant une impulsion extérieure. L'intérêt est de déterminer la puissance de pompe seuil à partir de laquelle le régime impulsionnel est obtenu pour une configuration de F2 donnée. Lorsque la cavité se met à osciller la puissance de pompe A2 est augmentée jusqu'à la perte du régime impulsionnel. A ce moment-là nous réinjectons une impulsion intracavité afin de voir s'il est possible d'obtenir un régime impulsionnel stable intracavité différent de celui qui vient de se stopper. Une fois la puissance maximale de la diode atteinte, la longueur d'onde centrale F2 est modifiée et la démarche expérimentale est réitérée. Les mesures sont nombreuses, une synthèse des résultats sous forme de tableau est disponible dans l'**annexe C**. Nous allons résumer ici les conclusions de cette étude.

A première vue **il existe une multitude de régimes possibles intracavité**. Pour commencer lorsque les **filtres sont trop proches**, les bandes passantes de ces derniers se chevauchent et par conséquent l'oscillateur fonctionne en **régime multimode libre** (**fig .56**). Il est impossible de basculer vers un régime de blocage de modes en injectant une impulsion externe puisque les pertes apportées par les filtres sur le régime continu sont insuffisantes. Celui-ci reste prédominant intracavité. Au fur et à mesure que la **position relative des bandes passantes des deux points de filtrages augmente** le régime multimode libre laisse place à une **bosse d'ASE** (**fig. 56**). Il est possible de basculer de ce régime d'ASE vers un régime impulsionnel en injectant une impulsion intracavité.

On remarque également que plus les filtres sont écartés plus la puissance de pompe nécessaire pour basculer du régime ASE vers le régime de blocage de modes augmente. Ce comportement est tout à fait logique puisqu'accroître l'écart entre les deux filtres impose un élargissement spectral, dû à la SPM, plus important et nous savons que cet élargissement spectral est d'autant plus prononcé que l'énergie par impulsion est élevée.

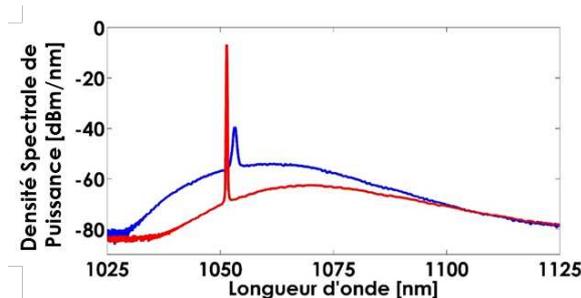


Figure 56 : Spectres en sortie de l'oscillateur pour différentes configurations de filtres. Les filtres se chevauchent : régime multimode libre (courbe rouge). Les filtres ne se voient pas : source ASE (courbe bleue). Les spectres ont été mesurés pour des puissances de pompe A1 et A2 identiques.

Les régimes intracavité s'enrichissent lorsque le système bascule en **régime impulsif**. Les proportions des différents régimes de fonctionnement observés au cours de cette étude sont rapportées sur la figure 57. Le régime de **blocage de mode fondamental** - qui ici correspond à 6.25 MHz – est obtenu en minorité : seulement **8 cas observés sur 972** combinaisons possibles.

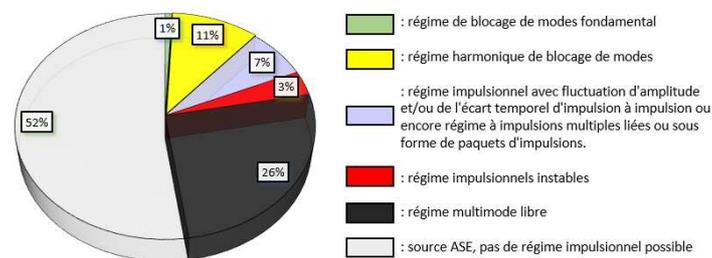


Figure 57 : Quantification des différents régimes observés à partir de l'annexe C.

Le **régime harmonique** de blocage de modes est une solution beaucoup plus répandue on retrouve **106 configurations** qui donnent lieu à un régime stable. Cela correspond à plus d'un facteur 10 par rapport au régime fondamental. Comme constaté dans l'**annexe C**, lorsque la puissance de pompe augmente, pour une longueur d'onde centrale F2 fixée, le nombre d'impulsions intracavité augmente. Ce comportement est tout à fait cohérent avec la littérature où de nombreuses publications font le lien entre l'augmentation de la puissance de pompe et l'augmentation du nombre d'impulsions intracavité. Ainsi nous avons pu obtenir des régimes de blocage de modes stables allant de 6.25 MHz à 56.25 MHz en régime harmonique (**fig. 58**)⁴² Afin de faire la différence entre un régime multi-impulsif et un régime harmonique de blocage de modes, toutes ces observations ont été réalisées à l'oscilloscope⁴³ mais également à l'aide d'un analyseur de spectre électrique (Agilent CSAN1996A). Cet instrument permet de visualiser les battements entre les différents modes de la cavité sur une large plage fréquentielle. Ainsi en régime de blocage de modes établi à 6.25 MHz, on observe sur l'analyseur de spectre électrique des pics pour des fréquences électriques qui correspondent à un multiple entier de 6.25 MHz (**fig. 59a**). Lorsque le système est en régime harmonique de blocage de modes (**fig. 59b 59c**) à 56.25 MHz, on observe alors des pics tous les 56.25 MHz. Dès que les impulsions

⁴² A noter que sur cette figure et celles qui suivent, le train d'impulsions semble modulé en amplitude. En réalité ce n'est pas le cas, le train d'impulsions est bien régulier en amplitude seulement l'échantillonnage de l'oscilloscope n'est pas suffisant. Le signal est sous échantillonné, c'est pourquoi il semble modulé sur ces mesures.

⁴³ Les mesures du train d'impulsions ont été réalisées à l'aide d'un couple **photodiode 6 GHz** (CIM Electronics) / **oscilloscope 4 GHz** (LecroyWaveRunner 8404). La **résolution** est donc limitée par la bande passante de l'oscilloscope et vaut **250 ps**.

présentent une forte gigue temporelle, on observe entre les pics principaux, des pics (d'amplitude moins élevée) à des fréquences intermédiaires. Au fur et à mesure que le train d'impulsions se stabilise, l'amplitude des pics intermédiaires diminue jusqu'à se noyer dans le bruit.

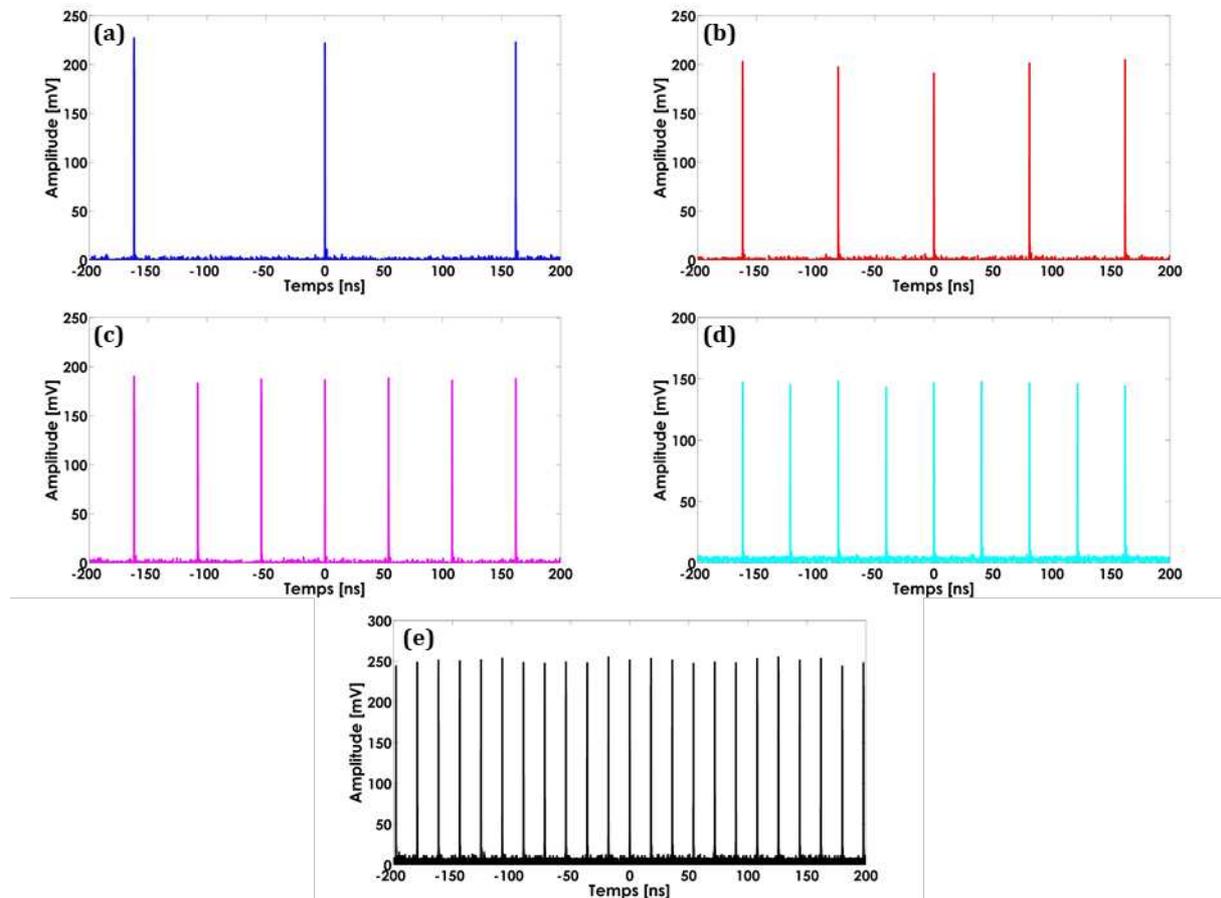


Figure 58 : Train d'impulsions en sortie de l'oscillateur pour différents régimes de blocage de modes : (a) 6.25 MHz, (b) 12.5 MHz, (c) 18,75 MHz, (d) 25 MHz et (e) 56.25 MHz.

Ces fréquences parasites sont désignées par le terme de « supermodes » dans la littérature [7]. La présence de supermodes est directement corrélée au bruit du laser comme la variation d'énergie d'une impulsion à l'autre ou la fluctuation de l'écart temporel entre les impulsions. Sur les **figures 59b et 59c**, les fréquences parasites surlignées en rouge, ont une amplitude relativement faible (écart relatif entre un pic principal et un pic parasite d'environ 20 à 30 dB). C'est pourquoi ces deux spectres correspondent à un régime harmonique de blocage de modes correctement établi, les fluctuations de la période ou d'amplitude d'une impulsion à l'autre ne sont plus observables à l'oscilloscope. Dans le cas où les modes ne sont pas correctement verrouillés, le nombre de fréquences parasites sur le spectre est beaucoup plus important que sur ceux **fig. 59b et 59c** et leur amplitude est plus élevée (écart relatif entre un pic principal et un pic parasite d'environ quelques dB), le train d'impulsions associé présente alors des fluctuations d'amplitude et/ou de l'écart temporel.

Ces régimes impulsionnels où le train d'impulsions est irrégulier ont pu être observés puisque ce sont également des régimes stables au sens où le régime impulsionnel est entretenu intracavité. Nous avons relevé des trains d'impulsions : composés de **triplets (fig. 60a)**, complètement **désorganisés** avec une cadence qui n'est pas définie et une amplitude variable d'une impulsion à l'autre au cours du temps (**fig. 60b**) ou encore avec une **modulation d'amplitude** remarquable (**fig. 60c**). Il est également possible d'observer un train d'impulsions composé de **paquets d'impulsions (fig. 60d)**. Parfois ces impulsions sont séparées seulement

de quelques picosecondes et par conséquent il n'est pas possible de les visualiser à l'aide du couple photodiode/oscilloscope car il n'est pas suffisamment résolu en temps. Néanmoins, ce cas de figure peut s'observer dans le domaine spectral puisque ces impulsions interfèrent ce qui donne un **spectre cannelé (fig. 60e 60f)**.

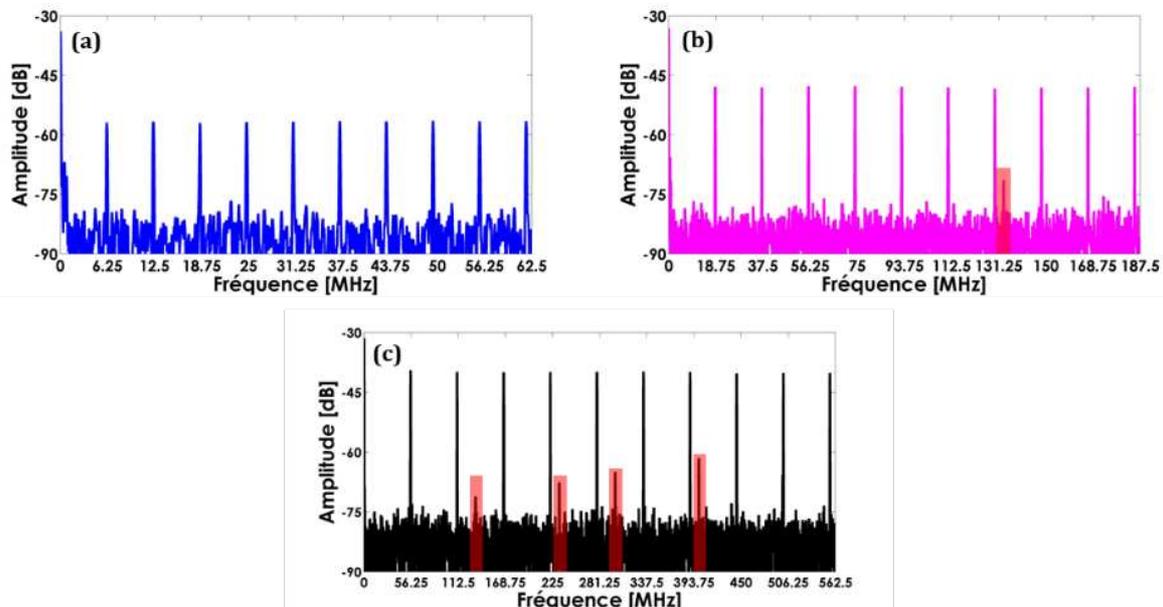


Figure 59 : Spectres radio fréquence obtenus à partir du signal délivré par l'oscillateur en régime de blocage de modes : fondamental 6.25 MHz (a) et harmonique : 18.75 MHz (b) et 56.25 MHz (c). Les fréquences parasites sont surlignées en rouge pour les figures (b) et (c).

Au cours de cette étude nous avons observé plusieurs scénarii possibles de dynamiques impulsionnelles lors de la transition d'un régime impulsionnel exotique vers un régime harmonique de blocage de modes ou alors d'un régime harmonique de blocage de modes donné vers une cadence plus élevée. Ce sont des phénomènes relativement longs, allant de la dizaine de secondes à la minute, de ce fait il a été possible de les observer à l'oscilloscope.

Le cas le plus fréquent se manifeste sous la forme d'une **auto organisation du train d'impulsions**. Par exemple prenons le cas du régime **fig. 60a** (triplet d'impulsion) qui, pour une puissance de pompe seuil bascule vers un régime harmonique stable. On observe alors que les impulsions aux extrémités de chaque triplet se mettent à se déplacer spontanément sur l'axe temporel afin d'aboutir à une configuration où l'écart temporel qui sépare respectivement deux impulsions est régulier tout au long du train d'impulsions. Ainsi, le régime harmonique obtenu a une cadence de 18.75 MHz. Fait remarquable lors de cette auto-organisation, les impulsions semblent s'attirer et se repousser comme si des forces agissaient sur elles pour finalement aboutir à un train d'impulsions organisé et régulier. **Le gain** jouerait rôle de « force d'attraction /répulsion » [8]. Dans une configuration où l'écart temporel est le même entre chaque impulsion, le gain est homogène sur l'ensemble du train d'impulsions. Ce phénomène se produit également lorsque le train d'impulsions passe d'une cadence donnée vers une cadence plus élevée. On voit alors une impulsion supplémentaire apparaître qui vient spontanément se placer à équidistance des deux impulsions adjacentes.

Lorsque le régime en place est un régime composé d'impulsions à états-liés ou de paquets d'impulsions, un autre type de transition est possible. A partir d'un courant seuil, on peut apercevoir **une impulsion** se mettre en mouvement vers les valeurs négatives en abscisses et **venir percuter le train d'impulsions** qui était initialement en avance sur elle. Le train d'impulsions éclate alors et exactement comme pour le cas précédent le train d'impulsions se réorganise pour aboutir à un régime harmonique de blocage de modes.

Conception et réalisation d'un oscillateur Mamyshev entièrement fibré

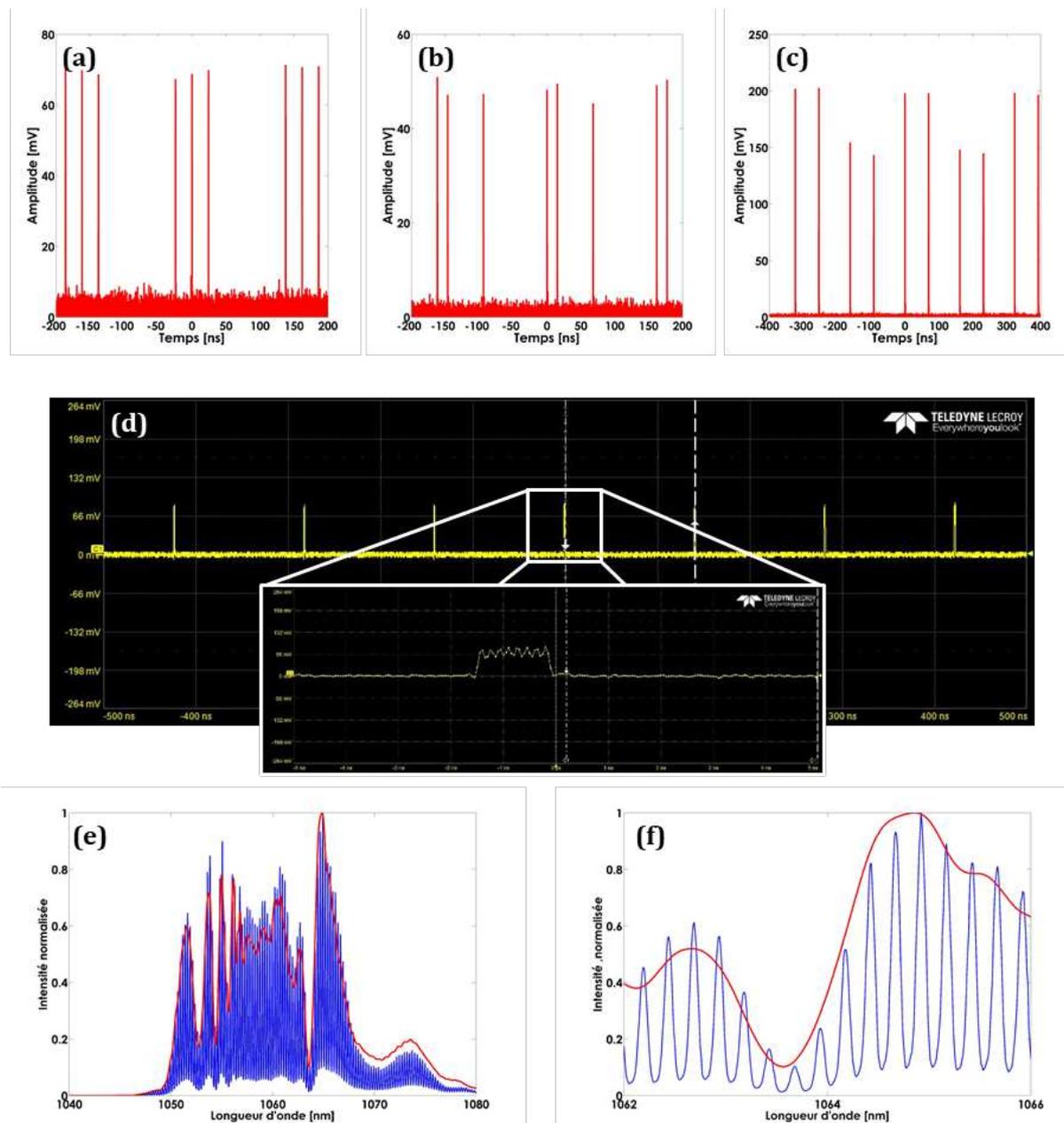


Figure 60 : Acquisition à l'oscilloscope du train d'impulsions exotiques composé : de triplets à 6.25 MHz (a), d'impulsions désorganisées (b) et d'impulsions modulées en amplitude (c). Train d'impulsions composé de paquets de 8 impulsions liées ($\Delta T \approx 200$ ps) en régime fondamental qui n'interfèrent pas (d). Spectre optique avec cannelures (bleu) qui résultent des interférences entre impulsions et spectre sans cannelure (rouge) dans sa totalité (e) et sur une faible largeur spectrale (f).

2.3 Comparaison des résultats expérimentaux avec la littérature

Pour terminer sur cette étude paramétrique il est intéressant de reboucler avec les travaux disponibles dans la littérature. En 2018, J. Zeludevicius et al. publient un article [9] où figure une **étude numérique des conditions de stabilité d'un oscillateur Mamyshev (sans dispersion)** en fonction de deux paramètres : le gain « G » et l'écart spectral entre les deux filtres « S ». Dans cette publication ils dressent une cartographie des régimes de stabilité de l'oscillateur (fig. 61) en fonction de ces deux paramètres. Dans leurs travaux, ils définissent un régime de fonctionnement stable comme un train d'impulsions composé d'impulsions de même énergie. L'échelle de couleur figure 61 correspond à une déviation standard de l'énergie d'une impulsion à

l'autre au cours d'un tour de cavité. Expérimentalement la couleur **bleue** (sur l'échelle **fig. 61**) correspondrait à un régime de blocage de modes parfait. En comparant nos résultats expérimentaux (**annexe C**) et les résultats numériques de l'équipe de J. Zeludevicius, on remarque un comportement similaire. On retrouve un **régime multimode libre lorsque les bandes passantes des deux filtres se chevauchent** ainsi que des **îlots de stabilités** relativement étroits pour lesquels le **régime de blocage de modes** est correctement établi. Avec l'augmentation du gain, la rareté de ces îlots peut être soulignée. Un élargissement de l'écart entre les filtres donne lieu à des zones plus étroites

Sur la topographie **figure 61** les zones de stabilité sont indiquées par des lettres A, B et C. Chacune de ces lettres est associée à une configuration du filtrage spectral intracavité bien particulière. Les configurations des zones A1, B3 et C3 sont illustrées **figure 62**. Pour chacun des cas, l'écart spectral entre les deux filtres est identique, par contre le gain varie d'une configuration à l'autre. Les spectres supérieurs et inférieurs de chaque exemple correspondent respectivement au signal incident au premier et au deuxième filtre. Est surlignée en bleu la plage de transmission du premier filtre et en rouge celle du deuxième filtre. Pour chaque région (A, B et C) le premier filtre est parfaitement centré sur le pic généré par l'automodulation de phase à l'extrémité gauche du spectre et avec le maximum d'amplitude. En zone A, le deuxième filtre est également placé dans la même configuration (extrémité droite). Pour les régions marquées de la lettre B, le deuxième filtre est centré sur un pic du milieu de spectre dont l'amplitude ne correspond pas au maximum possible. Enfin les zones C correspondent aux cas où le deuxième point de filtrage est centré sur une région du spectre où les interférences sont majoritairement destructives et donc de très faibles amplitudes.

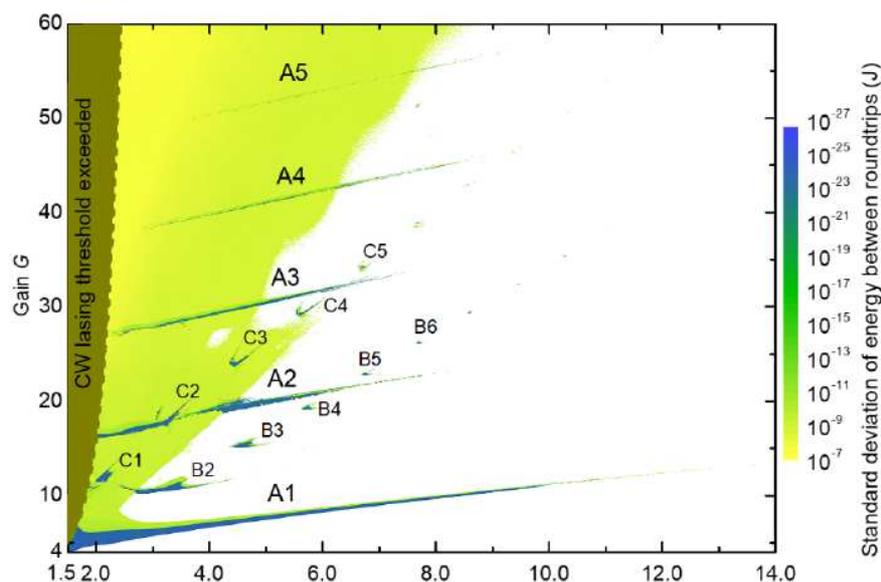


Figure 61 : Topographie des zones de stabilités d'un oscillateur Mamyshev **sans dispersion de vitesse de groupe** en fonction du gain G (ordonné) et de l'écart spectral entre les filtres S en nm (abscisses). Les régions bleues correspondent à un train d'impulsions stable, jaunes/vertes à un train d'impulsions instable, blanches pas de train d'impulsions et marron à un régime multimode libre [9].

L'ensemble de ces zones reste très sensible au gain cependant les zones A se distinguent par une tolérance supérieure en terme d'écart spectral entre les filtres. La configuration A se différencie également par l'obtention de régimes de blocage de modes stables aux valeurs de gain les plus élevées. Ainsi en recoupant les **figures 61 et 62**, on comprend alors que pour qu'un oscillateur Mamyshev fonctionne de manière stable à forte puissance de pompe il est préférable de respecter la configuration spectrale des zones A. **Une identification du couple gain/écart spectral s'avère nécessaire pour permettre au système Mamyshev d'osciller de manière stable.**

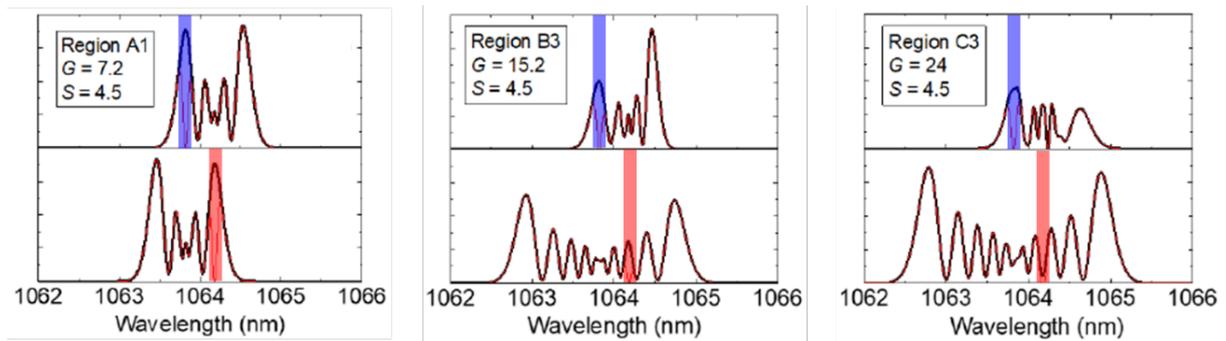


Figure 62 : Spectres incident aux filtres intracavité et bandes passantes respectives de chaque filtre (bleu F1 et rouge F2) correspondant à différentes zones de stabilités de la figure 61. Le gain varie d'un cas à l'autre, par contre l'écart spectral S est constant à 4.5 [9].

Pour conclure cette étude n'a pas permis d'obtenir un fonctionnement en régime fondamental. Il existe de nombreuses dynamiques possibles en régime impulsionnel et les frontières entre ces dernières sont très étroites. Cette étude numérique, **ne tenant pas compte de la dispersion**, est un problème plus simple que celui de notre oscillateur Mamyshev et malgré tout on constate que les conditions de stabilité du train d'impulsions ne sont pas triviales. En comparant nos résultats à ceux de l'étude [9], nous retrouvons un comportement similaire avec des îlots de stabilité, ainsi **nous savons à présent que l'écart spectral entre les deux points de filtrage et la puissance de pompe de l'amplificateur A2 sont les paramètres clés d'une forte stabilité du régime impulsionnel**. Il nous faut donc chercher un nouveau paramètre variable pour essayer d'obtenir un régime de blocage mode exclusivement en régime fondamental. L'architecture de l'oscillateur est relativement simple : un coupleur d'entrée et de sortie, deux amplificateurs et deux filtres dans le domaine spectral. Par élimination nous avons donc décidé de modifier le taux de couplage d'entrée et de sortie.

3 INFLUENCE DU TAUX DE COUPLAGE DE LA SOURCE SUR LA DYNAMIQUE IMPULSIONNELLE INTRACAVITÉ

3.1 Présentation de l'étude et des résultats

Afin de faire varier le taux de couplage de la cavité tout en conservant une architecture fibrée, nous avons utilisé un **coupleur fibré à ratio variable** (fig. 63a) proposé par KS Photonics. Ce composant permet, grâce à une molette sur laquelle est disposée un vernier, de faire varier la position relative des fibres à l'intérieur du coupleur et par conséquent le taux de couplage du signal. Le système est composé de deux entrées et de deux sorties. Pour initier le régime de blocage de modes intracavité nous procédons de manière identique à l'étude précédente : injection d'une impulsion externe. La figure ci-dessous (fig. 63b 63c) représente l'évolution du taux de couplage du signal injecté vers les deux voies de sortie en fonction de la position du vernier.

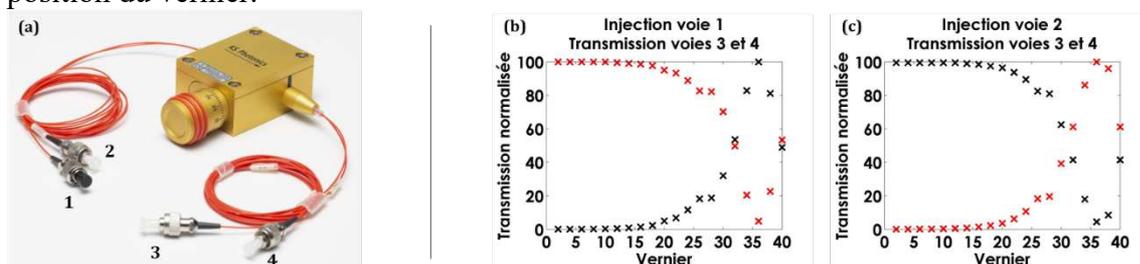


Figure 63 : Photo du coupleur à ratio variable de KS Photonics (a), courbes du taux de couplage entre les sorties 3 (rouge) et 4 (noir) en fonction de la position du vernier pour un signal injecté en voie 1 (b) et 2 (c).

Cette nouvelle étude paramétrique fait intervenir le taux de couplage d'entrée/sortie et la puissance délivrée par la diode de pompe de l'amplificateur A2. La taille de cavité n'a que très peu changé suite à la modification du coupleur c'est pourquoi la même valeur de cadence fondamentale que l'étude précédente : $f_0 = 6.25 \text{ MHz}$ est reprise. Le protocole expérimental est similaire à celui présenté dans l'étude antérieure.

La figure 64 représente l'évolution de la puissance moyenne et de la cadence en fonction du taux de couplage pour différentes valeurs de puissance de pompe de A2. On observe un comportement significatif de la cadence en fonction du taux de couplage. Pour les figures 64a et 64b, les régimes de blocage de modes oscillent entre 6.25 MHz, 12.5 MHz et 18.75 MHz néanmoins le régime fondamental reste majoritaire contrairement aux régimes harmoniques. Lorsque la puissance de pompe augmente, les régimes de blocages de modes harmoniques deviennent dominants (fig. 64c 64d).

Deux tendances se dégagent de ces graphiques. Lorsque la majorité du signal est extrait hors de la cavité, le système a tendance à osciller en régime fondamental et ceci est d'autant plus prononcé que la puissance de pompe augmente. A mesure que la réinjection de l'énergie intracavité augmente, une prédominance des régimes harmoniques se dessine. Ce phénomène s'accroît davantage pour les fortes puissances de pompe. **Ces observations sont parfaitement corrélées avec celles obtenues lors de la première étude, d'ailleurs notons que dans les cas présentés ici, aucun régime fondamental n'a été obtenu pour un taux de couplage intracavité supérieur à 50% ce qui explique pourquoi les régimes de 6.25 MHz étaient si peu présents lors de la première étude.** L'oscillateur peut donc fonctionner sous deux régimes différents en fonction du taux de couplage d'entrée/sortie. Un fonctionnement en régime fondamental pour une forte extraction du signal hors de la cavité et un fonctionnement en régime harmonique pour une faible extraction du signal intracavité. On remarque également sur les figures 64c et 64d, une région nettement marquée pour laquelle le régime de blocage de modes n'est pas possible. Ceci pourrait être dû au fait qu'une variation du taux de couplage

Conception et réalisation d'un oscillateur Mamyshev entièrement fibré

implique un changement du gain total de la cavité. Nous avons vu précédemment, grâce aux travaux de J. Zeludevicius et al. [9] que le gain est un facteur clef quant à l'obtention d'un régime impulsionnel stable. Le gain est d'autant plus important à forte puissance de pompe. Ainsi ces éléments pourraient expliquer pourquoi les graphiques **fig. 64c** et **64d** présentent une zone où le régime de blocage de modes n'est pas possible.

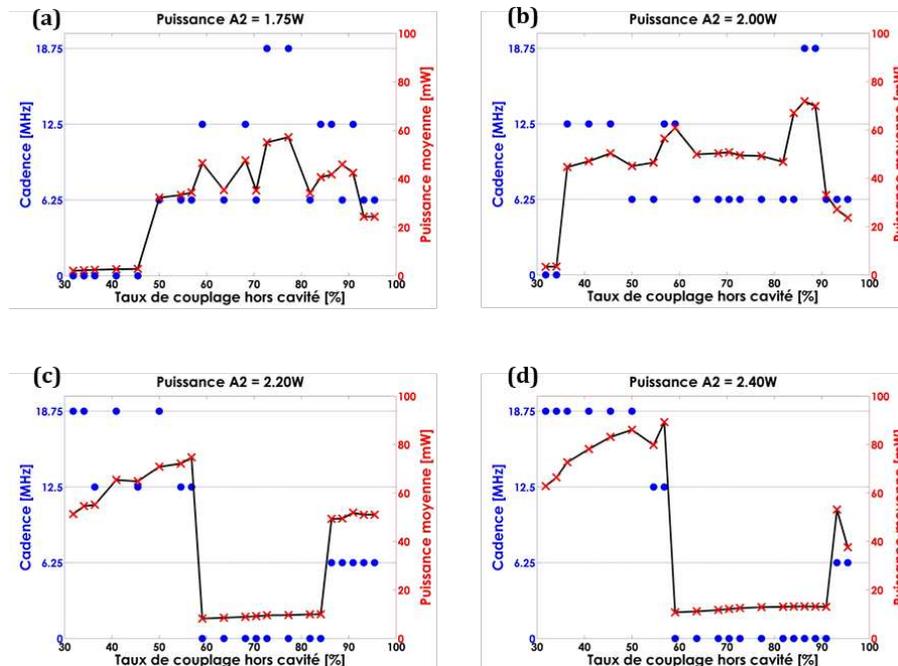


Figure 64 : Évolution de la puissance moyenne/cadence du train d'impulsions en sortie de l'oscillateur en fonction du taux de couplage hors cavité pour différentes puissances de pompe A_2 : 1.8W (a), 2.0W (b), 2.2W (c) et 2.4W (d).

Les résultats obtenus soulignent la complexité de la dynamique impulsionnelle de l'oscillateur. Une étude plus poussée, comme le développement d'un modèle numérique, aurait été intéressante afin de mieux comprendre l'influence des paramètres principaux de la cavité (filtrage spectral, puissance de pompe, taux de couplage) mais une approche numérique se trouve hors de notre sujet de thèse. Néanmoins nous pouvons tirer profit des résultats expérimentaux et notamment des **figure 64c** et **64d** qui indiquent la marche à suivre pour favoriser le régime fondamental intracavité : maximiser l'extraction de l'énergie hors de la cavité.

Au cours de ces différentes études nous nous sommes rendus compte que plusieurs éléments n'étaient pas nécessaires au bon fonctionnement de l'oscillateur. L'architecture de la cavité a été retravaillée en conséquence pour aboutir à l'architecture schématisée **fig.65**. La longueur de cavité n'est plus comparable aux dimensions précédentes, ainsi la cadence fondamentale passe de 6.25 MHz à 7.7 MHz.

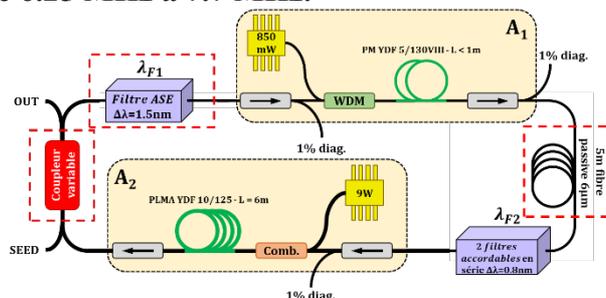


Figure 65 : Nouvelle cavité, les principaux changements sont entourés en rouge

Une fois ce travail effectué nous avons cherché à caractériser les performances de ce nouveau système en régime fondamental et en régime harmonique. **Les points de filtrages F1 et F2 sont respectivement centrés en 1057 nm et 1062 nm avec des bandes passantes respectives de 1.5 nm et 0.8 nm.**

3.2 Performances de l'oscillateur en régime fondamental.

Pour chaque cavité laser, il existe un taux de couplage optimal pour lequel la puissance délivrée par le système est maximale. En prêtant attention à la figure 64a, on remarque par exemple que la puissance maximale délivrée en régime fondamental est de 45 mW et correspond à un taux de couplage de 90%. Pour des taux plus élevés, la puissance moyenne est nettement inférieure ≈ 25 mW. Avec cette nouvelle cavité un **taux de couplage hors cavité de 80%** permet d'obtenir un **régime de blocage de mode fondamental** optimal. Nous obtenons alors les performances suivantes.

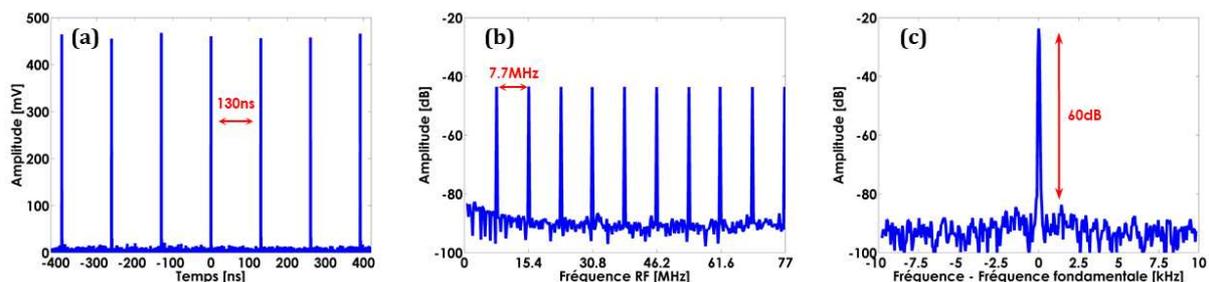


Figure 66 : Train d'impulsions (a) et spectre électrique sur 7.7 MHz (b) et sur 20 kHz autour de la fréquence fondamentale (c) mesurés en sortie de l'oscillateur. Configuration des filtres F1 = 1057 nm et F2 = 1062 nm.

La cadence fondamentale de la cavité est de 7.7 MHz, la période entre chaque impulsion est d'environ 130 ns (**fig. 66a**). Le régime de blocage de modes est correctement établi comme le montre le spectre radiofréquence obtenu (**fig. 66b**). Il est exclusivement composé de pics espacés de 7.7 MHz. Il n'y a pas de fréquences parasites autour des pics principaux du spectre comme le montre la mesure sur 20 kHz autour de la fréquence de 7.7 MHz (**fig. 66c**). La dynamique signal à bruit est d'environ 60 dB.

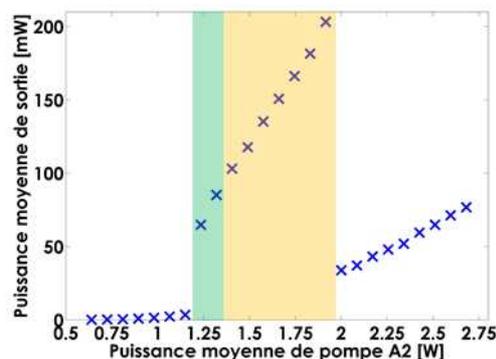


Figure 67 : Évolution de la puissance moyenne en fonction de la puissance de pompe délivrée par l'ampli A2. Configuration des filtres F1 = 1057 nm et F2 = 1062 nm

Pour des puissances de pompe inférieures à 1.25 W et supérieures à 1.9 W, il n'y a pas de régime impulsionnel. L'oscillateur ne fonctionne pas non plus en régime multimode libre en raison du filtrage intracavité, le signal en sortie est une bosse d'ASE. A partir de 1.25 W délivrés par la diode de pompe A2, l'injection d'une impulsion externe initie le régime de blocage de modes. Ce comportement peut sembler surprenant au vu des puissances de pompe mises en jeu **figure 64**, cependant il faut garder à l'esprit qu'il ne s'agit plus de la même cavité laser : les longueurs de fibres ont diminué et certains composants ont été remplacés

ou retirés. **La puissance maximale délivrée par le système est 205 mW à une cadence de 7.7 MHz ce qui correspond à une énergie par impulsion d'environ 26 nJ.**

Nous avons relevé un comportement curieux de l'oscillateur, celui-ci est illustré sur la **figure 67** par deux zones de couleur : l'une verte et l'autre jaune. Pour les points dans la **zone verte**, le régime de blocage de modes se déclenche lors de l'injection d'une impulsion externe. Le **régime est très stable** et très peu sensible aux perturbations extérieures telles que la température, les contraintes mécaniques, les vibrations acoustiques ou encore le fait de réinjecter des impulsions via la source laser externe alors que le système est en train d'osciller. En dépit de toutes ces perturbations le régime de blocage de modes ne semble pas être impacté. Pour les points situés dans la **zone jaune** le système ne bascule pas d'un régime ASE vers un régime de blocage de modes lorsque l'on injecte une impulsion externe. Pour accéder à ces régimes de fonctionnement (zone jaune) la puissance de pompe est par exemple fixée à 1.25 W (zone verte), le régime de blocage de modes est initié en injectant une impulsion externe. Une fois les modes verrouillés en phase, il est possible d'augmenter le courant de pompe tout en préservant ce régime de blocage de modes jusqu'à une certaine puissance limite ~ 1.9 W. Ce comportement s'apparente à ce que l'on peut observer dans le domaine de la thermodynamique avec la surfusion de l'eau par exemple. Nous savons que lorsque l'eau atteint une température négative, celle-ci passe de l'état liquide à l'état solide (à la pression atmosphérique). Cependant, il est possible d'obtenir de l'eau liquide à une température négative en abaissant lentement la température du liquide. L'état de l'eau liquide à une température négative est qualifié de métastable car une perturbation du système conduirait à la solidification instantanée de l'eau. De la même manière, nous définissons les régimes de blocage de modes dans la zone jaune comme des régimes métastables. Ces derniers sont **relativement sensibles aux perturbations extérieures** (contraintes mécaniques et injection d'impulsions supplémentaires). Suite à ces perturbations il arrive que le régime de blocage de modes cesse et laisse place au régime ASE.

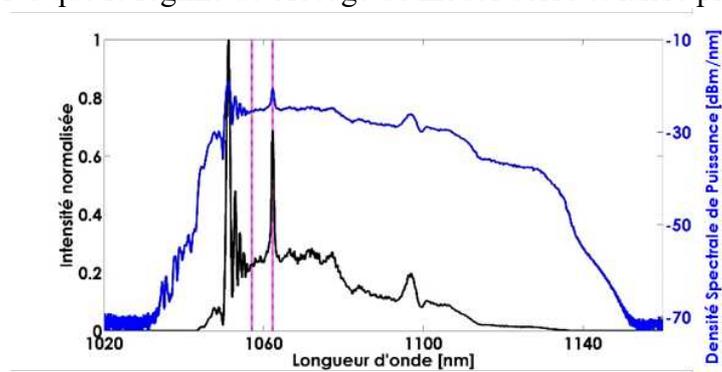


Figure 68 Spectre en sortie de l'oscillateur pour une puissance de pompe d'environ 1.9 W en échelle linéaire (noire) et logarithmique (bleue). Les marques en magenta indiquent les longueurs d'onde centrales des deux filtres : F1 = 1057 nm et F2 = 1062 nm.

Lorsque le système bascule en régime impulsif on note un élargissement spectral remarquable du spectre dû à l'automodulation de phase (**fig. 68**). **Au fur et à mesure que la puissance de pompe augmente, le spectre s'élargit.** A cause de l'effet Raman, des composantes spectrales sont générées aux hautes longueurs d'ondes (de 1095 nm à 1110 nm), celles-ci s'accroissent au fur et à mesure que la puissance de pompe augmente. L'impulsion en sortie de l'oscillateur est le produit de l'amplification et de l'automodulation de phase du signal délivré par le filtre F2 dans l'amplificateur A2. Cette composante spectrale initiale (signal délivré par F2) est clairement visible dans le spectre en sortie de l'oscillateur. Il s'agit du pic de forte amplitude centré en 1062 nm, c'est-à-dire à la longueur centrale du filtrage F2. Le profil spectral de l'impulsion délivrée par l'oscillateur n'est pas symétrique contrairement aux résultats que nous avons pu obtenir lors de nos simulations présentées dans le chapitre 1 où l'automodulation induit un élargissement spectral symétrique par rapport à la longueur d'onde

centrale. Les modulations sont plus fortes aux basses longueurs d'ondes qu'aux hautes longueurs d'ondes. Ce comportement est dû à la dispersion, celle-ci n'a pas été prise en compte lors des simulations numériques présentées dans le premier chapitre.

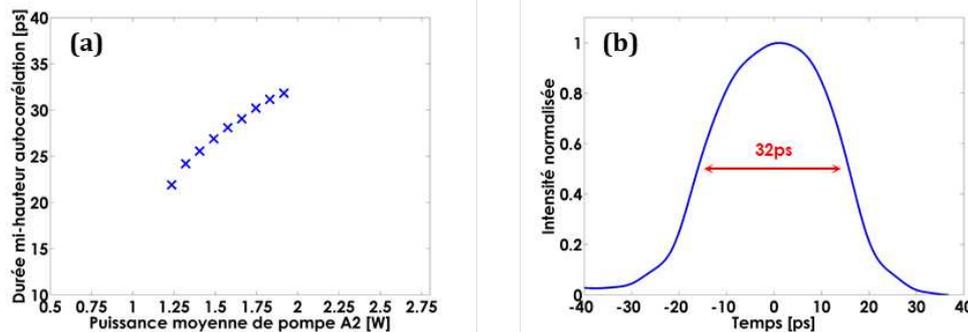


Figure 69 : Évolution de la durée d'autocorrélation en fonction de la puissance de pompe délivrée (a), trace d'autocorrélation pour une puissance de pompe de 1.9 W (b). Configuration des filtres F1 = 1057 nm et F2 = 1062 nm

En raison de cette dispersion, les impulsions qui circulent dans la cavité possèdent une dérive en fréquence. Les domaines temporel et spectral sont liés de façon quasi-linéaire, la durée de l'impulsion est d'autant plus longue que son spectre est large. Ainsi les durées d'autocorrélations augmentent en fonction de la puissance de pompe (fig. 69a) jusqu'à atteindre une valeur maximale de 32 ps soit une durée d'impulsion de 22.6 ps (fig. 69b).

Pour conclure, nous disposons d'un oscillateur avec une architecture entièrement fibrée capable de délivrer des impulsions de **26 nJ en régime fondamental** soit dix fois plus que ce que nous avons réussi à obtenir avec notre première réalisation. A présent nous allons décrire les performances de l'oscillateur en régime harmonique. En toute rigueur, le régime harmonique ne nous est d'aucun intérêt puisque l'installation PETAL n'a besoin que d'une impulsion énergétique. Néanmoins il est intéressant d'étudier les performances de ce nouveau type d'oscillateur en régime harmonique. En effet pour d'autres applications (domaine industriel ou de laboratoire) l'augmentation de la récurrence et de la puissance moyenne est attractive.

3.3 Performances en régime harmonique

Comme pour le cas précédent, nous avons cherché à optimiser le taux de couplage de la cavité et nous avons abouti à une configuration où le taux de **couplage hors cavité est d'environ 40%**. Les points de filtrage et la puissance de pompe de A1 restent inchangés par rapport au régime fondamental. Dans cette configuration, l'oscillateur fonctionne à plusieurs cadences en fonction de la puissance de pompe délivrée par A2 : **7.7 MHz, 15.4 MHz, 23.1 MHz, 30.8 MHz, 38.5 MHz et 107.8 MHz (fig. 70a)**. On remarque que dans un premier temps la cadence de l'oscillateur augmente en générant une impulsion supplémentaire passant de la cadence fondamentale à la cinquième harmonique. A partir d'une puissance de pompe de 3.7 W, la cadence augmente brusquement pour atteindre la quatorzième harmonique : 107.8 MHz⁴⁴. Cette perte du comportement linéaire de la cadence en fonction de la puissance de pompe témoigne une fois de plus de la complexité de la dynamique impulsionnelle intracavité. Les régimes harmoniques obtenus sont stables et très peu sensibles aux perturbations extérieures (température, contraintes mécaniques, vibrations acoustiques, impulsions supplémentaires intracavité).

Lorsque la puissance pompe est maximale, l'oscillateur atteint une puissance moyenne en sortie de 1.3 W (fig. 70b). Pour un système entièrement fibré avec des composants 6 / 10 μm

⁴⁴En m'y reprenant plusieurs fois, je n'ai pas observé d'harmoniques intermédiaires entre la cinquième et la quatorzième harmonique dans cette configuration.

Conception et réalisation d'un oscillateur Mamyshev entièrement fibré

cette performance est remarquable. En effet, la plupart des composants que nous avons utilisés pour construire cette source laser spécifient généralement une tolérance de 300 mW à 500 mW en terme de puissance moyenne en entrée pour éviter toute casse. Le signal délivré par l'oscillateur correspond à 40% du signal en sortie de A2, ainsi avant le coupleur de sortie la puissance moyenne incidente est donc d'environ 3.25 W. Je n'ai constaté aucune casse dans le système après avoir fonctionné à de telles puissances et ceci grâce au filtrage étroit en F1 qui permet de réduire l'énergie réinjectée dans la cavité. Ce dernier réduit radicalement la puissance incidente au vu de sa bande passante étroite. Pour fonctionner à haute puissance un oscillateur Mamyshev a besoin d'un coupleur d'entrée et de sortie et d'un filtrage en F1 avec une tolérance élevée en terme de puissance moyenne.

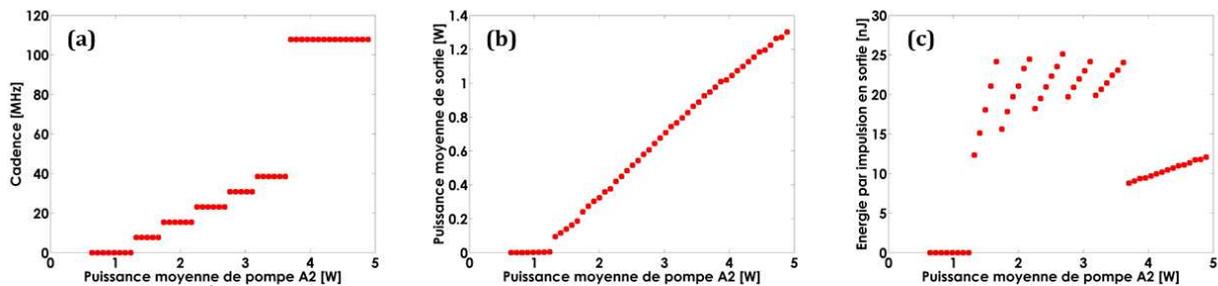


Figure 70 : Évolution de la cadence de l'oscillateur (a), de la puissance moyenne de sortie (b) et de l'énergie par impulsion (c) en fonction de la puissance de pompe A2 délivrée. Configuration des filtres F1 = 1057 nm et F2 = 1062 nm

Il est très intéressant d'observer l'évolution de l'énergie en fonction de la puissance de pompe représentée figure 70c. Les transitions entre les différents régimes surviennent lorsque l'énergie par impulsion mesurée en sortie de l'oscillateur atteint environ 25 nJ. Cette observation nous amène à penser que la création d'impulsions supplémentaires est un effet à seuil qui dépend de l'énergie des impulsions intracavité. L'oscillateur serait a priori capable de délivrer une puissance moyenne supérieure au 1.3 W que nous avons obtenu puisque l'énergie par impulsion est de seulement 12 nJ. Nos travaux ont été limités ici par l'alimentation en courant de la diode de pompe ne permettant pas de vérifier cette hypothèse.

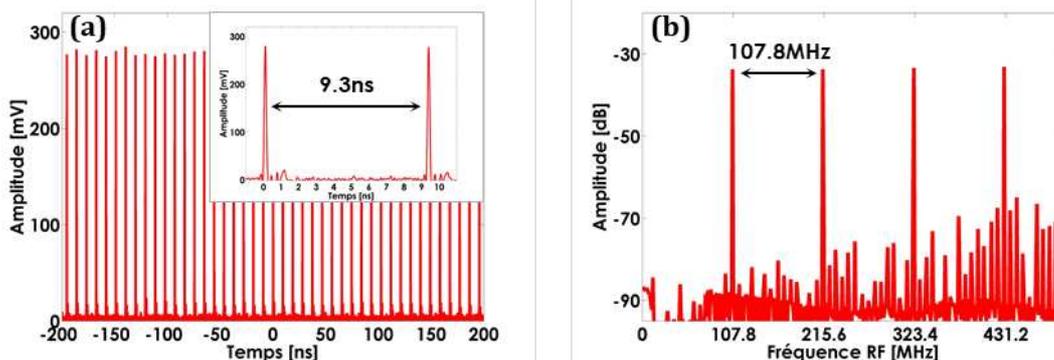


Figure 71 : train d'impulsions (a) et spectre radio-fréquence (b) du signal délivré par l'oscillateur pour une puissance moyenne de sortie de 1.3 W et une cadence de 107.8 MHz.

A haute cadence, le train d'impulsions ainsi que le spectre électrique du signal se dégradent (fig. 71a 71b). On remarque que le rapport signal à bruit du train d'impulsions et du spectre électrique s'est légèrement amoindri. Néanmoins l'écart temporel entre les impulsions reste régulier tout comme leur amplitude dans le domaine temporel. Sur le spectre radio-fréquence, la dynamique entre le pic à 107.8 MHz et les supermodes adjacents est d'environ 50 dB.

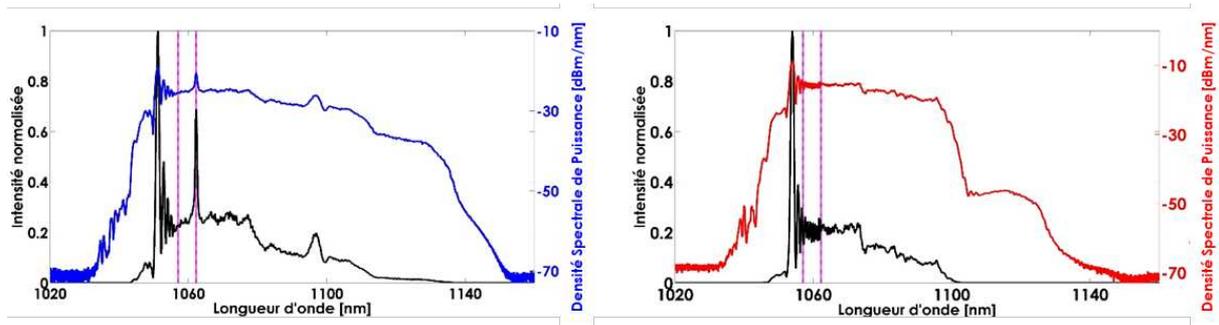


Figure 72 : Spectre obtenu en régime fondamental (à gauche) et en régime harmonique 107.8 MHz (à droite). Les marques en magenta indiquent les longueurs d'onde centrales des deux filtres : F1 = 1057 nm et F2 = 1062 nm.

Pour terminer comparons à présent le spectre optique obtenu en régime fondamental et en régime de 14^{ème} harmonique (fig. 72). La première différence notable concerne la largeur du spectre. Dans le cas du régime fondamental l'énergie par impulsion est de 26 nJ alors qu'en régime harmonique l'énergie est de 12 nJ. La largeur du spectre résulte de l'automodulation de phase, ainsi il est normal que la largeur diffère d'un spectre à l'autre puisque l'énergie varie d'un facteur deux. Cette différence d'énergie explique également pourquoi l'effet Raman n'est pas visible sur le spectre du régime harmonique tracé en échelle linéaire.

Nous avons noté dans la partie précédente la présence sur le spectre du régime fondamental d'un pic à 1062 nm, issu du signal délivré par F2. Ce dernier n'a pas l'air d'être impacté par l'automodulation de phase. Nous avons noté que plus la cadence augmente plus ce pic diminue, jusqu'à disparaître comme le montre le spectre de droite figure 72. Nous pensons qu'il s'agit en réalité du résidu d'ASE délivré par A1 qui est injecté dans A2. Cela expliquerait pourquoi cette composante spectrale n'a pas l'air d'être soumise à l'automodulation de phase et également pourquoi cette composante diminue au fur et à mesure que la cadence augmente puisque le nombre croissant d'impulsions diminue le gain de l'ASE.

Ces observations sur le comportement de l'oscillateur en fonction du taux de couplage ont été publiées dans un article de la revue Optics Letters [11]. Une fois les études expérimentales terminées nous avons décidé de comprendre l'origine de ces régimes harmoniques au sein d'un oscillateur Mamyshev en réalisant un modèle numérique.

4 ORIGINE DU RÉGIME HARMONIQUE

Le régime harmonique de blocage de modes peut s'établir au sein d'une cavité à propagation normale et anormale. En régime de dispersion anormale, l'énergie des impulsions est définie par le théorème de l'aire du soliton (**Ch.2 - Éq. 60**). Cette quantification de l'énergie est à l'origine de la création de nouvelles impulsions lorsque la puissance de pompe augmente. **En régime de dispersion normale (ce qui est notre cas) les énergies ne sont pas quantifiées.** Le mécanisme de création de ces nouvelles impulsions dépend de l'architecture du laser, il n'y aurait a priori aucune loi ou théorème général à ce sujet.

4.1 Simulations

Les études numériques ont été réalisées par Olivier Vanvincq. Ma contribution à l'élaboration de ce modèle se limite à la réalisation d'une cartographie des fibres optiques de la source laser (nature des fibres utilisées et en quelle quantité), la caractérisation du gain des amplificateurs, la compilation des pertes induites par les composants qui constituent la cavité et à la mesure de fonction de transfert dans le domaine spectral des filtres F1 et F2. L'objectif de mes mesures était de reproduire le plus fidèlement possible la cavité de manière numérique : environnement de propagation, gain petit signal des amplificateurs, pertes de la cavité et filtrage spectral. Je n'ai pas participé à la modélisation numérique en tant que tel et c'est pourquoi je ne rentrerai pas dans les détails des programmes utilisés et basés d'une part sur la publication de R. Lindberg et al. [12] (pour l'étude des puissances émises dans les différents régimes harmoniques, **fig. 73** détaillée ci-après) et d'autre part sur la publication de Y. Dan et al. [13] pour l'étude de l'apparition de la seconde impulsion (**fig. 74 et 75** détaillées ci-après). Toutefois afin d'illustrer la modélisation, précisons que dans le modèle le plus simple [13], l'évolution de l'impulsion au cours de sa propagation dans la cavité est décrite par l'équation de Ginzburg-Landau :

$$\frac{\partial A(z,\tau)}{\partial z} = g(E)A(z,\tau) + \left(\frac{1}{\delta\nu} - \frac{i}{2}\beta_2\right)\frac{\partial^2 A(z,\tau)}{\partial \tau^2} + \frac{1}{6}\beta_3\frac{\partial^3 A(z,\tau)}{\partial \tau^3} + i\gamma|A(z,\tau)|^2 A(z,\tau) \quad \text{Eq. 70}$$

Avec $A(z, t)$ l'enveloppe du champ électrique, z la distance de propagation et τ la durée depuis le centre de l'impulsion $\tau = t - \tau_0$ et $\delta\nu$: la bande spectrale de gain.

Le gain n'est pas fonction de la fréquence du signal incident (gain plat) mais seulement de l'énergie :

$$g(E) = \frac{g_0}{1 + \frac{E}{E_{sat}}} \quad \text{Eq. 71}$$

L'énergie de l'impulsion est calculée à partir de l'équation :

$$E = \int_{-T/2}^{T/2} |A(z, t)|^2 dt \quad \text{Eq. 72}$$

L'objectif de ces études numériques est d'obtenir un comportement proche en terme de dynamique impulsionnelle de celle de l'oscillateur. Les résultats obtenus sont sensiblement réalistes. La figure **73a** représente l'évolution de la puissance moyenne/cadence en fonction du taux de couplage à puissance de pompe de l'ampli A2 constante. **On retrouve un comportement similaire aux résultats expérimentaux** présentés **fig. 64**. Lorsque le taux de couplage hors cavité est élevé, les régimes harmoniques ne peuvent pas exister numériquement dans la cavité. Lorsque ce taux diminue, les régimes harmoniques sont favorisés, on voit qu'au-dessous de 40% d'extraction du signal hors cavité, le régime fondamental ne peut plus exister intracavité, seuls les régimes harmoniques sont présents. Le comportement en régime

harmonique en fonction de la puissance de pompe A2, pour un taux de couplage hors cavité de 60%, est représenté figure 73b. La cadence évolue ici continuellement du régime fondamental (en bleu) jusqu'à la dixième harmonique. Comme pour les résultats expérimentaux tracés fig. 70c chaque changement de régime est caractérisé par une diminution brutale de l'énergie par impulsion.

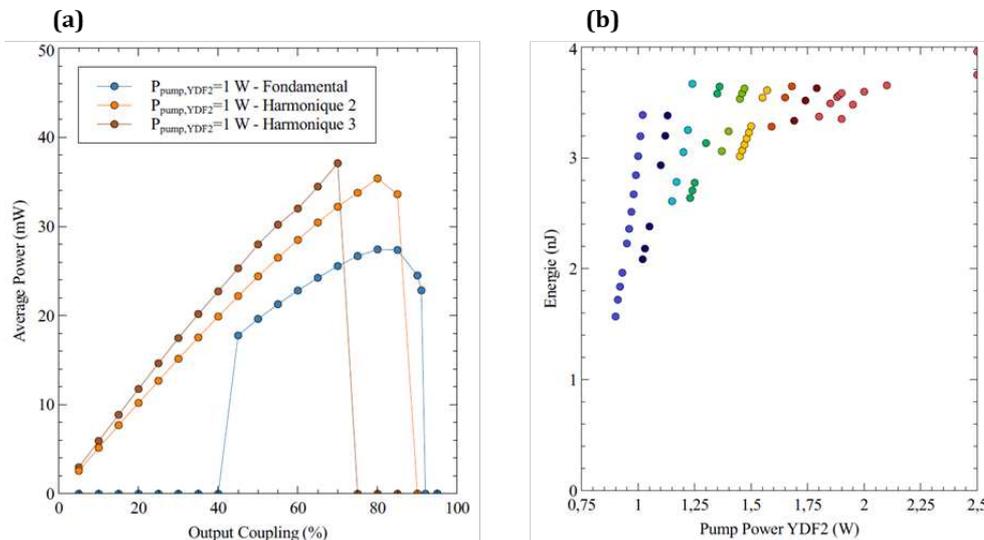


Figure 73 : Régimes impulsions stables possibles en fonction du taux de couplage de sortie pour une puissance de pompe A2 de 1 W (a). Evolution de l'énergie en fonction de la puissance de pompe à taux de couplage fixe de 50% en sortie (b). Chaque couleur est associée à une cadence donnée. Les points **bleu** correspondent au régime fondamental, ensuite la cadence augmente linéairement vers l'harmonique d'ordre supérieure suivante.

Ces études numériques permettent également de simuler l'évolution du spectre et de l'intensité de l'impulsion au cours de son trajet dans la cavité. Dans le cas de la simulation les deux filtres (de largeur à mi-hauteur = 4 nm) sont respectivement centrés en 1033 nm et 1039 nm (longueurs d'onde inspirées de l'article [13]). **Du fait de leur largeur spectrale et de leur longueur d'onde centrale, les deux filtres se chevauchent. La plage commune de transmission des deux filtres présente un maximum de 10% en 1036 nm.** Les résultats obtenus sont représentés figure 74.

La première figure représente l'évolution temporelle du signal sur plusieurs tours de cavité. Au départ nous avons une seule impulsion que se propage intracavité. Les tours de cavité se succèdent et l'on observe que le bruit s'intensifie, le fond de l'image n'est plus d'un bleu homogène mais nuancé. La figure 74b correspond à une coupe horizontale de la figure 74a pour les tours 10 et 25. Les deux courbes sont superposées, on ne voit pas l'impulsion pour le tour 10 cependant elle est bien présente. D'un cas à l'autre le bruit a été amplifié de 20 dB. **Ce bruit correspond en réalité à la longueur d'onde de 1036 nm : longueur d'onde pour laquelle la transmission commune aux deux filtres est maximale.** Comme pour le domaine temporel, le spectre du tour 25 masque celui du tour 10 car ils se superposent parfaitement. Le spectre du tour 10 présente beaucoup moins de bruit en 1036 nm que celui du tour 25.

Revenons à la figure 74a. Au bout de plusieurs tours une deuxième impulsion se forme et oscille intracavité. La figure 74c correspond à une coupe horizontale de la figure 74a pour les tours 85 et 100. Dans les deux cas il y a deux impulsions intracavité. Du fait de la présence de deux impulsions l'énergie totale augmente ayant pour conséquence une diminution du niveau de bruit des tours 85 à 100. Le gain, inversement proportionnel à l'énergie du signal (Éq. 71), chute de même que le niveau de bruit. On note également ce comportement dans le domaine spectral où la composante à 1036 nm voit son amplitude diminuer du tour 85 à 100. Le spectre est cannelé, contrairement à la figure 74b, puisque les deux impulsions interfèrent entre elles.

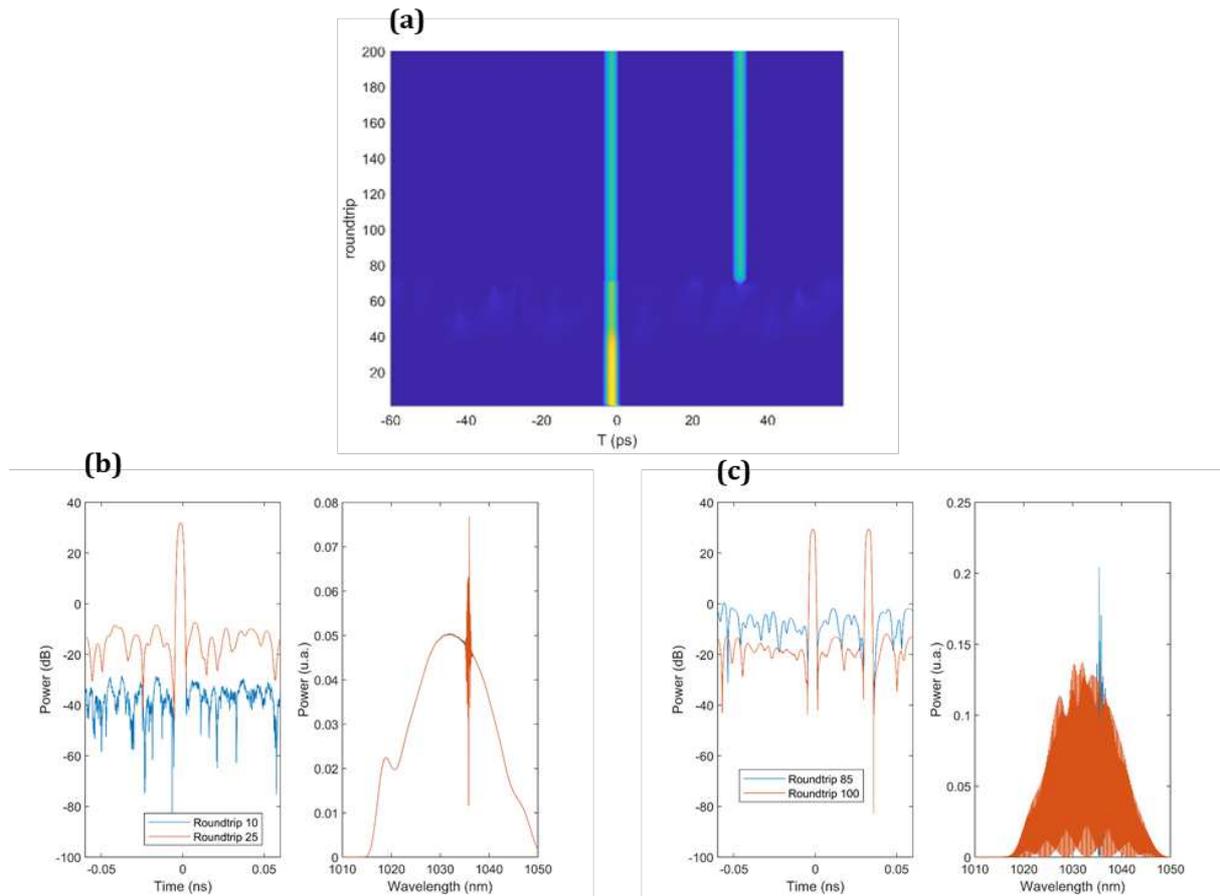


Figure 74 : Dynamique de l'évolution temporelle du signal en sortie de l'oscillateur sur les 200 premiers tours de cavité (a), dynamique temporelle (à gauche) et spectre optique du signal en sortie de l'oscillateur (à droite) pour les tours 10 et 25 (b) et 85 et 100 (c).

Le lien entre l'amplification de la composante à 1036 nm et la création d'une nouvelle impulsion est plus visible sur la série de spectrogrammes figure 75. Chacune de ces figures représente l'évolution du spectre et du profil temporel de l'impulsion en sortie de l'amplificateur A2. Des droites en pointillés rouges marquent les longueurs d'onde centrales des deux filtres et celles en pointillés verts la longueur d'onde de 1036 nm. Le profil de l'impulsion après un tour de cavité est représenté fig. 75a. L'impulsion présente une dérive en fréquence linéaire. Après quelques tours de cavité, on remarque que le spectre évolue. Un pic apparaît aux alentours de 1036 nm et si on regarde attentivement le spectrogramme il y a comme une traînée centrée à 1036 nm dans le sillage de l'impulsion. - on pourrait croire qu'entre la figure 75a et 75b la durée de l'impulsion a diminué cependant il faut rester vigilant car l'axe des abscisses T (ps) varie d'un cas à l'autre, au contraire l'impulsion s'est étirée temporellement- Le cas suivant, fig. 75c, est révélateur de l'amplification de la composante à 1036 nm (entourée en noire). C'est à ce moment-là que l'on voit se former, dans le graphique au-dessus du spectrogramme, la deuxième impulsion. Enfin, la nouvelle impulsion est amplifiée (fig. 75d) et interfère (dans la simulation) avec l'impulsion initiale ce qui nous donne également un spectre cannelé.

Pour conclure, d'après cette étude numérique, l'apparition d'une impulsion supplémentaire serait due à l'amplification de la composante spectrale transmise par la bande passante commune aux deux filtres. Le modèle converge rapidement vers une solution stable. Pour une certaine puissance de pompe, le gain à 1036 nm est supérieur à 1 ce qui conduit à l'amplification de cette composante et à une diminution progressive du gain. Cette variation du gain conduit à un changement de solution stable. Le bruit continue d'augmenter jusqu'à donner naissance à une deuxième impulsion. En raison de la présence de cette impulsion

supplémentaire, l'énergie totale intracavité croît et le gain diminue (< 1), si la puissance de pompe n'augmente pas il n'y a pas de création d'impulsion supplémentaire dans la cavité. En rehaussant la puissance de pompe, le gain à 1036 nm devient à nouveau supérieur à 1 ce qui produit une impulsion supplémentaire. Les simulations numériques ainsi que les résultats expérimentaux sont en accord à ce sujet.

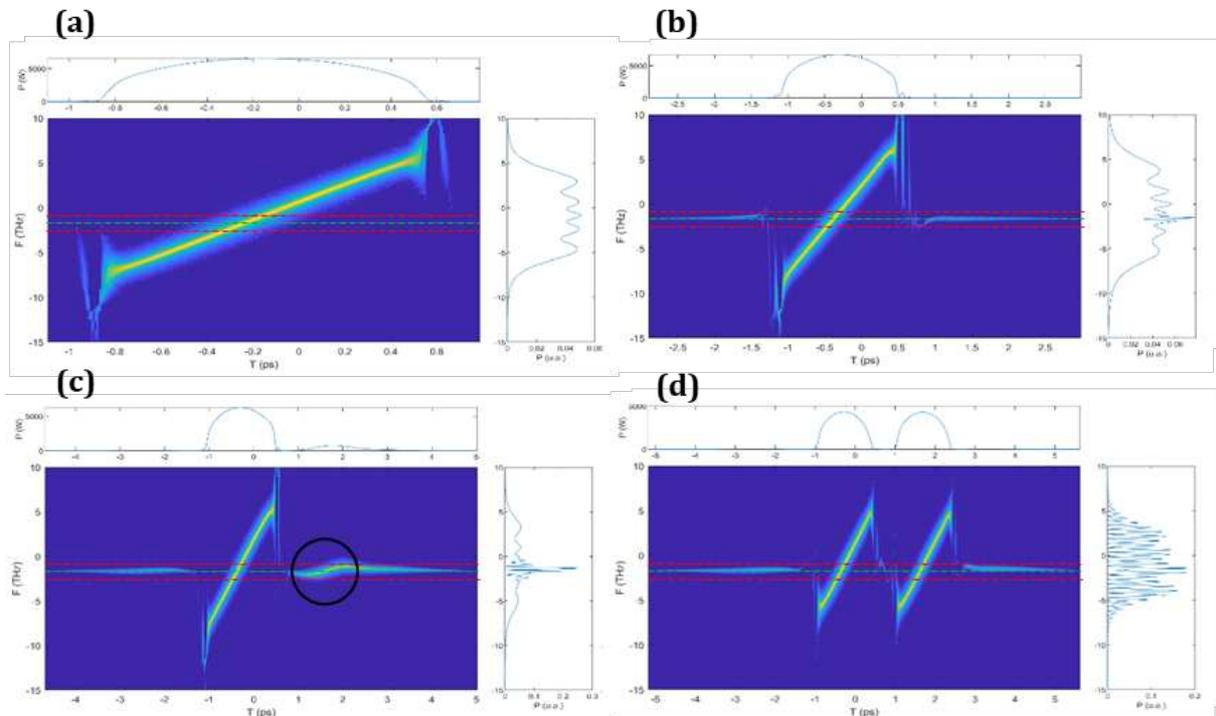


Figure 75 : Spectrogramme du signal en sortie de l'oscillateur sur les tours 1 (a), 30 (b), 60 (c) et 90 (d).

En réduisant la fenêtre de transmission commune aux deux filtres, il serait à priori plus difficile voire même impossible d'obtenir un fonctionnement en régime harmonique intracavité. Nous avons donc décidé de vérifier cela de manière expérimentale.

4.2 Résultats expérimentaux

Afin de vérifier expérimentalement notre hypothèse nous avons remplacé le filtrage en F2 par un module capable de générer des fonctions transfert arbitraires dans le domaine spectral. Nous avons introduit un Wave Shaper (1000A/SP) à la place des deux filtres accordables mis en série au niveau de F2. Cet appareil dispose d'une entrée et d'une sortie fibrée. Il est composé d'un dispositif en espace libre (**fig. 76**) qui comporte un module à cristaux liquides (LCoS = Liquide Cristal on Silicon). L'écran LCoS permet alors de moduler l'amplitude et la phase de signal incident que ce soit dans le domaine temporel ou spectral. **Ce module est programmable et il permet donc à l'utilisateur de générer des fonctions transferts sur demande dans le domaine spectral.**

Afin de réduire la transmission sur la bande passante commune des filtres nous avons décidé de combiner une fonction de transfert gaussienne de 1.5 nm avec une fonction top-hat dont nous faisons varier la largeur à mi-hauteur. La figure 77 illustre le rôle de la fonction carré quant à l'évolution de la transmission commune aux deux filtres. Le premier cas (**fig. 77a**) correspond à deux filtres gaussiens de 1.5 nm de largeur, la transmission théorique à l'intersection des deux filtres atteint alors $2 \cdot 10^{-7}$ (**fig. 77c**). Dans le cas où la fonction de transfert d'un des deux filtres résulte de la combinaison entre une fonction gaussienne de 1.5 nm et d'une fonction top-hat de 2.5 nm (**fig. 77b**), la transmission théorique maximale chute alors à $4,5 \cdot 10^{-9}$ (**fig. 77d**) et la plage spectrale de transmission est également réduite.

Conception et réalisation d'un oscillateur Mamyshev entièrement fibré

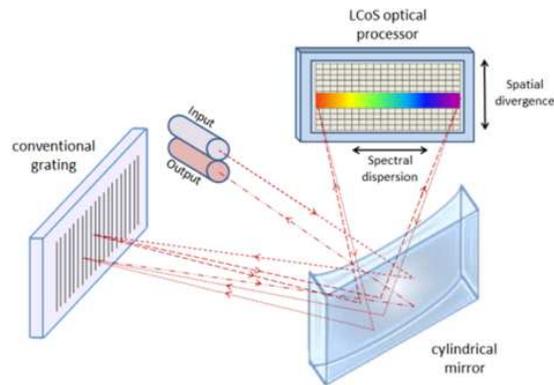


Figure 76 : Schéma de la composition intérieure du WaveShaper 1000A/SP tiré du manuel d'utilisation.

Le protocole est le suivant : nous nous plaçons dans les mêmes conditions où habituellement le système a tendance à fonctionner en régime harmonique, en utilisant une forme gaussienne pour F2. Une fois que l'on observe la possibilité pour le régime harmonique d'exister intracavité nous faisons varier la fonction de transfert du filtre en couplant la gaussienne à une fonction top-hat.

Les résultats de cette étude semblent aller dans le même sens que la théorie avancée à l'issue de nos simulations. Cette étude se base sur une faible quantité d'échantillons⁴⁵ (une trentaine), **on observe qu'effectivement il est plus difficile d'obtenir un régime harmonique de blocage de modes au fur et à mesure que l'on réduit la largeur à mi-hauteur de la fonction carrée** (allant de 4 nm à 1 nm) jusqu'à ne plus en obtenir. Il est arrivé un point où le système n'a fonctionné qu'en régime fondamental. Cependant avec cette nouvelle forme de filtre il est très difficile d'obtenir un régime de fonctionnement stable (d'où le faible nombre d'échantillons). Ceci est probablement dû aux fronts de montée raides du filtres carré qui induisent des instabilités lors de la SPM.

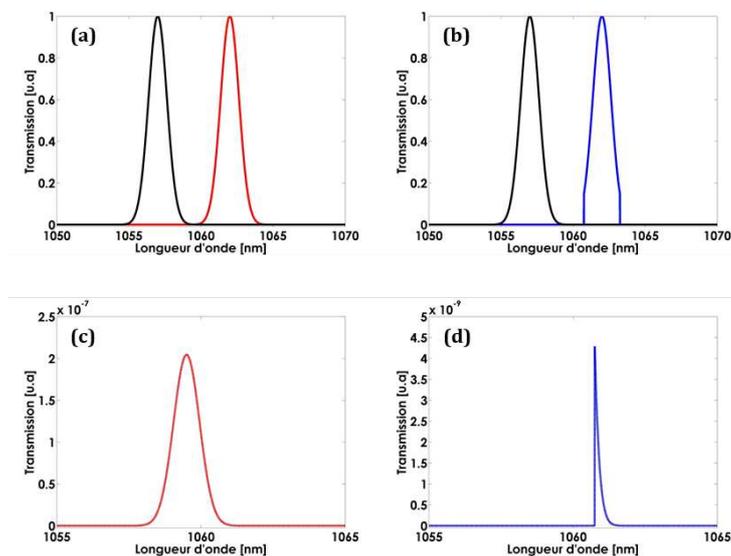


Figure 77 : Fonctions de transfert théoriques des filtres F1 (noir) et F2 (rouge) dans le cas où les deux filtres sont gaussiens (a) et celui où F2 (bleu) résulte du couplage entre une fonction gaussienne et top-hat (b). Les produits des deux fonctions transfert F1 et F2 sont respectivement tracés sous chacun des cas concernés (c,d).

Nous pensons à ce moment-là définir une forme de filtre optimale afin d'inhiber la dynamique harmonique et d'obtenir un régime de propagation exclusivement fondamental et stable. Cependant au vu de la grande difficulté à obtenir un régime de blocage de modes stable

⁴⁵ Un échantillon correspond ici à un régime de blocage de mode établi et stable.

cette forme de filtres n'est pas optimale. **On retient qu'il vaut mieux privilégier des filtres gaussiens avec de forts taux d'extinction hors bande passante.**

5 DE LA PREUVE DE CONCEPT AU DÉVELOPPEMENT D'UN PROTOTYPE

Les travaux réalisés jusqu'à présent ont permis de nous familiariser avec cet oscillateur Mamyshev et d'apporter une preuve de concept suffisante pour poursuivre vers un prototype. A présent nous disposons d'une source impulsionnelle stable non conforme au cahier des charges du CEA. Cette partie sera alors consacrée à l'optimisation de la cavité afin de répondre au mieux au cahier des charges imposé et également à l'exploration des possibilités supplémentaires que peut offrir cet oscillateur comme la production d'impulsions ultra-courtes.

5.1 Optimisation du spectre à 1053 nm

Comme nous l'avons évoqué dans le chapitre 2, la source du pilote de l'installation PETAL est constituée d'un oscillateur suivi d'un étireur. Cet étireur admet une acceptation spectrale de 16 nm, le signal délivré en amont par l'oscillateur doit au moins avoir une largeur spectrale identique à l'acceptance de l'étireur et être centré en 1053 nm (longueur d'onde utile pour le CEA). Dans le cas de notre oscillateur Mamyshev ceci est avéré puisque le spectre s'étend sur une plage de 40 nm comme le rappelle la **figure 78a**.

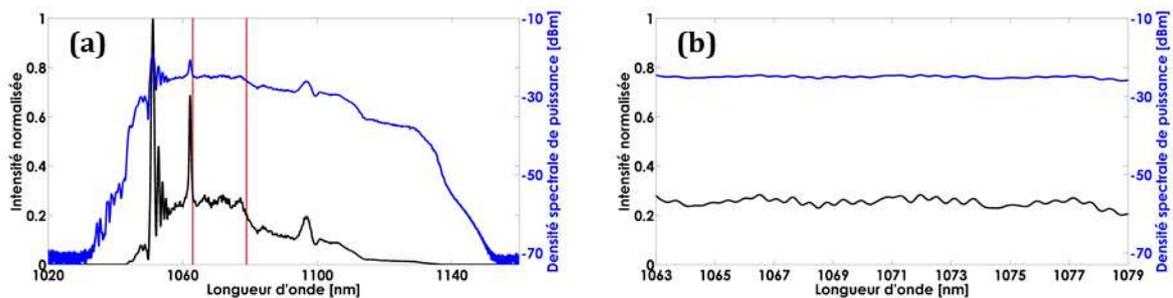


Figure 78 : Spectre en sortie de l'oscillateur mamyshev en échelle linéaire (noir) et logarithmique (bleu) dans sa totalité (a) et zoom entre les bornes rouges situées en 1063 nm et 1079 nm (b).

Cependant une consigne supplémentaire concernant l'intensité du spectre sur la plage spectrale utile n'est pas respectée par notre laser. L'oscillateur qui injecte la chaîne laser PETAL doit délivrer un signal avec une répartition plate de l'énergie. Cette exigence est directement liée à la problématique de contraste. Les domaines spectral et temporel sont liés par transformée de Fourier. Ainsi des modulations dans le domaine spectral (ou des fronts de montée trop raides) induisent par TF des modulations au pied de l'impulsion dans le domaine temporel [10] ce qui conduit à une dégradation non négligeable du contraste lors de la recompression.

Point intéressant, avec un spectre généré par automodulation de phase, plus l'élargissement spectral s'accroît, plus le spectre se lisse en son centre. Le centre du spectre délimité par les marqueurs rouges **fig. 78a** est tracé **fig. 78b**. On remarque que le spectre en échelle linéaire présente des très faibles modulations sur une plage spectrale allant de 1063 nm à 1079 nm. Ainsi il est nécessaire de décaler cette zone d'intérêt du spectre vers 1053 nm.

Nous savons que le spectre d'un signal produit par une source laser est directement lié aux profils d'émission et d'absorption du milieu amplificateur utilisé dans la cavité. Dans la dernière partie du chapitre 1 consacrée à l'amplification d'un signal au sein d'une fibre dopée Ytterbium, nous avons conclu par l'intérêt des sections efficaces d'absorption et d'émission de l'ion. En effet ces sections ont une plage spectrale relativement large et la longueur d'onde d'émission privilégiée du milieu est aux alentours de 1030 nm. Cependant, comme la section efficace d'absorption décroît pour les longueurs d'onde supérieures à 1 μm , il est possible d'en tirer profit afin de privilégier l'émission d'une longueur d'onde supérieure à 1030 nm. Dans notre cas la longueur d'onde privilégiée est de 1070 nm, cela signifie que nous avons trop de

longueur de fibre. Afin de maximiser la courbe de gain à 1053 nm il faudra donc diminuer la longueur de fibre Yb dans l'amplificateur A2.

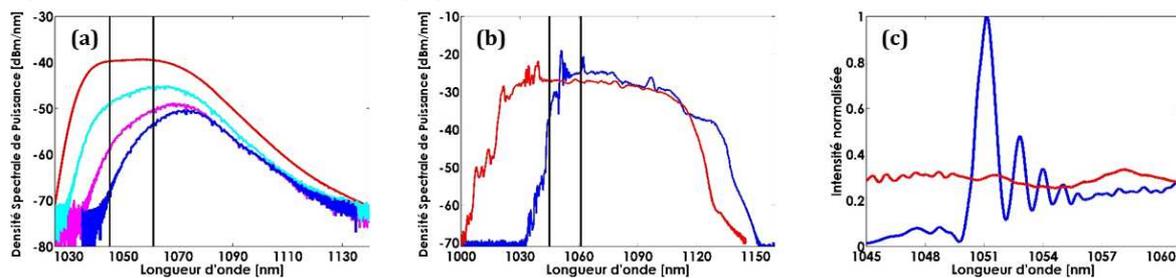


Figure 79 : Spectres d'ASE en sortie de l'amplificateur A2 à puissance de pompe constante pour différentes longueurs de fibre amplificatrice : 6 m, 5 m, 3 m et 2 m (a). Spectre du signal délivré par l'oscillateur en régime de blocage de modes pour 6 m (bleu) et 2 m (rouge) de fibre amplificatrice sur une large gamme spectrale en échelle logarithmique (b) et sur la zone d'intérêt en échelle linéaire (c). Sur les figures (a) et (b) les traits verticaux noirs indiquent les longueurs d'onde 1045 nm et 1061 nm. Configuration des filtres F1 = 1057 nm et F2 = 1062 nm.

La figure 79a représente les courbes d'ASE en sortie de l'amplificateur A2 à une puissance de pompe donnée pour différentes longueurs de fibres amplificatrices. Le spectre d'ASE est centré en 1053 nm pour une longueur de fibre égale à 2 m. En régime de blocage de modes, nous retrouvons les mêmes performances en terme d'énergie maximale (environ 25 nJ). Cette fois-ci le spectre en sortie présente une région relativement plane de 16 nm centrée en 1053 nm (fig. 79b 79c). En calculant le rapport entre l'aire sous la courbe sur l'intervalle 1045 nm à 1061 nm et l'aire totale du spectre nous estimons que la plage spectrale utile contient 5 nJ soit l'énergie minimale exigée.

5.2 Montée en énergie par impulsion

Les filtres placés intracavité conditionnent la dynamique impulsionnelle de l'oscillateur. Nous avons vu précédemment que l'extinction des filtres utilisés n'est pas parfaite. A partir d'une certaine puissance de pompe le signal résultant de cette superposition en transmission des filtres perturbe le régime de la cavité et, en fonction de la configuration adoptée, fait basculer l'oscillateur vers un régime continu (perte du blocage de modes) ou vers un régime harmonique de blocage de modes.

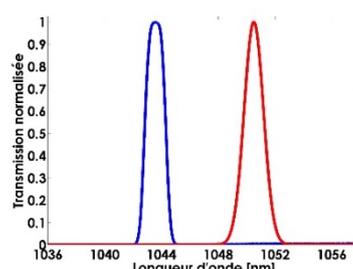


Figure 80 : Fonctions transferts mesurées des filtres WPh (rouge) et WPhBW (bleu) respectivement centrés en 1043.5 nm et 1051.5 nm. Les largeurs des deux bandes passantes sont identiques : 1.5 nm.

Afin d'essayer d'obtenir un régime impulsionnel stable à des puissances de pompe plus élevées nous avons utilisé deux filtres (fabriquant : WL Photonics) adaptés à une architecture fibrée qui présentent des taux d'extinction hors bande passante supérieurs à 50 dB et qui de plus sont pilotables par ordinateur. Comme pour le wave-shaper ces filtres ont une entrée fibrée puis une section espace libre et une sortie fibrée. Le signal est filtré par une ligne à dispersion nulle qui disperse spectralement le signal d'entrée et réinjecte la longueur d'onde transmise dans la fibre de sortie. L'un des deux filtres est plus sophistiqué puisqu'il permet, via une fente motorisée placée sur le trajet du faisceau de faire varier la largeur de la bande passante de transmission.

Pour résumer nous disposons de deux filtres ajustables pilotés par ordinateur avec des taux d'extinction supérieurs à 50 dB, dont l'un possède une largeur de bande passante fixe de 1.5 nm (WLPh) et l'autre une bande passante ajustable (WLPhBW) comprise entre 1.5 nm et 40 nm. La fonction de transfert est gaussienne pour le filtre à bande passante fixe et super-gaussienne avec des fronts plus raides pour celui à bande passante ajustable (fig. 80).

Les deux filtres ont été insérés dans la cavité afin de remplacer l'existant, **WLPh en F1** et **WLPhBW en F2**. Afin de limiter les degrés de liberté du système le **coupleur d'entrée/sortie** à ratio variable a été remplacé un **coupleur 10/90⁴⁶ fixe**. **Les largeurs des deux bandes passantes des filtres ont été fixées à 1.5 nm de large et centrées en 1051.5 nm pour F1 et 1043.5 nm pour F2**. Nous obtenons un régime de blocage de modes fondamental et ce sur une plus large tolérance de puissance de pompe (fig. 81a) par rapport à la figure 67. L'énergie par impulsion peut atteindre **47.2 nJ** à une cadence de **6.29 MHz** soit environ **300 mW** de puissance moyenne (fig. 81a). Le spectre en sortie est beaucoup plus large notamment à cause de l'effet Raman qui s'est accentué par rapport à la configuration de l'oscillateur précédente (fig. 81b). La plage spectrale de 16nm autour de 1053 nm, a tendance à s'aplanir au fur et à mesure que la puissance de pompe augmente (fig. 81c). Après calcul l'énergie maximale contenue dans cette bande spectrale utile est cette fois-ci supérieure à 6 nJ (fig. 81d).

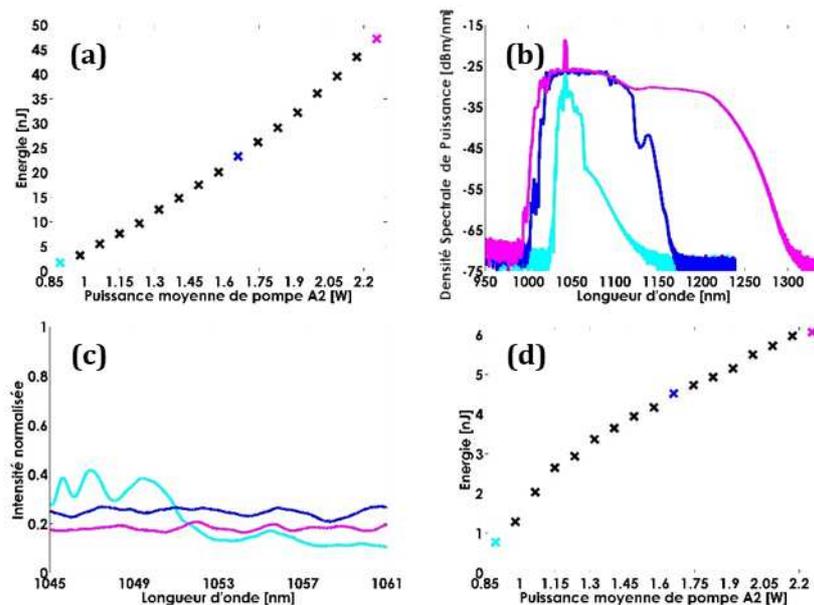


Figure 81 : Évolution de l'énergie par impulsion en sortie de l'oscillateur en fonction de la puissance de pompe A2 (a) ; spectres optiques complets (b) et sur la plage spectrale d'intérêt (c) en sortie de l'oscillateur ainsi que l'énergie contenue dans les 16nm autour de 1053 nm (d) pour différentes valeurs d'énergie par impulsion : 2 nJ, 25 nJ et 47 nJ. Configuration des filtres F1 = 1051.5 nm et F2 = 1043.5 nm.

Le filtre WLPhBW nous permet de faire varier la largeur de bande passante du point de filtrage F2. Un filtre plus large permet d'injecter plus d'énergie dans l'amplificateur qui lui succède. Le gain d'un amplificateur dépend de l'énergie du signal incident, c'est pourquoi nous avons pensé que ce paramètre pourrait influencer sur le spectre en sortie. **Les filtres sont disposés sur les points de filtrage de la façon suivante : WLPhBW en F1 et WLPh en F2** (les deux filtres ont été intervertis par rapport à la configuration précédente). Les longueurs d'onde centrales des deux points de filtrage restent inchangées : **F1 = 1051.5 nm et F2 = 1043.5 nm**. Les résultats obtenus dans cette configuration sont présentés figure 82, chaque couleur est associée à une largeur de bande passante. **Plus la bande passante est large, moins l'énergie**

⁴⁶ Le taux de couplage a été choisi afin de favoriser le régime fondamental par rapport aux régimes harmoniques.

maximale délivrée par le système est élevée (fig. 82a) : pour les deux bandes passantes de **1.5 nm et 4 nm** les énergies maximales sont respectivement de **47 nJ et 36 nJ**. Cela n'est pas surprenant, augmenter la bande passante d'un filtre revient à accroître la plage spectrale commune aux deux filtres⁴⁷. Par conséquent cela réduit la valeur de la puissance de pompe à partir de laquelle le régime continu domine le régime de blocage de modes. En terme de spectre, on ne remarque pas de changement particulier. La figure **82b** peut être trompeuse en raison de la diminution du pic lorsque la bande passante de F1 augmente sauf qu'ici ce sont les spectres associés à l'énergie maximale de chaque configuration qui sont tracés. A puissance de pompe équivalente les spectres sont quasiment identiques. Le signal en sortie de A1 est filtré en F2. Ainsi on comprend que les variations de la bande passante de F1 n'influent pas fortement sur le comportement général du signal en sortie de l'oscillateur.

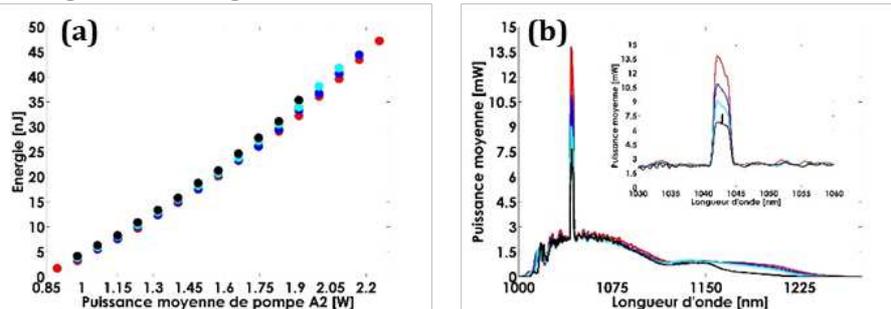


Figure 82 : Évolution de l'énergie par impulsion en fonction de la puissance de pompe A2 (a) et spectres optiques obtenus pour les puissances de pompe maximales (b) en fonction de la bande passante de F1 : **1.5 nm, 2.0 nm, 3.0 nm et 4.0 nm**. Configuration des filtres F1 = 1051.5 nm et F2 = 1043.5 nm.

Nous avons procédé à la même étude mais cette fois-ci en **faisant varier la bande passante de F2** tout en conservant les mêmes longueurs d'onde centrales : F1 = 1051.5 nm et F2 = 1043.5 nm.

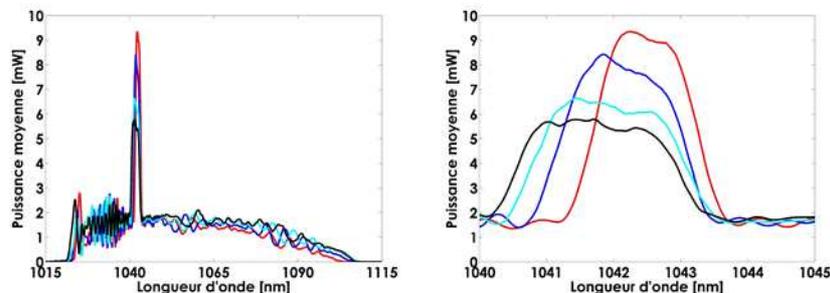


Figure 83 : Évolution du spectre optique en sortie de l'oscillateur à puissance de pompe A2 constante (1.4 W) tracé dans sa totalité (à gauche) et zoom sur la fine composante spectrale (à droite) en fonction de la bande passante de F2 : **1.5 nm, 2.0 nm, 3.0 nm et 4.0 nm**. Configuration des filtres F1 = 1051.5 nm et F2 = 1043.5 nm.

Dans cette configuration nous avons exactement le même comportement à propos de l'évolution de l'énergie en fonction de la bande passante. L'énergie maximale est obtenue pour la bande passante la plus faible. En revanche, le spectre de l'impulsion varie bien en fonction de la largeur de la bande passante. La figure **83** représente le spectre en sortie de l'oscillateur pour différentes plages de transmission à puissance de pompe A2 constante (1.4 W). **On remarque que l'amplitude du pic central diminue et s'élargit lorsque la bande passante augmente**. Ces démarches ne nous permettent pas d'obtenir plus d'énergie sur la plage spectrale utile et jusqu'à présent la meilleure configuration reste celle où les bandes passantes des deux filtres sont les plus étroites.

Le gain d'un amplificateur n'est pas uniquement sensible à l'énergie du signal incident mais également à la longueur d'onde du signal incident. Depuis le début nous avons toujours

⁴⁷ Ceci est valable car on ne fait pas varier les longueurs d'onde centrales des filtres.

choisit de nous placer dans le cas où $\lambda_{centrale}^{F1} > \lambda_{centrale}^{F2}$. Nous allons à présent changer de configuration afin d'observer si cela induit un changement dans le comportement du signal généré par l'oscillateur. L'inversion des longueurs d'onde centrales des filtres : $\lambda_{centrale}^{F1} < \lambda_{centrale}^{F2}$ permet d'obtenir un spectre en sortie relativement différent de ce que nous avons jusqu'à présent (**fig. 84a**).

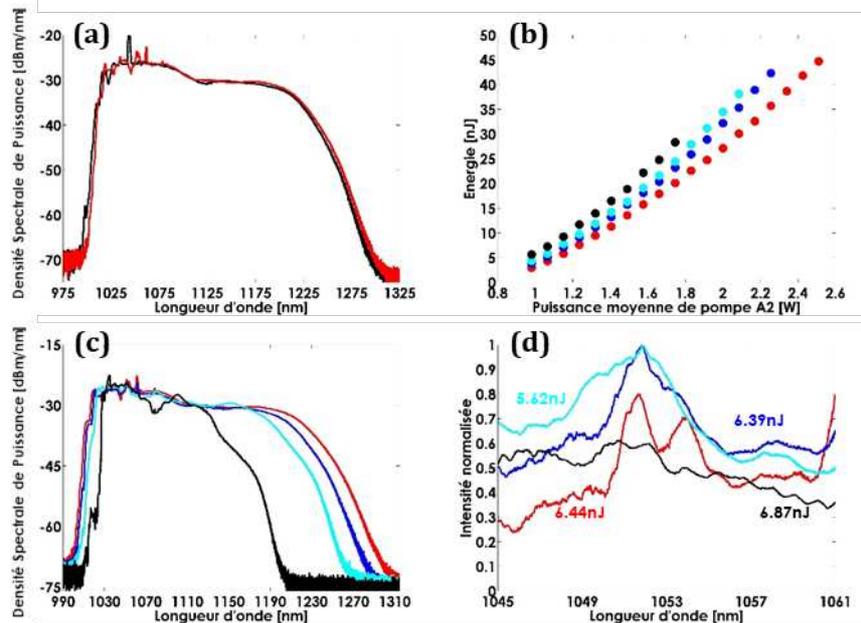


Figure 84 : Comparaison entre les spectres obtenus dans la configuration $\lambda_c^{F1} > \lambda_c^{F2}$ (noir) et $\lambda_c^{F1} < \lambda_c^{F2}$ (rouge) à puissance de pompe A2 identiques (a) ; évolution de l'énergie par impulsion en sortie de l'oscillateur en fonction de la puissance de pompe A2 dans la configuration $\lambda_c^{F1} < \lambda_c^{F2}$ pour différentes valeur de bande passante de F2 : 1.5 nm, 2.0 nm, 3.0 nm et 4.0 nm (b) ; spectres optiques dans leur totalité (c) et sur la zone spectrale d'intérêt (d) obtenus pour les puissance de pompe maximales pour des bandes passantes de F2 de : 1.5 nm, 2.0 nm, 3.0 nm et 4.0 nm. L'énergie comprise dans la bande d'intérêt est indiquée sur (d).

Cette nouvelle forme du spectre ne présente plus ce pic imposant que nous avons dans la configuration précédente mais comporte des modulations de plus forte amplitude. Sur la figure 84b est tracée l'évolution de l'énergie par impulsion en fonction de la puissance de pompe A2 pour différentes valeurs de bande passante F2⁴⁸. Nous retrouvons le même comportement que dans le cas où $\lambda_{centrale}^{F1} > \lambda_{centrale}^{F2}$, l'énergie maximale (44.7 nJ) est atteinte pour le cas où la bande passante de F2 est la plus étroite. La figure 84c représente les spectres associés à l'énergie par impulsion maximale pour chacune des valeurs de bande passante. En comparant les deux cas extrêmes (1.5 nm et 4.0 nm) on constate que cette fois-ci le spectre change de forme en fonction de la largeur de la bande passante en F2. En examinant la plage spectrale d'intérêt (**fig. 84d**) on s'aperçoit que celle-ci n'est pas du tout homogène, l'écart à la moyenne est trop important d'un bout à l'autre de la région d'intérêt et ne satisfait pas les besoins du CEA. De plus l'énergie maximale contenue sur cette plage spectrale n'est pas beaucoup plus importante que ce que nous obtenions dans l'ancienne configuration.

Enfin il nous reste une dernière possibilité qui pourrait permettre de maximiser l'énergie sur cette plage spectrale utile : le Wave Shaper. Celui-ci est placé au niveau du point de filtrage F2 afin de disposer d'un filtre modulable. Le Wave Shaper dispose de plusieurs fonctions de transfert préenregistrées dans le logiciel de pilotage : gaussienne, super-gaussienne, sinus cardinal, carré, triangle etc. qu'il est possible de combiner afin de créer des fonctions transferts

⁴⁸ En revanche au vu du faible impact de la bande passante F1 sur l'évolution du spectre / énergie maximale cette étude n'a pas été réalisée.

singulières. Pour cette étude nous avons principalement utilisé les fonctions suivantes : gaussienne, super-gaussienne et carré. En couplant ces fonctions entre elles il est possible de sculpter toute une variété de fonctions transfert et observer le comportement changeant de l'oscillateur. L'idée était ici de sculpter un profil top hat⁴⁹ afin de limiter l'élargissement spectral induit par la SPM.

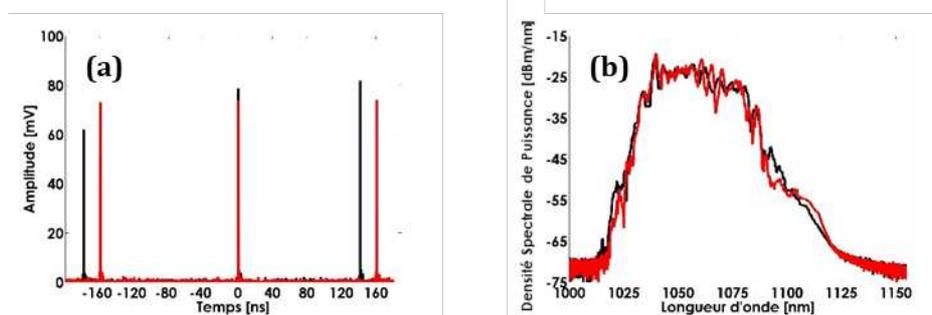


Figure 85 : Train d'impulsions (a) et spectre optique (b) en sortie de l'oscillateur pour F1 = gaussienne 1.5 nm centrée en 1051.5 nm et F2 = carré de 3.5 nm (rouge) et 4.0 nm (noir) centré en 1043.5 nm à puissance de pompe identique.

Les résultats de l'études sont formels et permettent d'affirmer qu'il est impératif de privilégier des filtres avec une forme gaussienne ou super-gaussienne afin d'obtenir un régime impulsionnel stable intracavité au sein d'un oscillateur Mamyshev. En effet dès lors que les fronts de montée deviennent trop raides le régime de blocage de modes devient instable, une variation de la puissance de pompe (quelques dizaines de mW) ou perturbation environnementale peut conduire à une évolution de la dynamique impulsionnelle : régime désorganisé (modulation de l'amplitude, modulation de la période), changement d'harmonique ou perte du régime impulsionnel (fig. 85a). Lorsque les extrémités du filtre deviennent abruptes, le spectre délivré par l'oscillateur est sévèrement modulé (fig. 85b). De plus, avec des fonctions de transfert plus raides un nouveau paramètre entre en compte afin d'obtenir un régime stable intracavité : la largeur de la bande passante. Pour toutes ces raisons l'étude a été rapidement avortée pour **conclure que les formes gaussiennes et super-gaussiennes sont à privilégier dans ce type de source laser**. On retrouve cette même conclusion dans la littérature [14]. Cette différence de comportement en fonction du filtrage peut s'interpréter par le fait que les formes gaussiennes sont plus sélectives que les formes top-hat en terme d'énergie transmise (à largeur à mi-hauteur égale) et forceraient une stabilité en terme d'énergie injectée dans les amplificateurs.

La montée en énergie d'un oscillateur Mamyshev en régime fondamental réside principalement dans la capacité des filtres à éteindre un signal hors de sa bande passante. Plus nous limitons la transmission commune des deux filtres, plus il est possible de conserver le régime de blocage de modes à des puissances de pompe plus élevées sans transition vers un régime harmonique et/ou vers une perte du régime impulsionnel. Cette étude montre également qu'il faut plutôt se diriger vers des filtres avec une bande passante étroite, nous avons pu observer que plus la bande passante des filtres augmente moins l'énergie maximale en sortie est élevée. Afin d'obtenir un régime impulsionnel stable, les filtres gaussiens/super-gaussiens sont les meilleurs candidats, les variations « douces » de ces deux fonctions sont à l'origine de cette stabilité. Nous retenons également que dans notre cas il est préférable d'utiliser des filtres dont les longueurs d'onde centrales respectent l'inégalité : $\lambda_{centrale}^{F1} > \lambda_{centrale}^{F2}$ afin d'obtenir une zone d'intérêt de 16 nm autour de 1053 nm relativement plane. Enfin concernant l'énergie

⁴⁹ Comme nous travaillons avec des impulsions à dérive de fréquence sculpter le profil spectral revient à sculpter le profil temporel. Ainsi un filtrage spectral top-hat conduit à la production d'une impulsion carrée.

contenue dans la bande spectrale utile, cette étude ne nous aura pas permis d'en accroître la valeur de manière significative. Le spectre délivré par l'oscillateur est essentiellement bâti par l'automodulation de phase qui induit un élargissement spectral de plus en plus important en fonction de l'intensité de l'impulsion. Même si nous avons multiplié l'énergie en sortie de l'oscillateur par 2 et atteint les 47 nJ, l'énergie contenue dans la bande spectrale d'intérêt est seulement passée de 5 nJ à 6 nJ. Cette valeur répond néanmoins au cahier des charges du CEA qui impose une énergie minimale de 5nJ. De plus le profil spectral relativement plat est également satisfaisant pour l'installation.

	Cadence (MHz)	λ centrale (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	Forme du spectre	Energie (nJ)	$\Delta\tau$ (fs)
Mamyshev	6.29	1053	16	Plat	6	32000
Cahier des charges CEA	155.52/N	1053	16	Gaussien ou plat	5	100

Tableau 6 : Performances de l'oscillateur en régime fondamental comparées au cahier des charges CEA

5.3 Production d'impulsions ultra-courte

Comme indiqué sur le tableau ci-dessus, la durée d'impulsion en sortie d'oscillateur doit être égale à 100 fs. Cette durée correspond à la limite imposée par transformée de Fourier pour une impulsion gaussienne centrée en 1053 nm et de 16 nm de large. Afin de vérifier que les impulsions à dérive de fréquence délivrées par l'oscillateur peuvent être comprimées nous avons mis en place un compresseur de Treacy [15] en espace libre composé d'une paire de réseaux en transmission (300 traits/mm). Le signal de l'oscillateur est filtré par un filtre super-gaussien de 10 nm de large et centré à 1053 nm.

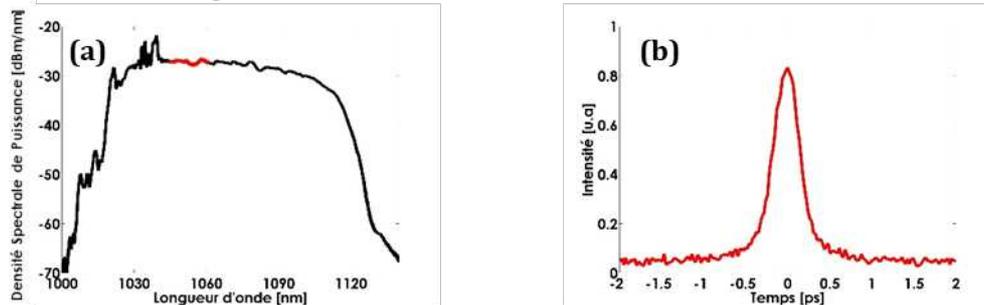


Figure 86 : Spectre de l'impulsion⁵⁰ en échelle logarithmique, la zone en rouge correspond à la plage spectrale filtrée (a) La trace d'autocorrélation intensimétrique de l'impulsion filtrée est présentée en (b).

La durée limitée par TF d'une impulsion gaussienne de cette largeur (10 nm) est de 160 fs. Pour retrouver la durée minimale de l'impulsion il faut que le compresseur compense parfaitement la dispersion accumulée par l'impulsion soit chacun des coefficients β_n ⁵¹. Pour cela il est possible de jouer sur différents paramètres : la distance et les angles entre les deux réseaux. Une fois le compresseur réglé nous avons réussi à recomprimer l'impulsion de 10 nm jusqu'à 276 fs⁵² (la trace d'autocorrélation est représentée fig. 86b) soit un facteur d'environ 1,7 supérieur

⁵⁰ Il s'agit du même spectre tracé en rouge sur la figure 79b en échelle linéaire. Ces manipulations ont été effectuées au même moment.

⁵¹ A noter que le coefficient β_1 n'induit pas de déformation temporelle de l'impulsion puisque ce coefficient s'applique sans distinction à l'ensemble des composantes spectrales contrairement aux termes dispersifs d'ordre supérieur.

⁵² En considérant la trace d'autocorrélation en intensité gaussienne avec une largeur à mi-hauteur de 390 fs. Pour remonter à la durée de l'impulsion on divise cette valeur par $\sqrt{2}$. Dans le cas d'une autocorrélation par interférométrie, les durée d'autocorrélation et d'impulsion sont reliées par l'expression : $\Delta\tau_{AC}^{interferometrie} / \Delta\tau_{imp} = 1.6963$ [10].

à la limite de Fourier. La trace d'autocorrélation ne comporte pas de rebonds au pieds de l'impulsion. Lors de la conception de notre compresseur, nous avons supposé que l'impulsion filtrée sur 10nm avait une dérive en fréquence linéaire (nous avons négligé les coefficients d'ordres supérieurs à β_2) qui pouvait être compensée par notre dispositif de compression. Les résultats obtenus montrent qu'il reste du travail pour obtenir une impulsion à durée limite de Fourier, à commencer par un réglage plus fin des paramètres de notre compresseur : la distance et les angles entre les deux réseaux.

Les faibles fluctuations de la densité spectrale d'énergie sur la zone d'intérêt centrée en 1053 nm nous portent à croire que les résultats obtenus en recomprimant 10 nm du spectre peuvent être transposés à une recompression sur une plage spectrale plus large de 16 nm.

Afin de situer notre technologie par rapport à l'état de l'art nous avons également décidé de comprimer l'impulsion sur la totalité de son spectre. Les résultats sont mitigés, la durée de l'impulsion à dérive fréquence de 22.6 ps a été réduite jusqu'à 54 fs (durée à mi-hauteur de la trace d'autocorrélation : 95 fs). Les traces d'autocorrélation sont représentées **fig. 87a 87b** et comme pour l'exemple précédent les durée d'impulsion sont calculées à partir d'un fit gaussien de la trace d'autocorrélation [10]. En mesurant la durée d'autocorrélation post-compression sur une fenêtre temporelle plus large nous apercevons un piédestal picoseconde non négligeable (**fig. 87c**) dont la largeur à mi-hauteur calculée à partir du fit vaut 1.5 ps.

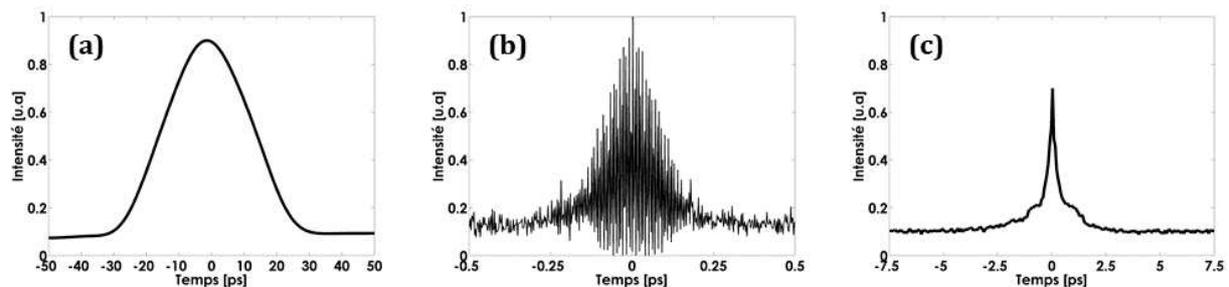


Figure 87 : Traces d'autocorrélation de l'impulsion en sortie de l'oscillateur (a) et après compression (b) et (c). Les traces d'autocorrélation (a) et (c) sont obtenues par intensimétrie tandis que la trace (b) est le résultat d'une interférométrie.

Dans la littérature [16] on retrouve une théorie incriminant le spectre de l'impulsion : « **The exhibited pedestal results both from the spike in the spectrum and the previously mentioned uncompensated higher-order phase** ». Wu Liu et al. présentent dans leur manuscrit des mesures de spectre optique (**fig. 88a**) et de d'autocorrélation post compression (**fig. 88b**). Leur spectre est similaire à ce que nous obtenons en sortie de notre oscillateur, celui-ci comporte de fortes modulations aux basses longueurs d'onde et un pic centré en F2 avec une amplitude très élevée par rapport au reste du spectre. La trace d'autocorrélation principale présente des modulations au niveau de ces ailes. Dans l'insert la même trace d'autocorrélation est représentée sur une fenêtre temporelle plus large, celle-ci présente un piédestal significatif.

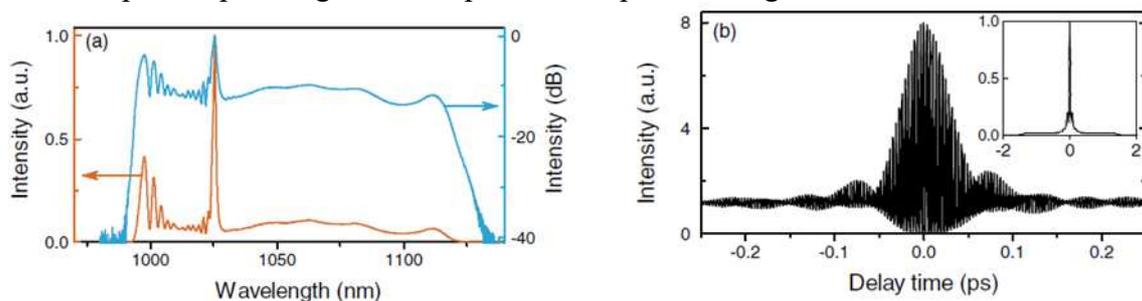


Figure 88 : Spectre en échelle **linéaire** et **logarithmique** (a) et trace d'autocorrélation de l'impulsion post-compression (b) tirés de la référence [16]

Le rôle de ce pic central dans l'apparition du piédestal temporel n'est pas fondé et ce pour plusieurs raisons. La première est que nous avons essayé de recomprimer l'impulsion en se

plaçant dans des configurations de l'oscillateur où l'amplitude du pic était réduite : $\lambda_{centrale}^{F1} > \lambda_{centrale}^{F2}$ & BPF2 = 3 nm, et même absent : $\lambda_{centrale}^{F1} < \lambda_{centrale}^{F2}$. Dans les deux cas les traces d'autocorrélation présentaient un piédestal aux proportions similaires à celui que l'on aperçoit sur la figure 87c. Deuxièmement, d'autres résultats de compression présents dans la littérature donnent également le sentiment que ce pic n'est pas à l'origine de ce piédestal. La figure 89 représente deux figures de spectres et les traces d'autocorrélation post-compression associées tirées de la littérature⁵³.

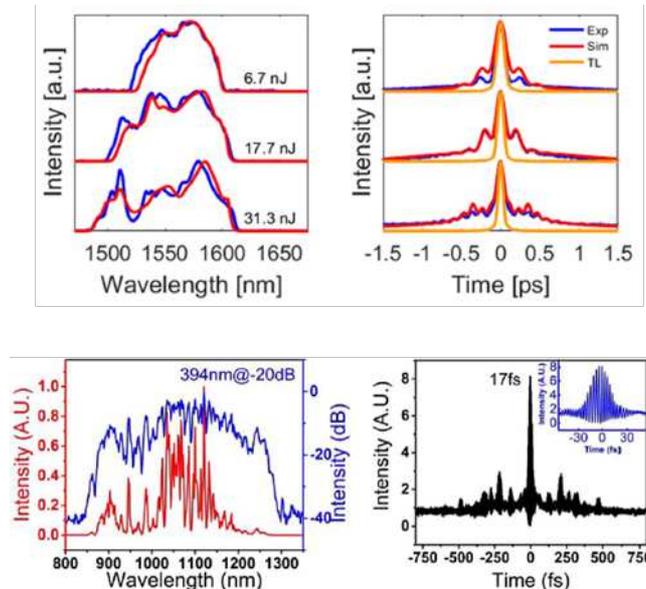


Figure 89 : Exemples de spectres en sortie d'oscillateur mamyshev (à gauche) et les traces d'autocorrélation post-compression associées (à droite) tirés de la littérature [17,18]

Aucun de ces spectres n'a une forme similaire à celui tracé fig. 88a, ils ne présentent pas de pic majeur qui surplombe l'ensemble du spectre en puissance. Pourtant, sur chacune des trace d'autocorrélation on retrouve un piédestal relativement important.

Enfin, nous présentons sur la figure 90 l'autocorrélation théorique obtenue à partir de la transformée de Fourier numérique de notre spectre (celui présenté fig. 86a) qui comporte un pic central ainsi que des modulations. Il n'y a pas de piédestal picoseconde contrairement à ce que nous obtenons expérimentalement ou à ce que l'on peut retrouver dans les exemples tirés de la littérature présentés dans ce manuscrit. Pour l'ensemble de ces raisons, l'origine de ce piédestal ne provient pas du spectre de l'impulsion mais de la compensation insuffisante des termes de dispersion d'ordre 3 et 4 ainsi que de la phase non-linéaire générée par l'effet Kerr temporel.

Ces résultats permettent de rendre compte de la loi de phase complexe qu'il est nécessaire de compenser afin d'obtenir des impulsions ultra-courtes avec cet oscillateur. Pour cela, il est impératif d'utiliser un dispositif de mise en forme temporelle procurant plus de degrés de liberté qu'une simple phase quadratique afin de compenser la phase cubique résiduelle [23]. Il existe plusieurs solutions afin de compenser le terme β_3 . Le grisme, il s'agit d'un prisme sur lequel est gravé un réseau de dispersion. La combinaison du prisme et du réseau de diffraction permet de jouer sur la phase quadratique et cubique de l'impulsion. Il est également possible de mesurer la loi de phase de l'impulsion et de la compenser à l'aide d'un wave shaper ou avec un réseau de Bragg sur lequel aura été gravée la loi phase inverse à celle mesurée.

⁵³ Il existe d'autres cas similaires de piédestal post-compression dans la littérature des oscillateurs Mamyshev [19-22]

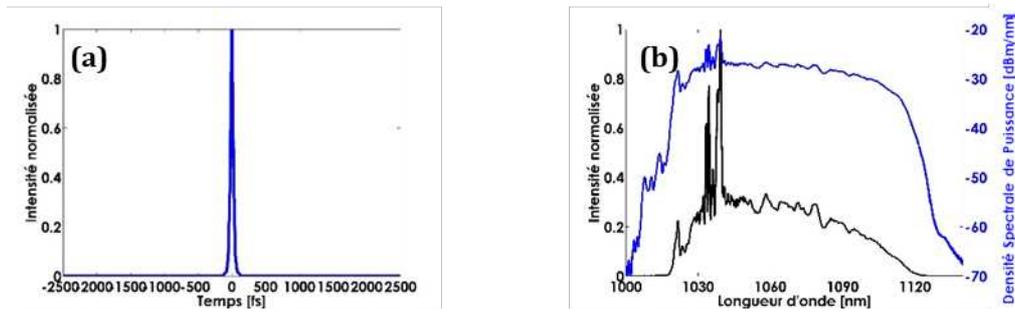


Figure 90 : Trace d'autocorrélation calculée (a) à partir de la transformée de Fourier numérique du spectre mesuré expérimentalement (b). La durée d'autocorrélation calculée à mi-hauteur est de 42fs (expérimentalement nous avons obtenu une trace d'autocorrélation de 95fs).

Pour conclure, les résultats présentés dans cette partie nous confortent dans le fait qu'il est possible de recomprimer correctement le signal sur la bande spectrale utile en travaillant d'avantage sur le compresseur. Néanmoins, un piédestal apparaît post-compression lorsque nous essayons de comprimer la totalité du spectre. L'origine de ce piédestal est attribuée à la compensation incomplète de la dispersion accumulée par l'impulsion.

5.4 Self-Starting

L'oscillateur Mamyshev que nous avons à ce stade du manuscrit démarre à l'aide d'un laser impulsionnel externe qui initie le régime de blocage de modes. Utiliser un laser impulsionnel pour démarrer un second laser impulsionnel n'est pas viable. En effet, si l'on souhaite développer une source robuste et compacte, ce deuxième laser augmente le volume et le coût total du système et il est également une source de panne supplémentaire. Afin de proposer une solution fibrée satisfaisante il faut remédier à ce démarrage de l'oscillateur initié par une source laser externe.

La problématique du démarrage n'est pas nouvelle dans le domaine des lasers à blocage de modes passifs. Qu'il s'agisse d'une architecture fibrée ou en espace libre, ces lasers impulsionnels ne fonctionnent pas directement en régime de blocage de modes lorsque les diodes de pompe sont mises en fonctionnement. Généralement, le laser fonctionne en régime quasi continu très bruité puis bascule vers un régime impulsionnel. Cette transition d'un régime à l'autre se fait via une perturbation extérieure comme l'injection du laser que nous avons utilisé jusqu'à présent. Les oscillateurs à blocage de modes qui fonctionnent sans cette perturbation extérieure sont qualifiés de laser à blocage de modes auto-démarrant (en anglais self-starting). Dans la partie « **3.2.2 Bascule d'un régime multimodes libre vers un régime de blocage de modes** » du chapitre 2, nous avons introduit les deux principes utilisés dans la littérature pour concevoir des oscillateur Mamyshev auto démarrant qui sont : l'utilisation d'un absorbant saturable lent ou la modulation du courant des diodes de pompe.

Les architectures qui tirent profit d'un absorbant saturable impliquent nécessairement un bras en espace libre annexe à la cavité. Notre projet est guidé par la conception d'une source laser entièrement fibrée, de ce fait nous n'avons pas retenu cette solution. En 2017, Igor Samartsev et al. exposent leurs travaux au SPIE LASE, 2017 où ils présentent **un oscillateur Mamyshev entièrement fibré auto-démarrant** pour lequel les filtres sont relativement proches et permettent une **amorce du régime impulsionnel par modulation du courant de pompe** [23]. Dans notre cas, les **filtres** sont centrés en $F1 = 1045.5$ nm et $F2 = 1043.5$ nm et présentent une **très faible plage de transmission commune** ce qui permet à l'oscillateur de fonctionner en **régime continu très bruité (fig. 91)** lorsque celui-ci est pompé de manière continue. Dans cette configuration on peut voir à l'oscilloscope que le bruit de fond oscille (augmente et diminue) avec une période de l'ordre de la seconde. Le régime au sein de la cavité est donc un régime continu avec un temps de relaxation relativement long.

Conception et réalisation d'un oscillateur Mamyshev entièrement fibré

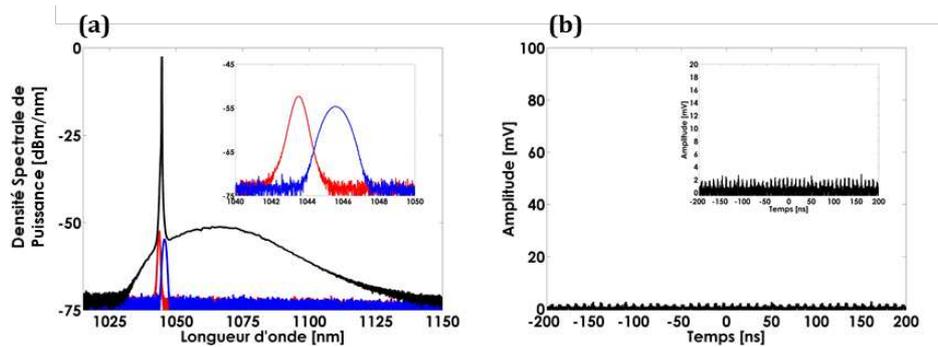


Figure 91 Spectres optiques en sortie de l'oscillateur (noir) et des filtres (zoom dans l'insert) F1 (bleu) et F2 (rouge) (a) et dynamique temporelle (b) du signal délivré par l'oscillateur lorsque les filtres se recouvrent partiellement pour une puissance de pompe A2 ~ 1 W.

En modulant le courant de pompe (créneaux carrés de 25 ms, cycle utile de 50%) sur quelques secondes, l'oscillateur bascule vers un régime Q-Switch. Des impulsions énergétiques d'une durée de l'ordre de la nanoseconde oscillent intracavité. Quand bien même les filtres se recouvrent, ces derniers apportent des pertes considérables au régime continu et de ce fait remplissent parfaitement leur fonction d'absorbant saturable virtuel. Ainsi, le régime Q-Switch bascule vers un régime de blocage de modes. Ce processus ne dure qu'une fraction de seconde et permet d'initier de manière quasi-instantanée un « pur régime de blocage modes » en utilisant les puissances de pompe adéquates [24]. Nous avons quelques doutes à propos de cette dernière conclusion, c'est pourquoi nous avons repris le même principe de démarrage qu'Igor Samartsev et al. [24] mais en utilisant des filtres accordables en longueur d'onde afin de mettre fin à la superposition des deux filtres une fois le régime de blocage de modes initié.

La modulation du signal de pompe se fait avec un générateur de fonctions arbitraires. A l'aide de cet appareil nous modulons le courant d'alimentation de la diode de pompe avec des créneaux carrés (rapport cyclique de 50%) à une cadence de 70 kHz sur une durée d'environ 1.5 secondes. **A la suite des modulations de la puissance de pompe le spectre optique du signal s'élargit (fig. 92a)** ce qui témoigne d'un **régime impulsionnel intracavité (fig. 92b)**. On remarque également que la composante continue du spectre a perdu en amplitude par rapport à la figure 91 alors que la puissance de pompe A2 est identique. Le train d'impulsions est désorganisé. Dans notre procédure de démarrage, une fois ce régime impulsionnel désorganisé établi, nous augmentons la puissance de pompe A2 jusqu'à la valeur maximale tolérée par l'oscillateur (2.25 W). Le train d'impulsions reste désorganisé (fig. 92c).

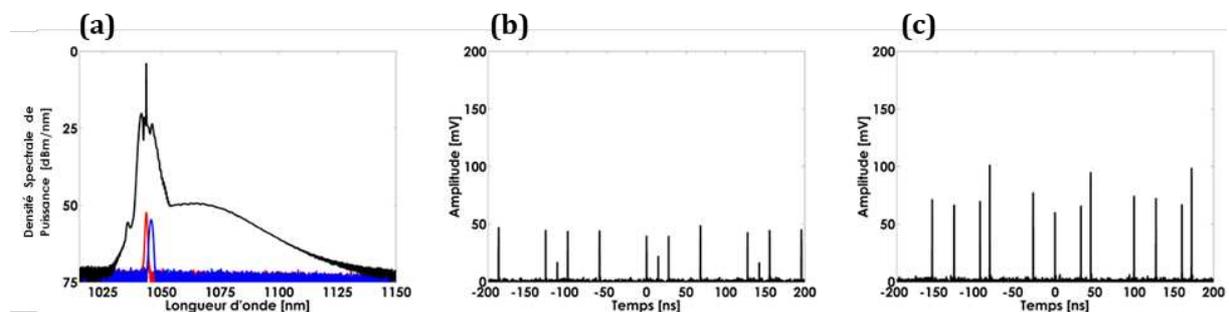


Figure 92 : Spectre optique (a) et train d'impulsions désorganisé (b) en sortie de l'oscillateur lorsque les filtres se recouvrent partiellement et après modulations de la diode de pompe A2 et pour une puissance de pompe A2 d'environ 1 W. La figure (c) correspond au train d'impulsions obtenu pour une puissance de pompe A2 plus élevée de 2.25 W, celui-ci reste désorganisé.

Pour basculer vers un régime de blocage de modes parfaitement verrouillés en phase nous décalons la longueur d'onde centrale du filtrage F1 (fig. 93a, F1 = 1051.5 nm) jusqu'à obtenir un train d'impulsions qui témoigne d'un régime de blocage de modes fondamental (fig.

93b). Nous obtenons les mêmes performances que lorsque nous utilisons un laser externe pour initier le régime impulsionnel soit : 47 nJ (spectre associé fig. 93c).

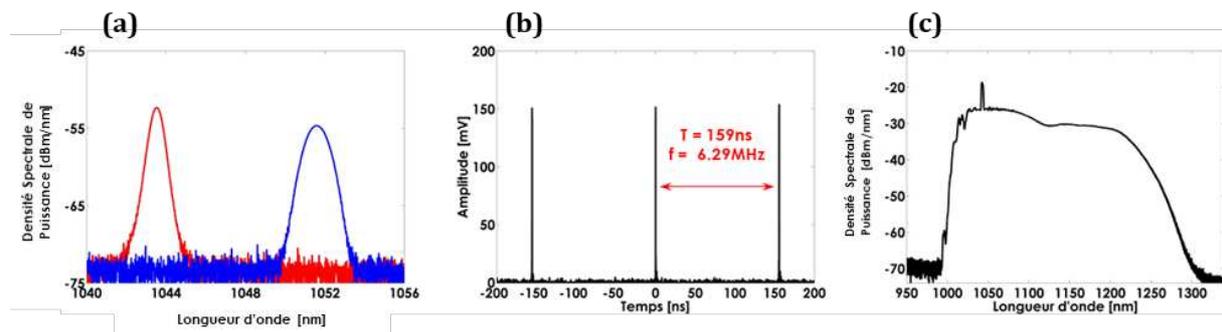


Figure 93 : Positions respectives des filtres **F1** et **F2** (a) train d'impulsions (b) et spectre optique (c) lorsque le régime impulsionnel de l'oscillateur correspond à une régime de blocage de mode fondamental et stable à l'issue de la phase de démarrage pour une puissance de pompe de **A2** de 2.25 W

L'ensemble du processus de self-starting est résumé à travers l'évolution de la puissance en sortie de l'oscillateur⁵⁴, la puissance de pompe de l'amplificateur A2 et la longueur d'onde centrale du point de filtrage F2 (**fig. 94**).

Nous allons détailler un par un les points indiqués sur cette **figure 94** et faire le parallèle avec les figures présentées précédemment. Le point **n°1** correspond au **régime continu** (**fig. 91a**), l'amplificateur A2 est pompé de manière continue (~ 1 W). Ensuite la puissance de pompe est modulée à une fréquence de 70 kHz, les créneaux oscillent entre 1 W et 3 W. Une fois les modulations terminées (point **n° 2**) la puissance de pompe retombe à 1W continu. L'oscillateur est dans un état où les régimes continu et impulsionnel coexistent (**fig. 92a 92b**). La puissance de pompe est ensuite doublée ce qui conduit à une augmentation de la puissance moyenne en sortie de l'oscillateur jusqu'au point **n° 3**. Le régime intracavité a toujours ce caractère ambiguë entre régime impulsionnel et continu (**fig. 92c**). Enfin, **la longueur d'onde centrale du filtrage en F1 augmente jusqu'à obtenir un régime fondamental** (**fig. 93**), le régime impulsionnel obtenu est stable (point **n° 4**). L'augmentation de l'écart spectral entre les filtres nécessaire à la stabilité de l'oscillateur induit une diminution de la puissance moyenne en sortie de l'oscillateur.

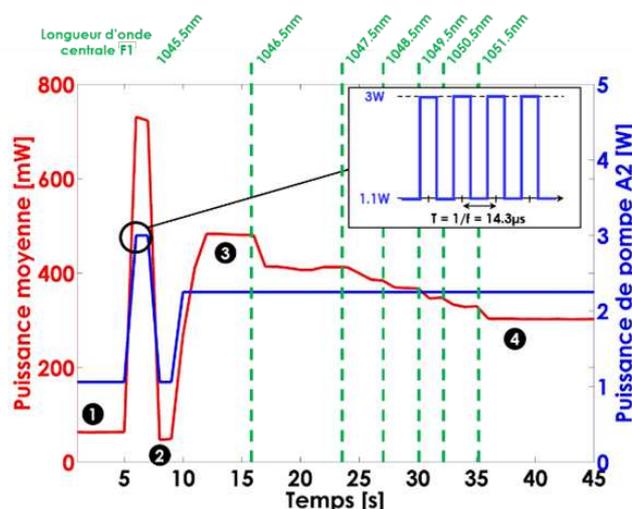


Figure 94 : Schéma de l'évolution de la puissance moyenne en sortie de l'oscillateur (**rouge**), de la puissance de pompe de l'amplificateur A2 (**bleu**) et de la longueur d'onde centrale du filtrage en F1 (**vert**) au cours du processus de self-starting.

⁵⁴ Fréquence d'échantillonnage : 1 Hz

Conception et réalisation d'un oscillateur Mamyshev entièrement fibré

Les résultats que nous avons obtenus sont très satisfaisants puisque cette méthode présente un taux de reproductibilité qui frôle les 100%. De plus, tout ceci est basé sur le pilotage de la longueur d'onde centrale du filtrage en F1 et de la puissance de pompe de l'amplificateur A2. Ainsi, il s'agit d'un système de démarrage qui, à priori, pourrait être automatisé sans difficulté. **Pour toutes ces raisons (fiabilité et possibilité d'automatisation) ce principe de self-starting est très intéressant pour les oscillateurs Mamyshev.** Notons également qu'en 2021 Yi-Hao Chen et al. ont présenté une procédure de démarrage similaire dans la revue Journal of the Optical Society of America B [25].

6 CONCLUSION

Lors de ce chapitre, nous avons démarré par une preuve de concept d'un oscillateur Mamyshev entièrement fibré qui nous a surpris de par son fonctionnement « naturel » en **régime harmonique de blocage de modes**. Cette première observation nous a poussé à étudier le rôle des différentes briques qui constituent cet oscillateur. Afin de comprendre quel facteur était à l'origine de ce régime impulsif particulier nous avons commencé par étudier le comportement de l'oscillateur en fonction de la puissance de pompe de l'amplificateur A2 et de l'écart relatif entre les points de filtrages F1 et F2. **Cette étude nous a permis de comprendre que ces deux aspects (gain et écart entre les filtres) permettaient de jouer sur la stabilité du régime impulsif intracavité**. Nos résultats expérimentaux sont en accord avec l'étude numérique réalisée par J. Zeludevicius et al. [9]. Cependant, nous n'avons pas réussi à privilégier un fonctionnement régime fondamental en jouant sur ces deux paramètres.

Nous avons changé de stratégie en remplaçant le coupleur d'entrée et de sortie fixe par un coupleur à ratio variable. Cette nouvelle étude nous a permis de mettre en évidence **le lien entre le fonctionnement de l'oscillateur en régime harmonique de blocage de modes et le taux de couplage de la cavité** (et également en fonction de la puissance de pompe A2). A ce moment-là nous étions en mesure de privilégier un fonctionnement en régime fondamental ou en régime harmonique en fonction du taux de couplage et de la puissance de pompe pour un écart spectral donné entre les filtres. **Dans une configuration où l'énergie est faiblement réinjectée intracavité, l'oscillateur fonctionne exclusivement en régime fondamental et délivre jusqu'à 25 nJ par impulsion**. Dans le cas où la quantité d'énergie réinjectée dans la cavité est importante nous obtenons différents régimes de fonctionnement allant du **régime fondamental de 7.7 MHz à un régime harmonique de 107.8 MHz** atteignant jusqu'à **1.3 W de puissance moyenne**. La bascule d'un régime harmonique à l'autre s'effectue en augmentant la puissance de pompe. Une transition d'un régime harmonique à l'autre est observée chaque fois que l'énergie par impulsion en sortie de l'oscillateur atteint une valeur précise d'énergie (25 nJ). Ces observations ont été publiées dans la revue Optics Letters [10].

Afin de comprendre quelle est l'origine de ces régimes harmonique et ainsi repousser cette valeur limite de l'énergie de 25 nJ, nous avons travaillé avec Olivier Vanvincq du laboratoire PhLAM à l'Université de Lille. Il a développé un modèle numérique afin simuler la dynamique temporelle de l'oscillateur en fonction des paramètres suivant : gain, taux de couplage de la cavité et écart spectral entre les filtres. Suite à cela, nous avons compris que ce sont ces trois facteurs qui étaient à l'origine de la naissance de ces impulsions supplémentaires intracavité. Les **filtres gaussiens** spectraux ne sont pas absolus et **présentent** une faible **fenêtre spectrale de transmission commune**. **Ces longueur d'onde comprises dans cette plage spectrale sont amplifiées intracavité et lorsque le gain devient supérieur aux pertes cela donne naissance à une nouvelle impulsion intracavité**. Afin de vérifier cela expérimentalement nous avons utilisé un Wave Shaper en guise de filtre à fonction de transfert dans le domaine spectral programmable. L'objectif est de réduire cette fenêtre de transmission commune aux deux filtres en couplant des fonctions de transfert carré et gaussienne afin de couper les pieds d'une gaussienne pure. Les résultats obtenus vont dans le sens des simulations puisque nous avons eu beaucoup de mal à obtenir un fonctionnement stable de l'oscillateur en régime harmonique. Néanmoins nous n'avons pas réussi à complètement inhiber ce fonctionnement en régime harmonique et de plus il était très difficile d'obtenir un régime de fonctionnement stable même en régime fondamental probablement à cause des bords raides du filtrage.

Fort de toutes ces observations nous avons réalisé un premier prototype d'oscillateur Mamyshev fibré qui réponde aux cahier des charges du CEA. Nous avons travaillé exclusivement en régime fondamental puisque la puissance moyenne ne présente aucun intérêt pour l'application visée.

Conception et réalisation d'un oscillateur Mamyshev entièrement fibré

Dans un premier temps nous avons optimisé l'oscillateur afin que son spectre soit centré en 1053 nm et présente une région d'intérêt plane de 16 nm autour de la longueur d'onde centrale. Pour ce faire nous avons réduit la longueur de fibre amplificatrice afin de **centrer le gain de l'amplificateur A2 en 1053 nm**. Ensuite nous avons travaillé à la montée en énergie par impulsion en jouant sur le filtrage intracavité. Nous sommes arrivés à la **conclusion** suivante : **privilégier des filtres gaussiens de l'ordre de 1.5 nm de large et avec une atténuation très forte en dehors de leur bande passante (50 dB) afin d'obtenir un régime fondamental stable** à plus forte puissance de pompe. Grâce à ces efforts nous avons réussi à atteindre **47 nJ par impulsion en régime fondamental**. Cependant cette énergie est répartie sur l'ensemble du spectre. Sur la **plage d'intérêt de 16 nm** l'énergie est de **6 nJ** ce qui est satisfaisant dans notre cas.

Nous avons ensuite travaillé sur la recompression de l'impulsion. D'abord sur la plage spectrale d'intérêt pour laquelle nous avons réussi à recomprimer l'impulsion à 1.7 fois la durée de Fourier. Ce résultat nous conforte dans l'idée qu'avec une recompression plus rigoureuse il serait possible de recomprimer proprement cette impulsion à la limite de Fourier comme l'exige le CEA. A contrario lorsque nous avons tenté de recomprimer la totalité du spectre, nous avons observé la présence d'un piédestal picoseconde (1.5 ps) à la composante femtoseconde (54 fs). **Ce piédestal post-compression** est également présent dans plusieurs cas de la littérature et nous pensons tout simplement que celui-ci est dû à **une compensation incomplète de la dispersion accumulée intracavité**.

Afin d'avoir un système le plus compact et le plus robuste possible nous avons développé un système de démarrage autonome de l'oscillateur. En effet jusqu'à présent nous utilisons une source laser extérieure pour initier le régime de blocage de modes intracavité. Cependant, un laser auxiliaire est une source de panne supplémentaire et cela accroît également la taille totale du système. **Nous avons remédié à ce problème en couplant modulation momentanée de la diode de pompe A2 et recouvrement partiel entre les filtres afin de basculer d'un régime continu vers le régime de blocage de modes**. Cependant lorsque les filtres se recouvrent le régime impulsionnel intracavité n'est pas propre et ne correspond pas à un régime de blocage de mode pur. Pour inhiber le régime continu et obtenir un véritable régime de blocage de modes établi dans la cavité nous avons utilisé un filtre motorisé afin de faire varier la longueur d'onde centrale pour augmenter l'écart relatif entre les deux filtres et ainsi favoriser le régime impulsionnel pour finalement aboutir à un régime de blocage de mode fondamental. **Ce système de self-starting présente un très bon taux de reproductibilité**.

	Cadence (MHz)	λ centrale (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	Forme du spectre	Energie (nJ)	$\Delta\tau$ (fs)
Mamyshev	6.29	1053	16	Plat	6	$1,7 \times \tau_{TF}$
Cahier des charges CEA	155.52/N	1053	16	Gaussien ou plat	5	Limite de Fourier

Tableau 7 : performances de l'oscillateur en régime fondamental à ce stade du manuscrit comparées au cahier des charges

Pour terminer, le tableau-ci-dessus compare les résultats obtenus à ce stade du manuscrit avec le cahier des charges du CEA. On observe que l'ensemble des points a été validé sauf en ce qui concerne la cadence du laser. En effet, l'oscillateur de l'installation doit avoir une cadence appartenant à un multiple entier de la cadence de l'horloge maître qui régit l'installation LMJ-PETAL. La fréquence d'un laser est définie par la longueur de sa cavité, on pourrait alors penser qu'il suffit d'adapter une fois pour toute la longueur de la cavité en conséquence. Cependant, la cavité d'un laser varie (légèrement) en fonction du temps. Cette variation de la cavité est quantifiée par ce que l'on appelle le timing jitter. Les lasers dont la cadence doit suivre celle d'une horloge sont asservis en phase. Le système d'asservissement applique une

correction instantanée aux variations de la fréquence cependant cette correction ne peut se faire que si le timing jitter n'est pas trop élevé pour être contrebalancé. **C'est pourquoi le chapitre suivant est consacré à l'étude du bruit de l'oscillateur afin de répondre à ce dernier point fixé par le cahier des charges CEA. Cette étude sera également l'occasion d'approfondir les connaissances encore partielles de la communauté scientifique dans ce domaine.**

7 BIBLIOGRAPHIE

- [1] A. Haboucha, A. Komarov, H. Leblond and F. Sanchez, "**Multiple Pulsing and Hysteresis Phenomena in Fiber Lasers: Theory and Experiment**," 2006 International Conference on Transparent Optical Networks, 2006, pp. 187-190, doi: 10.1109/ICTON.2006.248271.
- [2] K. S. Abedin, J. T. Gopinath, L. A. Jiang, M. E. Grein, H. A. Haus, and Erich P. Ippen, "**Self-stabilized passive, harmonically mode-locked stretched-pulse erbium fiber ring laser**" Opt. Lett. 27, 1758-1760 (2002)
- [3] M. J. Guy, D. U. Noske, and J. R. Taylor, "Generation of femtosecond soliton pulses by passive mode locking of an ytterbium-erbium figure-of-eight fiber laser," Opt. Lett. 18, 1447-1449 (1993)
- [4] Ming Lai, Jeff Nicholson, Wolfgang Rudolph, "**Multiple pulse operation of a femtosecond Ti:sapphire laser**", Optics Communications, Volume 142, Issues 1-3, 1997, Pages 45-49, ISSN 0030-4018, [https://doi.org/10.1016/S0030-4018\(97\)00190-9](https://doi.org/10.1016/S0030-4018(97)00190-9).
- [5] A. B. Grudinin and S. Gray, "**Passive harmonic mode locking in soliton fiber lasers**," J. Opt. Soc. Am. B 14, 144-154 (1997)
- [6] F. Guty, Ph. Grelu, N. Huot, G. Vienne, and G. Millot « **Stabilisation of mode locking in fibre ring laser through pulse bunching** », Electron. Lett., 37 (12) : 745-746, 2001.
- [7] Farhan Rana, Harry L. T. Lee, Rajeev J. Ram, Matthew E. Grein, Leaf A. Jiang, Erich P. Ippen, and Hermann A. Haus, "**Characterization of the noise and correlations in harmonically mode-locked lasers**", Opt. Soc. Am. B, Vol. 19, No. 11/November 2002/J.
- [8] J. N. Kutz, B. C. Collings et W. H. Knox, "**Stabilized pulse spacing in soliton lasers due to gain depletion and recovery**", IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 34, No. 9, p. 1749-1757, 1998.
- [9] J. Zeludevicius, M. Mickus and K. Regelskis, "Investigation of different configurations and operation regimes of fiber pulse generators based on nonlinear spectral re-shaping", Opt. Express 26, 21, 27247-27264 (2018)
- [10] Trager F, "**Springer Handbook of Laser and Optic 2nd Edition**", Chap12 : Short and Ultrashort Laser Pulses, p1047-1094.
- [11] E. Poeydebat, F. Scol, O. Vanvincq, G. Bouwmans and E. Hugonnot, « **All-fiber Mamyshev oscillator with high average power and harmonic mode-locking** », Opt. Letters, vol. 45, No. 6 (2020)
- [12] Lindberg, R. et al. « Accurate modeling of high-repetition rate ultrashort pulse amplification in optical fibers » Sci. Rep. 6, 34742; doi: 10.1038/srep34742 (2016)
- [13] Dan Yan, Xingliang Li, Shumin Zhang, and Jingmin Liu, "**Pulse dynamic patterns in a self-starting Mamyshev oscillator**" Opt. Express 29, 9805-9815 (2021)
- [14] Z. Liu, Z. M. Ziegler, L. G. Wright and F. W. Wise, « **Megawatt peak power from a Mamyshev oscillator** », Optica, vol.4, No.6 (2017)
- [15] E. Treacy, "**Optical pulse compression with diffraction gratings**," in IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 5, no. 9, pp. 454-458, September 1969, doi: 10.1109/JQE.1969.1076303
- [16] W. Liu, R. Liao, J. Zhao, J. Cui, Y. Song, C. Wang and M. Hu, « **Femtosecond Mamyshev oscillator with 10MW-level peak power** », Optica, vol. 6, No. 2 (2019).
- [17] M. Olivier, V. Boulanger, F. Guilbert-Savary, P. Sidorenko, F. W. Wise and M. Piché, « **Femtosecond fiber Mamyshev oscillator at 1550nm** », Opt. Letter, vol. 44, No. 4.
- [18] C. Ma, A. Khanolkar, Y. Zang and A. Chong, « **Ultrabroadband, few-cycle pulses directly from a Mamyshev fiber oscillator** », Photonics Research, vol. 8, No. 1 (2020)
- [19] P. Sidorenko, W. Fu, L. G. Wright, M. Olivier and F. W. Wise, « **Self-seeded, multi-megawatt, Mamyshev oscillator** », Opt. Letters, vol. 43, No. 11 (2018)

- [20] X. Luo, T. H. Tuan, T. S. Saini, H. P. T. Nguyen, T. Suzuki and Y. Ohishi, « **All-Fiber Mode-Locked Laser Based on Mamyshev Mechanism With High-Energy Pulse Generation at 1550 nm** », Journal of LightWave Technology, vol. 38, No. 6 (2020)
- [21] V. Boulanger, M. Olivier, F. Guilbert-Savary, F. Trépanier, M. Bernier and M. Piché, « **All-fiber Mamyshev oscillator enabled by chirped fiber Bragg gratings** », Opt. Letter, vol. 45, No. 12 (2020).
- [22] T. Wang, B. Ren, C. Li, J. Wu, R. Su, P. Ma, Z. C. Luo and P. Zhou, « **Over 80 nJ Sub-100 fs All-Fiber Mamyshev Oscillator** », IEEE Journal, vol. 27, No. 6 (2021).
- [23] Rick Trebino « *Dispersion and Ultrashort Pulses* » www.frog.gatech.edu
- [24] I. Samartsev, A. Bordenyuk and V. Gapontsev, « **Environmentally stable seed source for high power ultrafast laser** », Proc. SPIE 10085, Components and Packaging for Laser Systems III, 100850S (22 February 2017); doi: 10.1117/12.2250641
- [25] Yi-Hao Chen, Pavel Sidorenko, Robert Thorne, and Frank Wise, "**Starting dynamics of a linear-cavity femtosecond Mamyshev oscillator**," J. Opt. Soc. Am. B 38, 743-748 (2021)

IV.

Caractérisation de la gigue temporelle de l'oscillateur

Pour conclure nos travaux sur l'étude et la réalisation d'une source Mamyshev entièrement fibrée adaptée au pilote de l'installation PETAL nous avons décidé de caractériser la gigue temporelle de l'oscillateur. **Ces travaux ont été réalisés en collaboration avec Giorgio Santarelli du laboratoire LP2N⁵⁵ (à Talence).**

A ce stade du manuscrit notre prototype répond à la quasi-totalité du cahier des charges imposé par le CEA. Un dernier point n'a pas encore été validé : la cadence du laser. Celle-ci doit vérifier la condition suivante :

$$f_{oscillateur} = \frac{155.52}{p} [MHz] \quad \text{Eq. 73}$$

avec p : un nombre entier positif.

Pour rappel, **les différentes briques qui constituent l'installation LMJ-PETAL sont synchronisées à une horloge de 155.52 MHz.** La cadence du laser est définie comme l'inverse de la période qui sépare deux impulsions successives. Celle-ci dépend des dimensions de la cavité laser. A première vue il suffirait d'ajuster la longueur de fibre de la cavité de telle sorte à obtenir une cadence qui vérifie l'**Éq. 73** soit par exemple $f = 7.776 MHz$ (qui correspond à une longueur de 26.6m). Cependant, la cadence du laser n'est pas fixe. La période d'une impulsion à l'autre n'est pas constante au cours du temps, on parle alors de gigue temporelle du train d'impulsions ou de timing jitter en anglais. Il est possible de maintenir une cadence constante au cours du temps en utilisant un système d'asservissement qui mesure la variation de la cadence du laser et qui, par le biais d'un système de rétroaction, l'ajuste si nécessaire afin de conserver une constance. Ces outils d'ajustement de la cavité permettent d'effectuer des corrections dans une certaine mesure des fluctuations de la cadence. Dans ce chapitre nous présenterons **une quantification du timing jitter de l'oscillateur** afin de voir s'il est possible d'asservir en cadence ce type d'oscillateur pour une éventuelle intégration sur une installation laser synchronisée. Ces mesures permettront également d'identifier les différents contributeurs ainsi que leurs poids respectifs sur la dégradation de la gigue temporelle. Ceci donnera lieu à des pistes d'améliorations envisageables pour de futurs travaux.

⁵⁵ LP2N : Laboratoire Photonique Numérique et Nanoscience

1 GIGUE TEMPORELLE D'UN OSCILLATEUR À BLOCAGE DE MODES FIBRÉ

La gigue temporelle d'un train d'impulsions correspond à la fluctuation d'une grandeur dans le domaine temporel. On distingue deux types de **giges du train d'impulsions** : celle en **amplitude** et celle en **phase**. Ces deux phénomènes sont représentés sur la **figure n°95** ci-dessous.

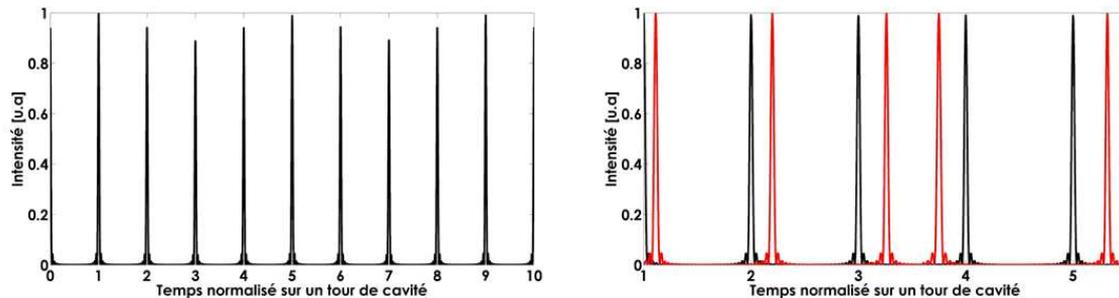


Figure 95 : Représentation exagérée de la gigue temporelle en amplitude (à gauche) et de la gigue temporelle en phase (à droite). Pour la gigue temporelle en phase les **impulsions en noir** correspondent au cas parfait tandis que les **impulsions en rouge** correspondent à un train d'impulsions soumis à ce phénomène de gigue temporelle en phase.

La gigue en amplitude se traduit par une fluctuation de l'amplitude du train d'impulsions. Dans la littérature cette gigue est aussi définie sous le nom de gigue en énergie, en intensité ou en puissance moyenne. Dans un cas idéal, le train d'impulsions d'un oscillateur à blocage de modes est composé d'impulsions espacées régulièrement dans le temps. En réalité la durée de la période d'une impulsion à l'autre varie au cours du temps. Cette variation de la période au cours du temps est désignée par le terme de gigue en phase. Dans la suite du manuscrit nous utiliserons le terme de gigue temporelle afin de désigner exclusivement les fluctuations de la période du train d'impulsions. Les fluctuations temporelles de la puissance seront définies par le terme de gigue en amplitude (puissance ou énergie).

1.1 Quantification du bruit

Dans nos travaux nous n'avons pas directement mesuré les fluctuations temporelles de l'oscillateur mais le bruit d'amplitude et le bruit de phase du train d'impulsions. La différence entre la gigue et le bruit vient du référentiel dans lequel ils évoluent. **La gigue s'exprime dans le domaine temporel tandis que le bruit lui évolue dans le domaine fréquentiel.** La quantification du bruit d'amplitude et du bruit de phase se font sous la forme d'une densité spectrale de puissance.

1.1.1 Bruit relatif d'intensité

La puissance délivrée par un laser admet un delta de fluctuation autour d'une valeur moyenne. La puissance moyenne instantanée peut s'écrire comme :

$$P(t) = \bar{P} + \delta P(t) \quad \text{Eq. 74}$$

avec \bar{P} : la valeur moyenne fixe de puissance et $\delta P(t)$: la fluctuation (positive ou négative) au cours du temps. L'intensité relative de la variation de puissance correspondant au rapport entre le delta de variation et la puissance moyenne et se note I . **Le bruit d'intensité est généralement représenté sous la forme d'une densité spectrale de puissance $S_I(f)$.** L'expression de cette densité spectrale de puissance est obtenue par le biais du théorème de Wiener-Khinchin [1] et s'exprime comme :

$$S_I(f) = \frac{2}{P^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \langle \delta P(t) \delta P(t + \tau) \rangle e^{i2\pi f \tau} d\tau \quad \text{Eq. 75}$$

La fonction $S_I(f)$ évolue dans une dimension fréquentielle, elle est exprimée en Hz^{-1} . D'un point de vue pratique, l'acquisition du bruit d'intensité se fait à l'aide d'une photodiode qui convertit le signal optique en signal électrique. Le signal délivré par la photodiode est ensuite traité par un analyseur de spectre électrique de type FFT (pour Fast Fourier Transform) qui convertit la gigue en bruit par le biais d'une transformée de Fourier. **Cependant une manière plus commode de quantifier le bruit d'intensité est de l'exprimer comme un bruit relatif d'intensité que l'on appelle le RIN** (pour Relative Intensity Noise) exprimé en $\text{dBc} \cdot \text{Hz}^{-1}$. Les fluctuations de puissance du signal délivré par la photodiode sont normalisées par rapport à la composante continue du courant DC (pour Direct Current) qui par définition ne varie pas dans le temps. **Le RIN s'exprime alors comme :**

$$\text{RIN}(f) = 20 \log \left(\frac{V_{\text{bruit}}(f)}{DC} \right) \quad \text{Eq. 76}$$

1.1.2 Bruit de phase et timing jitter

Pour le bruit de phase le raisonnement est similaire à celui du bruit d'intensité. La perturbation de la durée entre deux impulsions est due à une variation de la phase temporelle de l'enveloppe $\delta\varphi(t)$. **Le bruit de phase s'exprime dans le domaine fréquentiel sous forme d'une densité spectrale de puissance de l'erreur de phase $S_\varphi(f)$:**

$$S_\varphi(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} \langle \delta\varphi(t) \delta\varphi(t + \tau) \rangle e^{i2\pi f \tau} d\tau \quad \text{Eq. 77}$$

Ce bruit de phase est exprimé en $\text{rad}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$ et peut aussi s'exprimer en $\text{dBc} \cdot \text{Hz}^{-1}$ ce qui permet de traduire l'erreur de phase par rapport à la phase de l'enveloppe sans perturbation. Dans ce manuscrit les résultats ne présenteront pas les mesures de bruit de phase mais directement la densité spectrale de puissance du **timing jitter qui exprime l'erreur $\delta t(t)$** . La conversion entre ces deux grandeurs se fait par l'expression suivante [1] :

$$S_t(f) = \frac{1}{(2\pi F)^2} S_\varphi(f) \quad \text{Eq. 78}$$

L'unité de la densité spectrale de puissance de la gigue temporelle s'exprime en $\text{s}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$, cependant pour mieux l'appréhender, celle-ci sera exprimée en $\text{fs}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$ dans le manuscrit. Pour les expressions de $S_\varphi(f)$ et $S_t(f)$, **la fréquence f correspond à l'écart en fréquence à la porteuse**. De ce fait les bornes de l'intégrale s'étendent de $-\infty$ à $+\infty$. Dans ce manuscrit les résultats seront présentés sur une plage fréquentielle positive (de 0 à $+\infty$). En effet en raison du caractère bilatérale de la fonction de la densité spectrale il est possible de replier le spectre et de l'exprimer de 0 à $+\infty$. Il faudra veiller à intégrer un facteur 2 au numérateur lors de la conversion de la densité spectrale du bruit de phase vers celle du timing jitter. Enfin, **la grandeur F au dénominateur ne correspond pas à la cadence du laser mais à la fréquence électrique de référence considérée pour la mesure du bruit de phase**. Nous reviendrons plus en détail sur ce point lorsque nous présenterons le dispositif de mesure ainsi que le protocole expérimental.

Nous venons de définir les fluctuations temporelles du train d'impulsions d'un oscillateur ainsi que les manières de les quantifier dans le domaine fréquentiel que ce soit sous forme de bruit d'amplitude ou de bruit de phase. A présent nous allons présenter les différents mécanismes physiques qui dans le cadre de notre étude sont à l'origine de ces perturbations du train d'impulsions.

1.2 Origines du bruit d'intensité et du bruit de phase

Il existe de multiples perturbations qui contribuent à la dégradation de la gigue temporelle d'un oscillateur à blocage de modes. Celles-ci sont généralement distinguées en deux catégories : **les perturbations d'origine technique et d'origine quantique**.

1.2.1 Perturbation d'origine technique

Un laser à blocage de modes possède par nature un grand nombre de modes longitudinaux qui oscillent intracavité. Le point clef d'un tel régime de fonctionnement réside dans la maîtrise de la mise en phase de ces modes afin d'obtenir un maximum d'interférences constructives en sortie de l'oscillateur pour produire une impulsion intense. Cependant, d'un aller-retour à l'autre la mise en phase temporelle de ces modes est perturbée. En résulte alors des battements entre les modes et une fluctuation en sortie de l'amplitude de l'impulsion en sortie du laser. Pour une cavité où oscille un nombre important de modes ces effets se moyennent et par conséquent les fluctuations de la puissance moyenne sont lissés et difficilement identifiables.

Les diodes de pompe (ainsi que leur alimentation) sont également des sources de perturbation de fluctuation en amplitude et de gigue temporelle d'un laser. Qu'elles soient monomodes ou multimodes, les diodes de pompe sont également soumises à du bruit d'intensité de phase. Ce bruit est principalement dû aux composants semi-conducteurs utilisés, aux fluctuations du courant délivré par l'alimentation qui approvisionne la diode ou encore à des perturbations environnementales (vibrations mécaniques / variations de température). Ces perturbations de la diode sont directement transmises à l'oscillateur et sont une source majeure de la fluctuation de puissance en sortie.

La gigue en amplitude d'un laser admet nécessairement une limite basse définie par la mécanique quantique appelée bruit de grenaille (shot noise en anglais). Cette variation de l'amplitude est directement reliée à la fluctuation au cours du temps du nombre de photons émis par la source laser. Charles C. Harb et al. montrent qu'une ou plusieurs diodes de pompe sont capables de dégrader le bruit d'intensité aux basses fréquences de 10 dB à 30 dB au-dessus du bruit de grenaille [1,2].

Enfin les **perturbations environnementales** contribuent également à la dégradation de la stabilité du train d'impulsions. **Les variations de température** agissent sur les deux facettes de la gigue d'un oscillateur. Premièrement, les variations de température modifient les performances optiques des diodes de pompe ce qui se traduit par une modification des conditions de pompage et donc par conséquent altèrent la stabilité en énergie pulse à pulse.

A cause de dilatation thermique les dimensions des matériaux varient en fonction de la température. Notre cavité est quasi-exclusivement constituée de fibre optique (silice amorphe). La dilatation du matériau qui constitue la cavité induit une variation de la longueur de cavité ΔL :

$$\Delta L = \alpha L \Delta T \quad \text{Eq. 79}$$

avec α : le coefficient de dilatation thermique, L la longueur de cavité à température moyenne et ΔT : l'écart à la température moyenne. Par conséquent cela se traduit par une variation de la cadence :

$$\Delta F = \alpha F \Delta T \quad \text{Eq. 80}$$

En raison du pompage continu des amplificateurs et le fait de travailler en régime stationnaire nous pouvons considérer que les variations de température dans les fibres seront minimales. Ainsi nous pouvons négliger ce contributeur dans le cas de notre étude.

Les vibrations acoustiques sont également des sources de perturbations de la gigue temporelle de l'oscillateur, elles impactent la période entre deux impulsions et sont principalement influentes dans des architectures en espace libre. On comprend bien qu'un miroir parcouru par une onde acoustique va osciller et induire des fluctuations de la longueur de cavité. Pour une architecture fibrée il faut également tenir compte de ces perturbations acoustiques puisque les cavités sont généralement constituées de composants du type optique intégrée fibrée (comme des filtres) au sein desquels sont présent des optiques en espace libre. Pour limiter les effets indésirables de ces vibrations acoustiques, il est recommandé de placer la source laser dans une boîte conçue pour isoler un système des perturbations mécaniques extérieures.

Pour conclure, si on situe notre système par rapport à ces différentes sources de **bruit technique**, il semble que le **contributeur majoritaire** dans notre cas soit les **diodes de pompe et leur alimentation**. Celles-ci influent principalement sur la gigue en amplitude mais également sur la gigue temporelle.

1.2.2 Perturbations d'origine quantique

Les perturbations d'origine quantique sont directement reliées à la physique de l'oscillateur. Ces perturbations sont nombreuses c'est pourquoi nous présenterons seulement celles qui sont prédominantes dans le cas de notre architecture

L'ASE est source de bruit blanc qui émet des photons de manière aléatoire. Lorsque l'impulsion se propage dans le milieu amplificateur, l'ASE dégrade le bruit de timing jitter du signal en déplaçant l'impulsion de manière aléatoire à chaque passage dans le milieu amplificateur. Ce phénomène est aisément remarquable sur le spectre du bruit de phase (ou de timing jitter) puisque **l'erreur suit une loi de densité caractéristique en $1/f^2$** [3]:

$$S_t^{ASE}(f) = \frac{2}{(2\pi f)^2} \left(\frac{\pi^2 \tau^2}{6E_{imp}} P_{ASE} \right) \quad \text{Eq. 81}$$

avec τ la durée à mi-hauteur de l'impulsion et E_{imp} l'énergie contenue dans l'impulsion.

Couplée à la dispersion du milieu, l'ASE perturbe indirectement la gigue temporelle de l'impulsion. En effet, l'ASE influe sur la longueur centrale d'émission et induit, par le biais de la dispersion, un déphasage temporel de l'impulsion. Dans le cas de notre oscillateur qui est exclusivement composé de fibres optiques et dont la longueur est importante (30 m), la dispersion totale de la cavité est conséquente. **Ce phénomène qui combine ASE et dispersion, appelé gigue de Gordon-Haus** [4] est très présent chez les oscillateurs à fibre. Cette perturbation suit également une **loi en $1/f^2$** et est **proportionnelle** à la **dispersion totale** de la cavité D_{tot} , **l'énergie de l'impulsion** ainsi et à la puissance moyenne d'ASE comme suit :

$$S_t^{GH}(f) \propto \frac{1}{(2\pi f)^2} |D_{tot}|^2 \frac{\tau^2}{N_0} \quad \text{Eq. 82}$$

avec N_0 le nombre de photons.

L'automodulation de phase, qui est au cœur même du fonctionnement de notre oscillateur est également une **source de bruit de phase**. Cet effet non-linéaire a tendance à répartir les hautes longueurs d'ondes (rouges) vers le front montant de l'impulsion et les basses longueurs d'onde (bleues) vers la queue de l'impulsion. Cela conduit à un auto-raïdissement du front montant de l'impulsion. En considérant une impulsion parfaitement gaussienne, l'auto-raïdissement casse la symétrie de l'impulsion et éloigne le maximum de la courbe du centre. Cette fluctuation de l'amplitude se reporte en gigue temporelle. Ce transfert du bruit d'amplitude vers le bruit de phase est appelé conversion AM-PM (en anglais : Amplitude Modulation – Phase Modulation) et s'exprime sous la forme [1] :

$$S_t^{SPM}(f) = \frac{1}{(2\pi f)^2} \left(\frac{\varphi_{NL} F_{rep}}{\pi \nu_0} \right)^2 S_I(f) \quad \text{Eq. 83}$$

avec φ_{NL} la phase non-linéaire accumulée par l'impulsion lors de sa propagation sur un tour de cavité et ν_0 la fréquence centrale du signal émis par le laser centrée en λ_0 . **L'automodulation est donc une source indirecte de perturbation de la gigue temporelle qui évolue également en $1/f^2$** . Il existe encore de nombreux phénomènes à l'origine de déséquilibre du timing jitter comme le bruit de grenaille [1] qui se traduit par la fluctuation du nombre de photons émis par tour de cavité, ou encore la variation du facteur de gain dans le milieu amplificateur qui conduit un transfert AM-PM qualifié par la relation de Kramers-Kronig [5]. Enfin la réponse des absorbants saturables utilisés dans les cavités des laser à blocage de modes passif influe également sur le timing jitter du train d'impulsions [1].

A priori notre oscillateur Mamyshev cumule plusieurs sources qui dégraderont le timing jitter. L'automodulation de phase est omniprésente au sein de la source laser. La cavité fibrée de 30 m de long impose à l'impulsion d'accumuler une dispersion non négligeable. A cause du filtrage en amont de chaque amplificateur, ces derniers sont injectés par un signal de l'ordre de 10 à 100 pJ (soit environ 70 à 700 μ W de puissance moyenne si l'on considère une cadence de 7 MHz), ce qui favorise l'émission d'ASE en raison du faible coefficient d'extraction de l'énergie stockée dans le milieu amplificateur.

fréquences⁵⁷ et sous la fréquence d'oscillation du laser : 7.605 MHz. Sans filtre, le signal délivré par la photodiode comprend une part pharamineuse d'information superflue. Ces informations supplémentaires peuvent entraîner une saturation du FFT qui, à cause du trop-plein d'informations, ne parvient plus à traiter correctement le signal délivré par la photodiode. Le filtre passe bas permet de transmettre seulement la part d'information utile à notre appareil de mesure. Le FFT développé par le laboratoire du LP2N est automatisé, il réalise l'acquisition et le traitement des données issues du couple photodiode-filtre et converti directement le signal incident en mesure de RIN. Néanmoins, pour chacune des acquisitions, **il est nécessaire de mesurer le DC** de la photodiode à l'aide d'un voltmètre **pour** que le logiciel puisse **calculer le RIN** via l'expression de l'équation **Éq. 76**.

2.2 Mesure du bruit de phase

En règle générale, la mesure de bruit de phase d'un oscillateur optique se fait par une méthode dite de cross-corrélation optique [6]. Cette technique présente une très bonne résolution ainsi qu'un plancher de détection extrêmement faible. Cependant, la cross-corrélation optique nécessite de disposer deux oscillateurs équivalents et pourvus d'une boucle d'asservissement en phase. Afin de s'affranchir du développement d'un nouvel oscillateur Mamyshev et de système de synchronisation, nous avons opté pour une **mesure de bruit de phase via un analyseur de bruit de phase type SSA** (en anglais Signal Source Analyzer).

2.2.1 Analyseur de bruit de phase type SSA

Pour nos mesures, nous avons utilisé un appareil commercial de la marque Rhode & Schwarz (modèle R&S FSWP26). Sans rentrer dans les détails, le principe de ces analyseurs de bruit de phase repose sur **la mesure de la différence de phase entre l'oscillateur testé** (ici l'oscillateur Mamyshev) **et une référence interne** de l'appareil (**fig. 97**). Cependant, le signal de référence n'est pas absolu et présente également un bruit de phase propre. Ainsi, le bruit de phase mesuré en sortie de ce type de montage est limité par les imperfections de la référence utilisée.

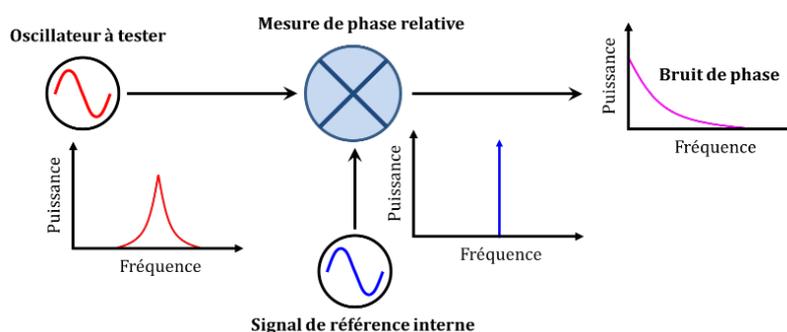


Figure 97 : Schéma de principe d'une mesure d'erreur de phase d'un signal testé par rapport à une référence.

Pour remédier à cela on réalise une mesure du bruit de phase par corrélation-croisée des deux signaux délivrés par deux chaînes d'acquisitions du même type que celle présentée en amont. C'est de cette manière que fonctionne l'analyseur de spectre SSA que nous avons utilisé pour nos mesures de bruit phase dont le schéma interne est représenté de manière très simplifiée sur ce **fig. 98** ci-dessous.

⁵⁷ Dans ce domaine de la métrologie les fréquences situées en dessous de 10 MHz sont considérées comme appartenant au domaine des basses fréquences.

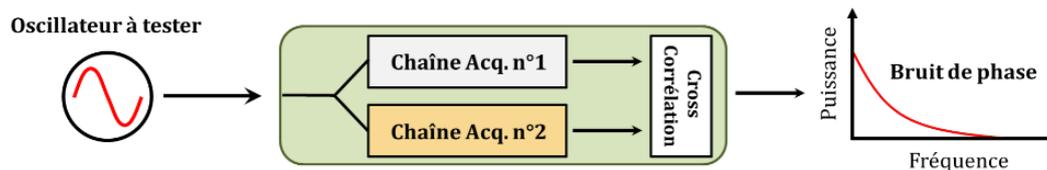


Figure 98 : Schéma de principe simplifié d'une mesure de bruit de phase par détection croisée

Au sein de l'analyseur SSA, le signal testé est réparti de manière égale sur deux voies distinctes appelées chaîne d'acquisition n°1 et n°2 sur la figure 98. Le signal à traiter est identique⁵⁸ pour chacune des chaînes, par contre les références internes sont propres aux chaînes d'acquisition et donc les imperfections varient d'une référence à l'autre. Les chaînes n°1 et n°2 transmettent respectivement une mesure propre du bruit de phase. Ces mesures sont ensuite traitées par corrélation croisée. En traitement du signal, une corrélation croisée mesure les similitudes entre deux signaux. Les signaux délivrés par les deux chaînes ont pour seule similitude le bruit de phase de l'oscillateur à tester puisque chacune des références est indépendante d'une chaîne à l'autre. Cette approche permet de repousser le plancher de bruit de l'instrument, il est ainsi possible de réaliser des mesures de bruit de phase inférieures au bruit de phase de l'instrument de mesure lui-même. Le plancher de mesure est d'autant plus bas que nombre de cross-corrélations est élevé. Cependant enchaîner les corrélations croisées rallonge le temps d'acquisition, c'est pourquoi dans les mesures qui seront présentées dans ce manuscrit nous sommes limité à 10 cross-corrélations. Cela correspond à une durée d'acquisition de l'ordre de la minute et une réduction du plancher de bruit de 5 dB [7].

Avant d'être injecté dans l'analyseur de bruit de phase, le signal optique issu de l'oscillateur est converti en signal électrique par une photodiode hautement linéaire et filtré par un filtre de 6 MHz de large (à -3 dB) centré en 228.15 MHz. La cadence du laser étant de 7.605 MHz la bande passante de filtrage peut surprendre, le choix du filtre est explicité dans la suite du manuscrit.

2.2.2 Mesure de bruit de phase à une harmonique élevée et limitation de la conversion AM-PM de la photodiode

La densité spectrale de puissance de l'erreur de phase du train d'impulsions d'un oscillateur laser parfait s'exprime dans le domaine fréquentiel comme un peigne de Dirac⁵⁹ où les pics sont espacés d'une fréquence égale à la fréquence de répétition du laser $f_{rep} = \frac{1}{T_{rep}}$ (tracé en pointillés noirs fig. 99). Ça n'est pas le cas d'un oscillateur réel car l'erreur de phase conduit à un élargissement des pics du peigne de Dirac (tracé en rouge fig. 99). Cet élargissement est d'autant plus important que le bruit de phase est important. L'amplitude de la densité spectrale de puissance de l'erreur de phase croît comme le carré la fréquence considérée (cet aspect est également schématisé fig. 99). **Cette relation entre l'amplitude de l'erreur de phase et la fréquence considérée peut être perçue comme un « gain » non bruité du signal.** On comprend alors que nous avons tout intérêt à réaliser nos mesures de bruit de phase à la fréquence la plus élevée possible.

⁵⁸ En considérant que les longueurs de câbles / connexions sont inférieures à la longueur de cohérence du signal lui-même.

⁵⁹ A noter qu'initialement dans le domaine temporel, le train d'impulsions d'un oscillateur idéal correspond à un peigne de Dirac avec une période égale à T_{rep} par conséquent dans le domaine fréquentiel on retrouve également cette évolution du signal sous forme de peigne de Dirac avec une période cette fois-ci égale à F_{rep}

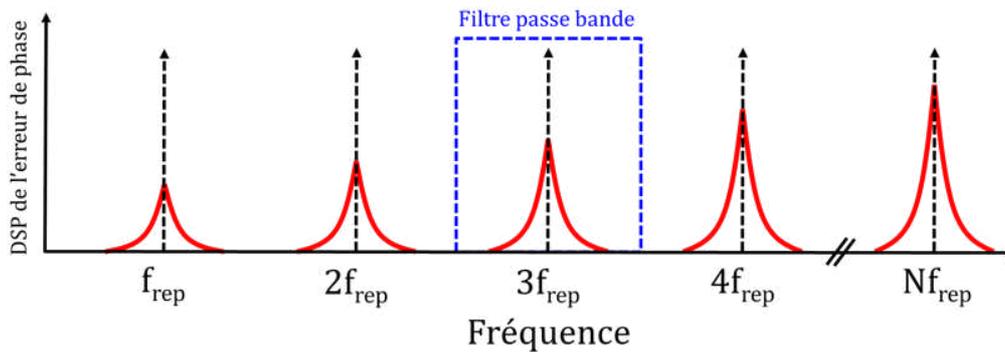


Figure 99 : Schéma de l'évolution de la densité spectrale de puissance de l'erreur de phase dans un cas parfait (pointillés noirs) et dans le cas d'un laser réel (courbes en rouge).

Comme pour les mesures du bruit d'intensité, si le signal délivré par la photodiode n'est pas filtré, l'instrument de mesure est saturé par la trop grande quantité d'information du signal incident. Pour notre étude nous avons utilisé un filtre passe bande (pointillés bleus fig. 99) ajustable sur quelques MHz autour de 225 MHz et d'une largeur à mi-hauteur de 6 MHz. C'est pourquoi nous avons réalisé nos mesures de bruit de phase à 228.15 MHz, ce qui correspond à l'harmonique de rang 30.

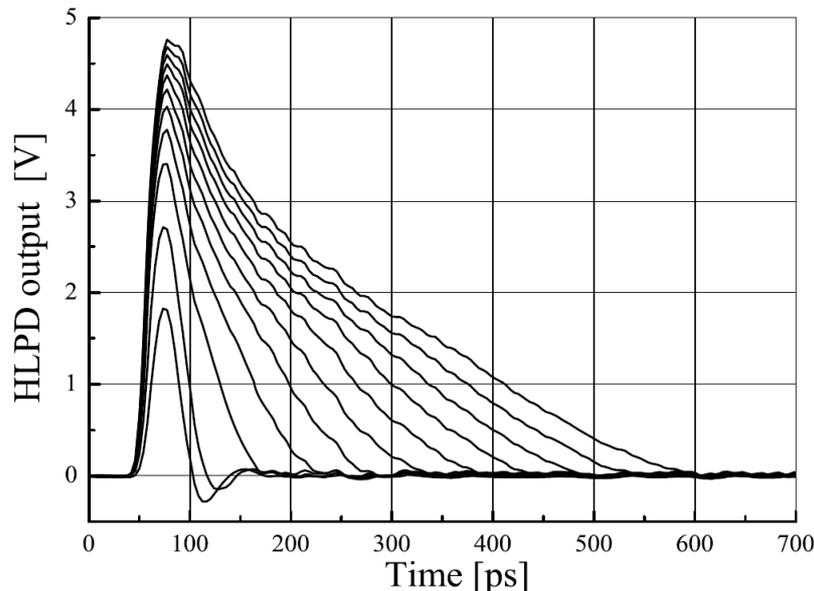


Figure 100 : Illustration de la dégradation temporelle du signal délivré par une photodiode rapide pour différentes énergies incidentes [8].

La photodiode convertit le signal optique incident en un signal électrique. Lorsque le signal optique incident est impulsionnel, la réponse de la photodiode varie en fonction de l'énergie par impulsion ce qui tend à déformer le signal électrique (fig. 100). Cette modification de la réponse de la photodiode se traduit par une traînée à l'arrière du signal électrique émis par la photodiode. Ce phénomène est à l'origine d'une conversion AM-PM du signal électrique produit par le détecteur puisqu'elle décale le « centre de gravité » de la réponse impulsionnelle de la photodiode. Cette conversion AM-PM est un facteur limitant du plancher de mesure du bruit de phase à haute fréquence.

Néanmoins, il est possible de limiter cette conversion AM-PM de la photodiode en jouant sur l'énergie de l'impulsion incidente. W. Zhang et al montrent dans leurs travaux [8] que le coefficient de conversion AM-PM s'annule pour différentes valeurs d'énergies incidentes (fig. 101). Les solutions pour lesquelles ce coefficient de conversion est nul sont d'autant plus nombreuses que la fréquence de l'enveloppe considérée est élevée.

Caractérisation de la gigue temporelle de l'oscillateur

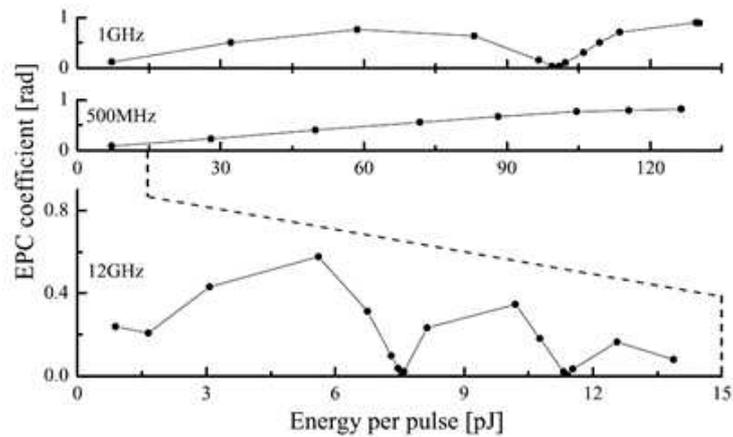


Figure 101 : Évolution du coefficient de conversion **AM-PM** en fonction de l'énergie incidente pour différentes harmoniques 500MHz, 1GHz et 12GHz [8].

Pour conclure, les mesures de bruit de phase que nous avons effectuées dans ces travaux ont donc été réalisées à une harmonique élevée dans le but de maximiser le rapport signal à bruit et de faciliter la limitation de conversion AM-PM de la photodiode. Pour faire varier l'énergie incidente au photo-détecteur nous utilisons l'atténuateur variable placé en amont. Cet atténuateur permet également de contrôler l'intensité lumineuse afin de ne pas saturer les détecteurs pour la mesure du bruit de phase et du bruit d'amplitude.

3 CARACTERISATION DU BRUIT DE L'OSCILLATEUR

3.1 Évolution du bruit d'intensité en fonction de la puissance de pompe

La configuration de l'oscillateur a été précisée en préambule de la partie précédente. En régime de blocage de modes **les longueurs d'onde centrales des points de filtrage F1 et F2 sont respectivement 1051.5 nm et 1043.5 nm**. Le régime de blocage de modes est viable pour des puissances de pompe de l'amplificateur A2 allant de 1.24 W à 1.83 W. La puissance moyenne délivrée par l'oscillateur va de 30 mW à 130 mW. Dans un premier temps, **les mesures de bruit d'intensité ont été réalisées exclusivement en régime fondamental** pour différentes valeurs de puissances de pompe de l'amplificateur A2 (**fig. 102**).

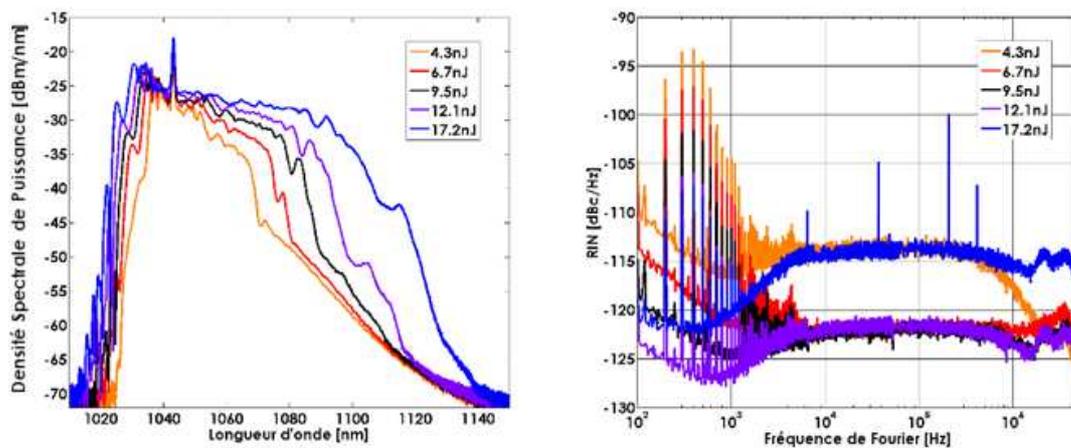


Figure 102 : Spectres optiques en sortie de l'oscillateur (**à gauche**) associés aux mesures de RIN (**à droite**) effectuées en régime de blocage de modes fondamental pour différentes puissances de pompe A2.

Les spectres de RIN s'étendent sur une plage fréquentielle allant de 100 Hz à 5 MHz (fréquence de coupure due au filtra passe-bas). De manière générale, les courbes présentent des **pics très étroits aux basses fréquences inférieures à 3-4 kHz**. Ce comportement est attribué au **bruit d'origine technique** qui est principalement dicté par les diodes de pompe et leurs alimentations. Le bruit d'amplitude des pompes se répercute sur le bruit d'amplitude de l'oscillateur.

Entre quelques kHz et 1 MHz on observe un RIN relativement plat. Cela traduit une **stabilisation du bruit d'amplitude** du laser sur cette plage fréquentielle. On remarque que ce plateau se situe à une amplitude plus élevée (presque une dizaine de dBc supplémentaires) pour les courbes **orange** (4.3 nJ) et **bleue** (17.2 nJ). Ces deux cas correspondent respectivement aux limites basse et haute (en terme de puissance de pompe) de fonctionnement du laser en régime de blocage de modes. Dans le chapitre précédent nous avons conclu la partie 2 par : « l'écart spectral entre les deux points de filtrage et **la puissance de pompe de l'amplificateur A2** sont les **paramètres clés d'une forte stabilité** du régime impulsionnel ». C'est ce que nous observons avec ces mesures de RIN, **la stabilité de l'oscillateur est sensible à la puissance de pompe**. Néanmoins on remarque que le bruit d'amplitude de l'oscillateur est minimum sur une large bande de puissance de pompe comprise entre ses limites de fonctionnement. Il n'y a pas de différence remarquable au niveau du bruit d'amplitude entre ces valeurs de puissances intermédiaires. Ce comportement du RIN en fonction de la puissance de pompe a été observé à de multiples reprises. Nous avons réalisé cette expérience plusieurs fois et nous avons obtenu les mêmes courbes que celles présentées **fig. 102** à 2-3 dBc.Hz⁻¹ près.

Nous avons ensuite étudié le comportement du RIN pour un **fonctionnement de l'oscillateur en régime harmonique de blocage de modes**. Afin de comparer les résultats entre eux nous avons décidé de raisonner en terme d'énergie par impulsion. Pour chacune des

courbes présentées ci-dessous (**fig. 103**), l'énergie par impulsion est d'environ 12 nJ. Cela correspond au cas où le RIN est le plus bas sur la **fig. 102** c'est-à-dire à la courbe **violette** obtenue pour une puissance moyenne de 89 mW à une cadence de 7,605 MHz soit environ 12 nJ.

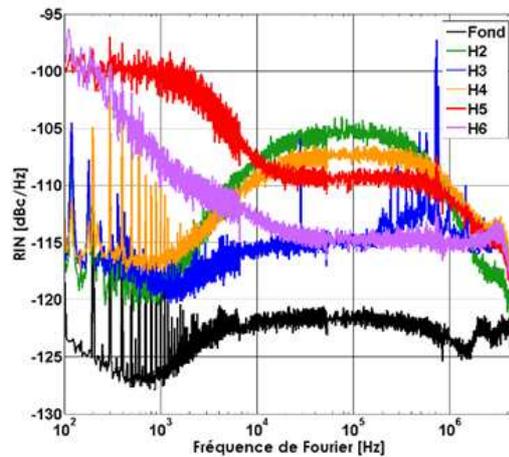


Figure 103 : Mesures de RIN pour des impulsions de 12nJ en régime fondamental (**noir**), et harmonique d'ordre 2 (**vert**), 3 (**bleu**), 4 (**orange**), 5(**rouge**) et 6 (**rose**)

Le régime fondamental correspond au cas où le bruit d'amplitude est le plus faible et correspond donc au régime le plus stable en énergie. On note que le spectre du bruit d'intensité se déforme au fur et mesure que la cadence augmente. En régime fondamental, la courbe décroît dans un premier temps puis augmente jusqu'à atteindre un plateau. Ce comportement est reproduit jusqu'à la quatrième harmonique. Pour la cinquième et la sixième harmonique le schéma d'évolution de la courbe change avec une tendance globalement décroissante à basse fréquence jusqu'à atteindre un plateau à partir du mégahertz.

En revanche on observe à basse fréquence (<10 kHz), que le niveau de bruit augmente au fur et à mesure que la cadence augmente. Pour obtenir des régimes harmoniques de plus en plus élevé avec une énergie par impulsion de 12 nJ il est nécessaire d'augmenter la puissance de pompe. **Le bruit d'intensité de la pompe, qui est transmis au bruit d'intensité de l'oscillateur, croit avec la puissance de pompe ce qui expliquerait la tendance générale observée.**

Pour compléter la caractérisation de la stabilité en puissance du laser nous avons également réalisé des tests d'endurance sur une période d'une heure. Les acquisitions ont été effectuées à une cadence de 1 échantillon par seconde. **La puissance moyenne en sortie est relativement stable avec des fluctuations de puissances maximales inférieures à 1.2%.** Ces tests d'endurance ont été effectués en régime fondamental ainsi qu'en régime harmonique.

3.2 Evolution du timing jitter en fonction de la puissance de pompe

En parallèle des mesures de bruit d'intensité nous avons également réalisé des mesures de bruit de phase. Les résultats ont été convertis en timing jitter (fs^2/Hz) en utilisant la formule de l'Éq. 78. Comme pour les mesures de RIN, **nous débutons cette étude pour un fonctionnement de l'oscillateur en régime fondamental avec des points de filtrages F1 et F2 respectivement centrés en 1051.5 nm et 1043.5 nm (fig. 104).**

Les courbes suivent la même variation indépendamment de la puissance de pompe de A2. Comme pour le bruit d'intensité, les spectres les plus favorables sont obtenus pour un fonctionnement du laser aux puissances de pompes intermédiaires entre la limite haute et basse du blocage de modes. Sous 100 Hz, le timing jitter présente des variations significatives. Ce bruit est principalement d'origine technique et provient essentiellement des diodes de pompe et

de leur alimentation. En changeant les composants standards que nous avons utilisés pour des composants bas bruit il est possible de lisser la courbe et d'en abaisser l'ordonnée à l'origine.

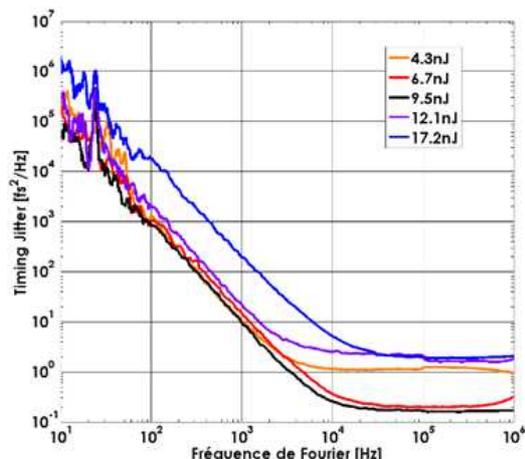


Figure 104 : Mesures de timing jitter en régime fondamental pour différentes puissances de pompe A2. Ces mesures ont été réalisées simultanément aux mesures de RIN présentées fig. 102.

De 10 Hz à 10 kHz (dans le meilleur des cas), **l'évolution de la gigue temporelle suit une loi en $1/f^2$** comme nous pouvions nous y attendre au vu de ce qui a été présenté précédemment dans la partie théorique. En effet, nous avons mentionné que **l'ASE, l'automodulation de phase ou encore le jitter de Gordon-Haus** (fonction de la dispersion totale de la cavité) **rajoutent du bruit de phase proportionnel à $1/f^2$** . Ce comportement en $1/f^2$ est classique pour les lasers à blocage de modes fibrés. **Dans la gamme 100 Hz – 10 kHz la courbe devient plus lisse, le bruit est alors dominé par des perturbations d'origine quantique.**

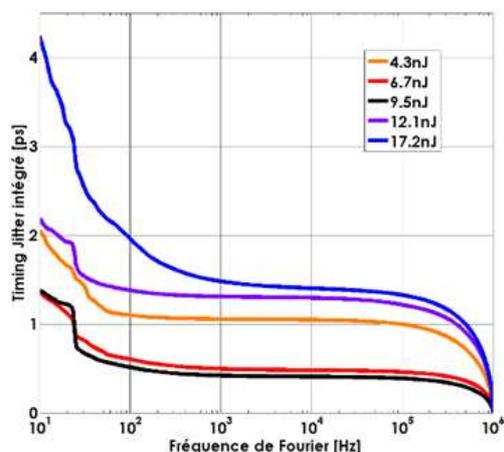


Figure 105 : Mesures de timing jitter intégré calculé à partir des résultats présentés fig. 104.

Enfin, **le plancher de mesure est limité par la conversion AM-PM** de la photodiode. En fonction de l'efficacité avec laquelle nous avons réduit ce coefficient de conversion AM-PM par atténuation contrôlée de la puissance incidente au photo-détecteur, ce plancher apparaît à partir de quelques kHz. Du fait de cette conversion AM-PM de la photodiode, ces mesures de timing jitter ne correspondent pas à la gigue temporelle du laser à hautes fréquences. Ces mesures nous permettent toutefois de définir une limite haute de la gigue temporelle de notre oscillateur. Afin de mieux percevoir la différence entre chacune de ces courbes nous avons

intégré⁶⁰ le **timing jitter sur l'ensemble de la plage fréquentielle (fig. 105)**. La valeur de timing jitter intégré sur l'ensemble de la plage fréquentielle varie de 1.5 à 4.2 picosecondes en fonction de la puissance de pompe de l'oscillateur. **On observe que le bruit technique contribue fortement à la dégradation de la gigue temporelle.** Ceci est d'autant plus marqué sur la courbe **bleue** où le timing jitter intégré de 1 MHz à 100 Hz vaut 2 ps tandis que sur 1 MHz à 10 Hz il double et passe ainsi à 4 ps. Ces fluctuations de la période sont à comparer avec la durée de 130 ns correspondant à un tour de cavité. Même si les variations de l'écart temporel entre les impulsions sont de 0.001%, elles restent deux ordres de grandeurs au-dessus des valeurs de timing jitter mesurées pour des lasers à blocage de modes fibrés standards [9]. Cette différence peut s'expliquer par le filtrage du signal en amont de chaque amplificateur qui conduit à l'injection d'une faible puissance moyenne et induit de l'ASE ainsi que de l'automodulation de phase accentuée par l'architecture Mamyshev.

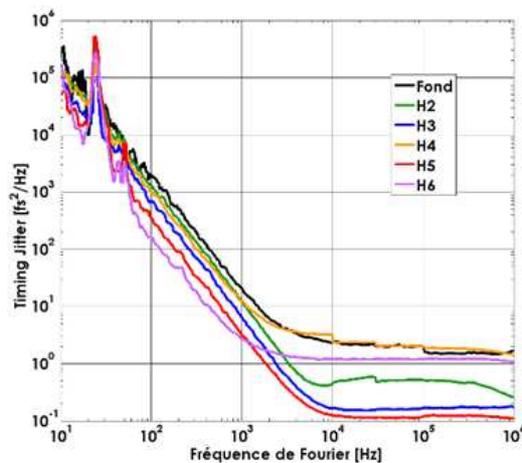


Figure 106 : mesures de timing jitter pour des impulsions de 12 nJ en régime fondamental (noir), et harmonique d'ordre 2 (vert), 3 (bleu), 4 (orange), 5 (rouge) et 6 (rose). Ces mesures ont été réalisées simultanément aux mesures de RIN présentées fig. 103.

Nous avons également étudié l'évolution du **timing jitter pour un fonctionnement de l'oscillateur en régime harmonique de blocage de modes**. Comme pour les mesures de RIN, afin de comparer les résultats entre eux, nous avons décidé de raisonner en terme d'énergie par impulsion. Pour chacune des courbes présentées ci-dessus (fig. 106), l'énergie par impulsion est d'environ 12nJ.

On remarque une amélioration significative de la décroissance du timing jitter. Entre le régime fondamental et le régime de la 6^{ème} harmonique, on note quasiment une décade de différence à partir de 100 Hz alors que l'off-set de chaque courbe est relativement proche. En intégrant le spectre du timing jitter de l'harmonique 6 on trouve une valeur d'environ 1,6 ps contre 2,1 ps en régime fondamental. Cette amélioration de la gigue temporelle en fonction de la cadence du laser a déjà été observée dans la littérature pour des oscillateurs fibrés à régime de blocage de modes passifs en régime harmonique [10].

3.3 Evolution du bruit d'intensité et du timing jitter en fonction du filtrage intracavité

La stabilité du laser dépend de la puissance de pompe et de l'écart spectral entre les filtres. Ainsi nous avons également étudié le **comportement du RIN en fonction de l'écart entre les longueurs d'onde des deux points de filtrage intracavité (fig. 107)**. Les mesures ont

⁶⁰ A noter qu'ici le l'intégration se fait dans le sens des hautes fréquences vers les basses fréquences.

été réalisées pour une puissance de pompe A2 de 1,83 W. A partir du moment où les filtres se chevauchent le plateau disparaît pour laisser place à un pic qui correspond à une fréquence de relaxation aux alentours de 20-40 kHz. Le spectre optique présente une composante spectrale étroite avec une très forte amplitude par rapport au reste du spectre (environ 20 dB de dynamique). **Le régime de blocage de modes et le régime continu coexistent intracavité.** L'apparition d'une fréquence de relaxation simultanément à la présence du régime continu intracavité dans un oscillateur à blocage de mode passif par absorbant saturable virtuel a déjà été reportée dans la littérature notamment par S. Namiki et al. [11].

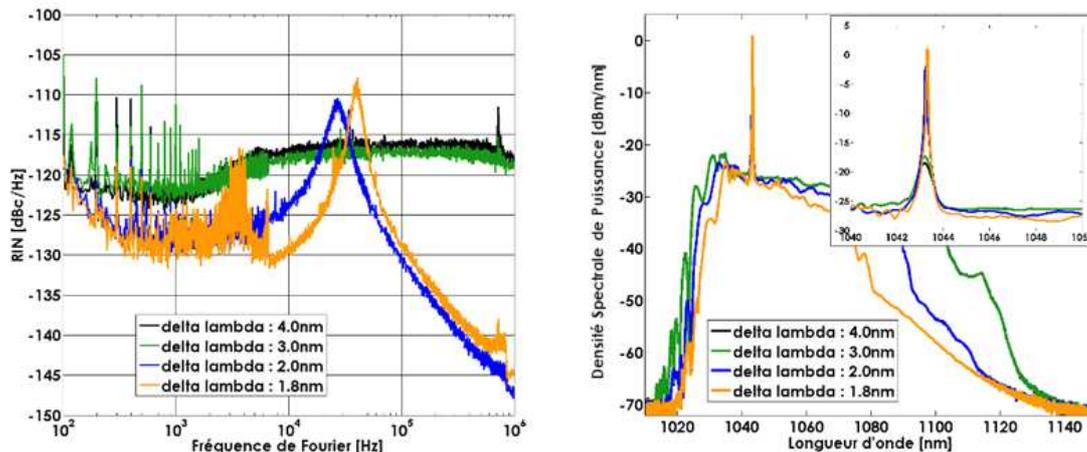


Figure 107 : Mesures de RIN (à gauche) et spectres optiques en sortie de l'oscillateur associés (à droite), obtenus en régime de blocage de modes fondamental à puissances de pompe A2 constante (1,83 W) et pour différentes valeurs de l'écart spectral entre F1 et F2 : 4 nm, 3 nm, 2 nm et 1,8 nm.

On observe sur la **figure 107** que cette fréquence d'oscillation a tendance à se décaler vers les hautes fréquences au fur et mesure que les filtre se recouvrent. Ce comportement s'explique par le fait que dans le cas où le milieu amplificateur admet un temps de vie du niveau excité suffisamment long devant la durée T d'un tour de cavité⁶¹ la pulsation de relaxation peut s'écrire comme [11] :

$$\omega_r \approx \sqrt{\frac{gN}{T}} \quad \text{Eq. 84}$$

avec g : le facteur de gain et N le nombre de photons intracavité. Entre les cas $\delta = 2 \text{ nm}$ et 1.8 nm de la **figure 107** ci-dessus, la puissance de pompe ne varie pas, seul l'écart spectral entre les filtres diminue. De ce fait les pertes infligées au régime continu intracavité diminue ce qui conduit à une augmentation du nombre de photons générés intracavité et cela se vérifie notamment en comparant les puissances moyennes mesurées dans chacun des cas qui sont respectivement de **142 mW** et **153 mW**. Cette proportionnalité de la fréquence de la relaxation avec le nombre de photons intracavité est à l'origine de ce décalage vers les hautes fréquences. Si l'on compare les spectres de RIN en fonction du régime de l'oscillateur (purent impulsionnel / continu et impulsionnel) on observe que lorsque les filtres se chevauchent l'amplitude du bruit augmente au niveau de la fréquence de relaxation. Cependant, sur le reste de la plage fréquentielle le niveau du RIN diminue remarquablement notamment aux fréquences supérieures à la fréquence de relaxation.

Pour ce qui est de la gigue temporelle le comportement du spectre en fonction de l'écart entre les filtres n'évolue pas dans la même direction (**fig. 108**). **Lorsque que le régime continu**

⁶¹ Ce qui est le cas ici puisque la durée d'un tour de cavité est de l'ordre de 100 ns tandis que le niveau de vie de l'état excité de l'ion ytterbium est de l'ordre de la milliseconde [12]

est présent intracavité, le timing jitter est fortement dégradé sur l'ensemble de la plage fréquentielle. A partir d'une valeur critique de l'écart entre les filtres la gigue temporelle devient instable. Le décrochage au sein du spectre de la mesure $\Delta = 1.8 \text{ nm}$ témoigne de cette instabilité. En calculant le timing jitter intégré de 10 Hz à 1 MHz du spectre $\Delta = 2.0 \text{ nm}$ on obtient une valeur de 28 ps. La conclusion que nous pouvons en tirer est donc que **pour minimiser la gigue temporelle sur ce type d'oscillateur il est nécessaire de réduire dans la mesure du possible la plage de transmission commune aux deux filtres**. Cette conclusion peut paraître évidente néanmoins il est important de se rappeler que certains oscillateurs Mamyshev utilisent des filtres de manière à avoir une plage de transmission commune⁶² pour pouvoir initier le régime de blocage de modes sans utiliser de perturbation extérieure [13,14]. On peut donc supposer que les oscillateurs Mamyshev qui adoptent cette architecture ont une gigue temporelle plus prononcée que ceux dont l'écart entre les filtres est suffisamment important pour inhiber le régime continu intracavité.

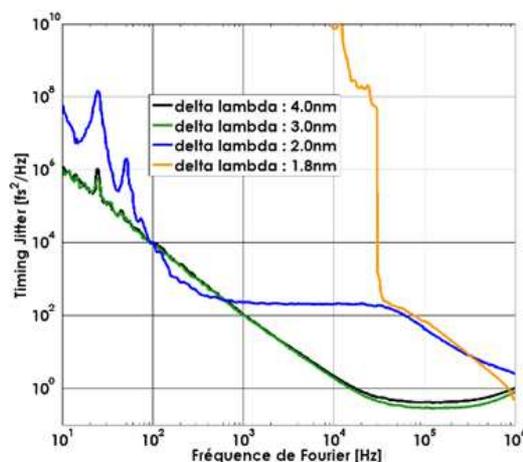


Figure 108 : Mesures de timing jitter en régime de blocage de modes fondamental à puissances de pompe A2 constante (1,83W) et fonction de l'écart spectral entre F1 et F2 : 4 nm, 3 nm, 2 nm et 1.8 nm.

En passant en revue les travaux théoriques à propos des bruits d'origine quantique présents dans la littérature on se rend compte que l'énergie et la durée d'impulsion sont des paramètres particulièrement influents sur la gigue temporelle d'un oscillateur fibré à blocage de modes passif. Cette relation de proportionnalité apparaît à plusieurs reprises sous la forme de :

$$S_t(f) \propto \frac{\tau^2}{N} \quad \text{Eq. 85}$$

avec τ la durée à mi-hauteur de l'impulsion et N le nombre de photons intracavité. A priori des impulsions courtes de forte énergie réduiraient la gigue temporelle (d'origine quantique) de l'oscillateur.

Avec notre architecture, les impulsions qui se propagent dans la cavité laser sont des impulsions à dérive de fréquence. En raison de la dispersion accumulée dans les fibres la durée de ces impulsions ne vérifie plus l'inégalité de Fourier. La durée d'impulsion varie linéairement en fonction de la largeur spectrale (fig. 109a) ainsi plus le spectre de l'impulsion est large, plus sa largeur temporelle augmente. Partant de ce constat nous avons voulu vérifier s'il était possible d'améliorer significativement le timing jitter en jouant sur la largeur de bande passante des filtres afin de faire croître l'énergie par impulsion et également de jouer sur la durée. Les résultats sont présentés fig. 109b. Après avoir changé les deux points de filtrage de la cavité pour des filtres à bande passante variable, nous avons testé différentes configurations de bandes

⁶² Les filtres utilisés sont fixes et ne sont pas accordables en longueur d'onde.

passantes allant de 1.5 nm à 4 nm pour chacun des points de filtrage. L'amélioration du timing jitter reste très minimale. Il est possible qu'il existe une valeur de bande passante optimale par filtre. La mise au point d'un modèle de simulation numérique pourrait être intéressant afin de répondre à cette question.

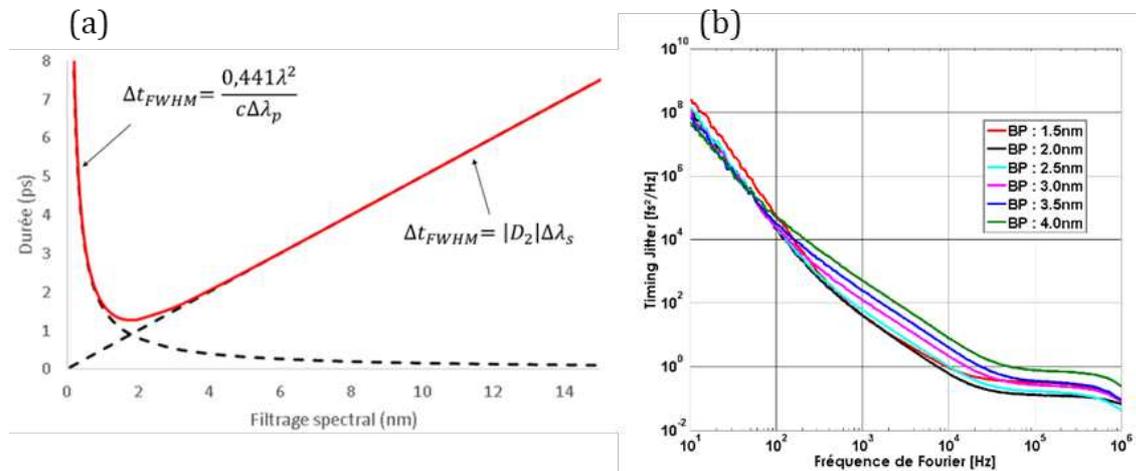


Figure 109 : (a) Durée à mi-hauteur obtenue après filtrage d'une impulsion autour de $1 \mu\text{m}$ à dérive de fréquence (0,5 ps/nm) (courbe rouge) et comportement asymptotique (pointillés noirs), la figure est extraite d'une note interne CEA (b) Timing Jitter pour différentes largeurs de bande passantes des points de filtre F1 et F2 à puissance de pompe A2 constante : 1.4 W.

4 CONCLUSION

La caractérisation du bruit de notre oscillateur est une première puisqu'aucune mesure de bruit d'intensité ou de bruit de phase n'avait réellement été proposée dans la littérature pour ces sources lasers Mamyshev. **Nous avons publié les résultats obtenus en régime fondamental dans la revue Optics Letters [15].** Les mesures de RIN et les tests d'endurance que nous avons effectués montrent que la stabilité en puissance du laser est acceptable ($<1.2\%$). Pour ce qui est de la gigue temporelle, comme nous l'avions prédit en introduction **les oscillateur Mamyshev ne sont pas les meilleurs candidats pour réaliser des oscillateurs à bas bruit de phase.** Ceci est principalement dû à l'architecture de ces sources lasers de nouvelle génération qui repose essentiellement sur un phénomène d'automodulation de phase et qui utilise des filtres décalés en longueur d'onde comme absorbant saturable. Cette combinaison (ASE et SPM) est à l'origine des valeurs élevées de timing jitter mesurées allant de 1.5 ps à 4.2 ps en régime fondamental.

Il est possible de réduire le timing jitter en remplaçant les diodes de pompe et leurs alimentations par des systèmes bas bruit. De plus, il faut garder à l'esprit que l'oscillateur que nous avons développé est une expérience de laboratoire et non un produit industriel comme le témoigne la photo ci-dessous (fig.110). Les composants sont disposés sur des plaques en aluminium, le système n'est pas isolé des perturbations mécaniques extérieures. De plus le laser n'est pas isolé de l'environnement extérieur. Le fait de placer le système dans une boîte préserverait (dans une certaine mesure) l'oscillateur des perturbations extérieures ce qui réduirait le niveau du bruit de phase et du bruit d'intensité.

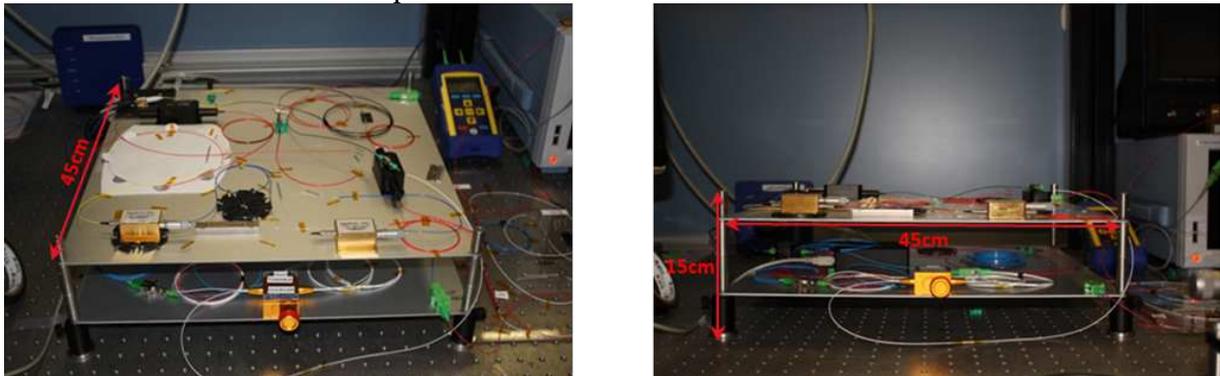


Figure 110 : Photo de la partie optique de l'oscillateur Mamyshev réalisé en laboratoire.

Néanmoins au vu des valeurs de timing jitter mesurées il est envisageable de développer un système d'asservissement afin de régler la cadence du laser. Pour ce faire, un premier réglage serait directement réalisé intracavité à l'aide d'une ligne à retard fibrée motorisée capable d'appliquer une correction fixe à la cadence sur quelques kHz. Enfin pour corriger les variations rapides de la cadence afin que l'oscillateur puisse suivre l'horloge de l'installation, **il est nécessaire développer un système d'asservissement en phase [16]** aussi connu sous l'abréviation PLL (Phase Locked Loop) en utilisant un modulateur de phase.

5 BIBLIOGRAPHIE

- [1] R. Paschotta, “Noise of mode-locked lasers (Part I): numerical model”, Appl. Phys. B: Lasers Opt. 79, 153-162 (2004).
- [2] C. C. Harb, T. C. Ralph, E. H. Huntington, D. E. McClelland and H.-A. Bachor, “**Intensity-noise dependance of Nd :YAG lasers on their diode-laser pump source**”, J. Opt. Soc. Am. B/Vol. 14, No 11 (1997)
- [3] H. A. Haus and A. Mecozzi, “**Noise of mode-locked lasers**”, IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 29, No. 3 (1993)
- [4] J. P. Gordon and H. A. Haus, “Random walk of coherently amplified solitons in optical fiber transmission”, Opt. Lett. 11, 665-667 (1986)
- [5] R. Paschotta “Noise of mode-locked lasers (Part II): timing jitter and other fluctuations”, Appl. Phys. B Lasers Opt. 79, 163-173 (2004)
- [6] T. R. Schibli, J. Kim, O. Kuzucu, J. T. Gopinath, S. N. Tandon, G. S. Petrich, L. A. Kolodziejski, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen and F. X. Kaertner, “**Attosecond attractive synchronization of passively mode-locked lasers by balanced cross correlation**” Opt. Lett. 28, 947-949 (2003)
- [7] S. Shahramian and S. Shahramian : “ thesignalpath.com”
- [8] W. Zhang, T. Li, M. Lours, S. Seidelin, G. Santarelli and Y. Le Coq, “ **Amplitude to phase conversion of InGaAs pin photo-diodes for femtosecond lasers microwave signal generation**”, Appl. Phys. B Lasers Opt. 106, 301-308 (2012)
- [9] W. Chen, Y. Song, K. Jung, M. Hu, C. Wang and J. Kim, “Few-femtosecond timing jitter from a picosecond all-polarization-maintaining Yb-fiber laser”, Opt. Express 24, 1347-1357 (2016)
- [10] A. B. Grudinin and S. Gray, “**Passive harmonic mode locking in soliton fiber lasers,**” J. Opt. Soc. Am. B 14, 144-154 (1997)
- [11] S. Namiki, E. P. Ippen, H. A. Haus, and K. Tamura, “Relaxation oscillation behavior in polarization additive pulse mode-locked fiber ring lasers”, Appl. Phys. Lett. 69, 3969 (1996)
- [12] R. Paschotta, Encyclopedia of Laser Physics and Technology, Wiley-VCH, (2008)
- [13] Dan Yan, Xingliang Li, Shumin Zhang, and Jingmin Liu, “**Pulse dynamic patterns in a self-starting Mamyshev oscillator,**” Opt. Express 29, 9805-9815 (2021)
- [14] I. Samartsev, A. Bordenyuk and V. Gapontsev, “**Environmentally stable seed source for high power ultrafast laser**”, Proc. SPIE 10085, Components and Packaging for Laser Systems III, 100850S (22 February 2017)
- [15] E. Poeydebat, G. Santarelli, A. Casanova, F. Scol, O. Vanvincq, G. Bouwmans, and E. Hugonnot, “**Measurements of the absolute timing jitter and intensity noise of an all-fiber Mamyshev oscillator**” Opt. Lett. 46, 2698-2701 (2021)
- [16] L. H. Enloe and J. L. Rodda, “**Laser phase-locked loop**” Proc. IEEE, vol. 53, pp. 165–166, Feb. (1965)

V.

Perspectives d'améliorations du contraste

Dans le cadre du développement d'un oscillateur laser pour la nouvelle génération de pilote d'une installation ultra haute intensité telle que PETAL il est nécessaire d'utiliser une source impulsionnelle avec un très bon contraste temporel. Un bon moyen d'améliorer le contraste d'une impulsion consiste à réaliser une amplification paramétrique du signal afin d'accroître le rapport signal à bruit. Nous avons vu dans le chapitre 3 que le spectre délivré par l'oscillateur est beaucoup plus large (plusieurs dizaines de nanomètres) que nécessaire (16 nm). Dans ce dernier chapitre j'exposerai le schéma de principe d'un système d'amplification paramétrique optique entièrement fibré (FOPA pour : Fiber Optical Parametric Amplifier en anglais) destiné à exploiter cette partie superflue du spectre tout en améliorant le contraste du signal temporel.

Je présenterai également la réalisation d'une pompe accordable en longueur d'onde entièrement fibrée destinée à générer du mélange à quatre ondes dans une fibre microstructurée en vue de l'amplification FOPA du signal. Je présenterai les différentes fibres optiques utilisées ainsi que les difficultés majeures rencontrées lors de nos travaux. Ces travaux servent de démonstration de principe en vue du potentiel développement d'un système similaire efficace. Enfin, une conclusion générale viendra clôturer ce manuscrit.

1 DISPOSITIF D'AMÉLIORATION DU CONTRASTE

1.1 Amélioration du contraste temporel par amplification paramétrique optique dans une fibre optique

Le contraste temporel d'une impulsion est défini comme le rapport de l'intensité maximale de l'impulsion sur le niveau de piédestal ou de pré-impulsion. En effet, dans le cadre de l'installation il est important de veiller à avoir un contraste suffisant car le front de l'impulsion (piédestal ou pré-impulsion) peut être suffisamment intense pour dégrader la cible par interaction laser/matière avant l'impact de l'impulsion principale [1]. Il existe plusieurs solutions pour améliorer le contraste, celles-ci exploitent les phénomènes d'optique non-linéaire [2-5].

Dans le cadre de nos travaux nous avons opté pour le processus d'amplification paramétrique optique (OPA) [6] car il nous permet dans un premier temps de recycler les longueurs d'onde superflues du spectre en sortie de l'oscillateur Mamyshev tout en conservant une architecture entièrement fibrée on parlera alors de **FOPA**. La figure ci-dessus (**fig. 111**) tirée de la référence [7] illustre l'amélioration du contraste en comparant l'intensité du signal sur une fenêtre de 40 picosecondes avant et après OPA.

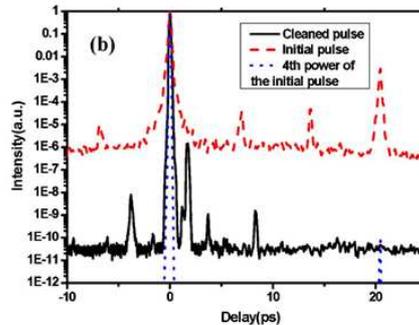


Figure 111 : Amélioration du contraste initial (**en rouge**) après OPA (**en noir**). La dynamique de signal entre l'impulsion principale et le pré-pulse passe de 10^4 à 10^8 après amplification.

Comme nous l'avons vu au cours du premier chapitre, le processus d'amplification paramétrique s'effectue sous la forme d'un transfert de l'énergie d'un faisceau pompe vers une onde signal par le biais d'un mélange à 4 ondes (**fig. 112**). Pour avoir lieu, il est impératif de respecter la condition d'accord de phase suivante :

$$\kappa = \Delta k + 2\gamma P_p = \Delta k + \Delta k_{NL} = 0 \quad \text{Eq. 86}$$

Lorsque le milieu de propagation est une fibre optique il est plus pratique de raisonner en terme de $\beta(\omega)$ que de vecteur d'onde, la condition d'accord de phase relative s'écrit alors comme :

$$\kappa = \Delta\beta + 2\gamma P_p = 0 \quad \text{Eq. 87}$$

En développant le terme $\beta(\omega)$ à l'ordre 2 et en considérant les égalités suivantes : $\Delta\beta = 2\beta_p - \beta_S - \beta_I$ et $\omega_p - \omega_S = \omega_I - \omega_p$ ⁶³ = Ω on obtient alors la condition d'accord de phase suivante :

$$\kappa = \beta_2 \Omega^2 + 2\gamma P_p = 0 \quad \text{Eq. 88}$$

⁶³ A noter que cette égalité n'est valable que dans le cas où la pulsation signal est inférieure à la pulsation de l'idler. Cette condition fait référence à la **figure 112** utilisée précédemment afin d'illustrer le mélange à 4 ondes.

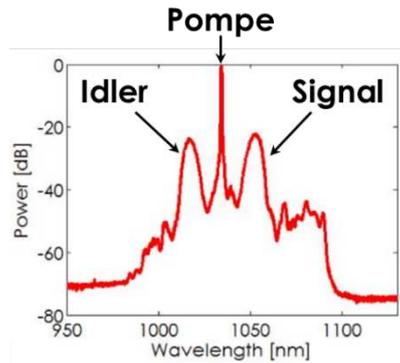


Figure 112 : Spectre optique après mélange à 4 ondes composé du faisceau pompe et des lobes d'instabilité de modulation : idler et signal [8]

L'Éq. 88 traduit la **nécessité d'opérer dans un régime de dispersion anormale pour satisfaire la condition d'accord de phase** afin d'obtenir du mélange à quatre ondes dans la fibre optique. Pour cela nous avons utilisé des fibres optiques dites microstructurées dont les principes physiques seront développés dans la suite du manuscrit.

Le processus d'amplification FOPA n'a lieu que si et seulement s'il y a un recouvrement spatio-temporel des modes se propageant dans la fibre optique. Contrairement aux amplifications à inversion de population, il n'y a pas de fluorescence au cours du processus d'amplification ce qui conduit à une amplification exclusive du signal et par conséquent à une amélioration du contraste.

1.2 Présentation du dispositif oscillateur Mamyshev FOPA

Le schéma de principe du dispositif FOPA est présenté sur la **figure 113**. Il s'agit de mettre à profit le large spectre à dérive de fréquence (environ 0.5 ps/nm) en sortie de l'oscillateur pour créer deux signaux distincts par filtrage spectral : **un faisceau signal** (large bande spectrale) et **un faisceau de pompe** (fine bande spectrale). En raison de la faible dérive en fréquence, il est possible de générer deux faisceaux avec des profils spectraux différents tout en ayant une **durée à mi-hauteur identique (fig. 114⁶⁴)**. Pour une largeur spectrale supérieure à 2 nm, la durée de l'impulsion est régie par la dérive en fréquence de l'impulsion, ainsi pour une largeur spectrale de 16 nm, en considérant une dérive en fréquence de 0.3 ps/nm (dérive en fréquence approximative des impulsions de notre oscillateur), la durée à mi-hauteur de l'impulsion est d'environ 5 ps. Pour des plages spectrales plus fines que 2 nm, la durée de l'impulsion est définie par la limite de Fourier qui, dans le cas d'un profil spectral gaussien s'exprime comme : $\Delta\tau\Delta\nu \geq 0.441$. On en déduit alors la relation entre la largeur à mi-hauteur dans le domaine temporel d'une impulsion de largeur spectrale $\Delta\lambda$ et de longueur d'onde centrale λ_0 : $\Delta\tau = 0.441 \frac{\lambda_0^2}{c} \Delta\lambda$. Pour une longueur d'onde autour de 1 μm il est possible d'obtenir une durée de 5 ps pour une valeur $\Delta\lambda$ d'environ 0.3 nm.

Afin de générer les lobes d'instabilité de modulation il est nécessaire d'amplifier le signal de pompe au préalable. Le caractère accordable du filtre en amont du bras pompe permet d'ajuster finement la condition d'accord de phase et donc la position des lobes générés par le processus de mélange à 4 ondes. L'amplification paramétrique entre le signal et la pompe n'a lieu que s'il y a un recouvrement spatio-temporel entre les modes considérés. La ligne à retard

⁶⁴ Attention, cette figure **ne correspond pas exactement au cas de notre oscillateur** car la dérive en fréquence prise en compte est de **0.5 ps/nm**. La figure, tirée d'une note interne, est utilisée ici à titre illustratif afin de représenter le comportement de la largeur à mi-hauteur d'une impulsion à faible dérive de fréquence en fonction de sa largeur spectrale.

ajustable disposée dans le bras signal permet d'harmoniser le délai entre les impulsions des deux bras afin de satisfaire la dimension temporelle de cette condition en sortie du WDM.

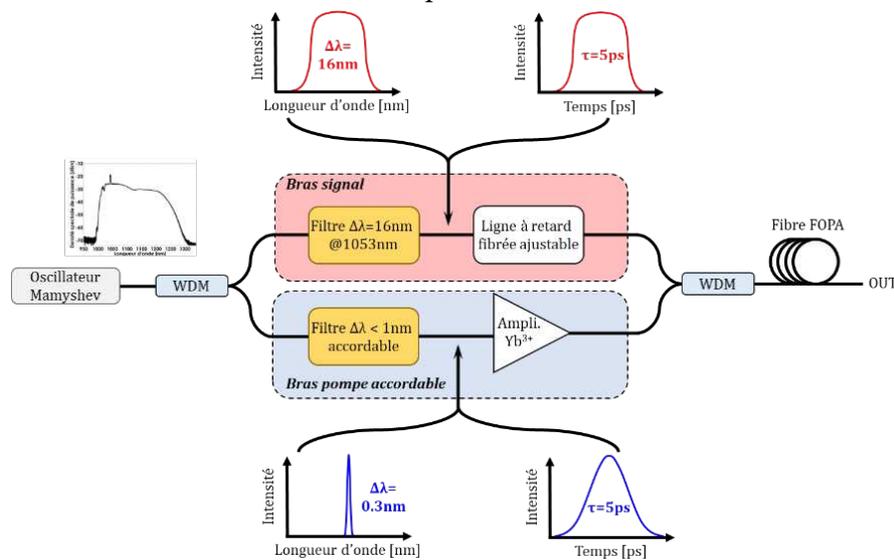


Figure 113 : Schéma de principe du dispositif Mamyshev FOPAs. Le signal délivré par l'oscillateur est réparti en deux bras, l'un à spectre large centré en 1053 nm (**signal**) et l'autre étroit spectralement et accordable sur une largeur spectre allant de 1025 nm à 1040 nm (**pompe**). Les signaux issus des deux bras ont la même largeur temporelle et sont couplés dans une fibre pour l'amplification FOPA. Afin d'ajuster le délai entre les signaux d'un bras à l'autre, une ligne à retard fibrée accordable est utilisée dans le bras signal.

En sortie de la fibre FOPA le profil spectral du signal est composé de résidu de pompe, du lobe idler et du signal amplifié. Dans notre cas seul le signal nous intéresse, ainsi il est nécessaire de réaliser un dernier filtrage de 16 nm en 1053 nm pour ne récupérer que la plage spectrale utile. **L'amélioration du contraste est directement liée au gain généré par le processus d'amplification FOPA.** Un gain de 30 dB équivaut à une amélioration du contraste d'un facteur 1 000.

Ce système Mamyshev FOPA permettrait donc de disposer d'un système compact et robuste puisqu'entièrement fibré avec un contraste intéressant. Cependant même s'il ne présente pas de complexité particulière à première vue, nous allons voir dans la suite de ce manuscrit que la réalisation d'un tel système n'est pas aussi trivial qu'il n'y paraît.

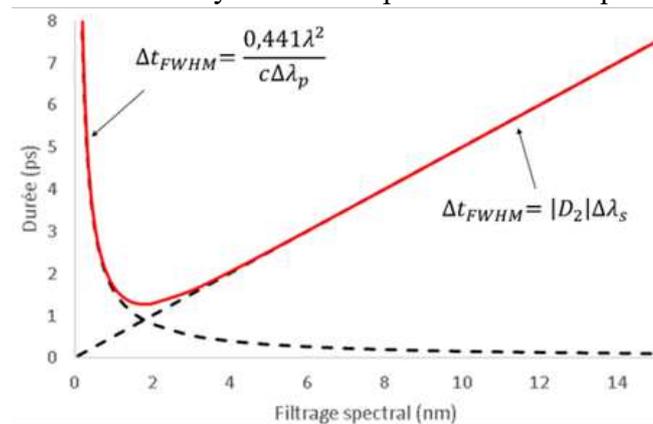


Figure 114 : Durée à mi-hauteur obtenue après filtrage d'une impulsion autour de 1µm à dérive de fréquence (0,5ps/nm) (**courbe rouge**) et comportement asymptotique (**pointillés noirs**), la figure est extraite d'une note interne CEA.

2 FIBRES OPTIQUES MICROSTRUCTURÉES

Pour satisfaire la condition d'accord de phase en vue d'une amplification paramétrique du signal il est nécessaire d'opérer dans un régime de dispersion anormale. Nous avons vu dans le premier chapitre que le zéro de dispersion ($\beta_2 = 0$) de la silice se situe aux alentours de 1.3 μm et par conséquent le régime de dispersion est anormal pour les longueurs d'onde supérieures à 1300 nm dans des fibres optiques monomodes en silice classiques. Dans notre cas la longueur d'onde utile est aux environs de 1 μm . Par conséquent nous devons nous tourner vers **une autre technologie : les fibres microstructurées**.

2.1 Guidage par réflexion totale interne modifiée

Contrairement aux fibres à saut d'indice les fibres microstructurées (PCF de l'anglais Photonic Crystal Fiber) ne sont pas composées d'un cœur et d'une gaine homogènes. **Ce guide d'onde particulier a une gaine hétérogène avec une structure périodique d'inclusions.** Dans le cas d'une fibre microstructurée où la gaine est composée d'un réseau de trous d'air, l'indice de réfraction associé à la gaine est moins élevé que celui du cœur⁶⁵ (**fig. 115a**). On parle alors de fibres à **réflexion totale interne modifiée (RTIM)**, la lumière est guidée dans le cœur par un mécanisme semblable à celui des fibres à saut d'indice classique évoqué précédemment. Comme pour le guidage par RTI, une onde est confinée dans le cœur si l'indice effectif du mode est compris entre celui du cœur (haut indice) et de la gaine hétérogène (bas indice). L'indice de la gaine dépend de la géométrie de la structure périodique qui est définie par deux paramètres : d le diamètre des inclusions et Λ le pas du réseau.

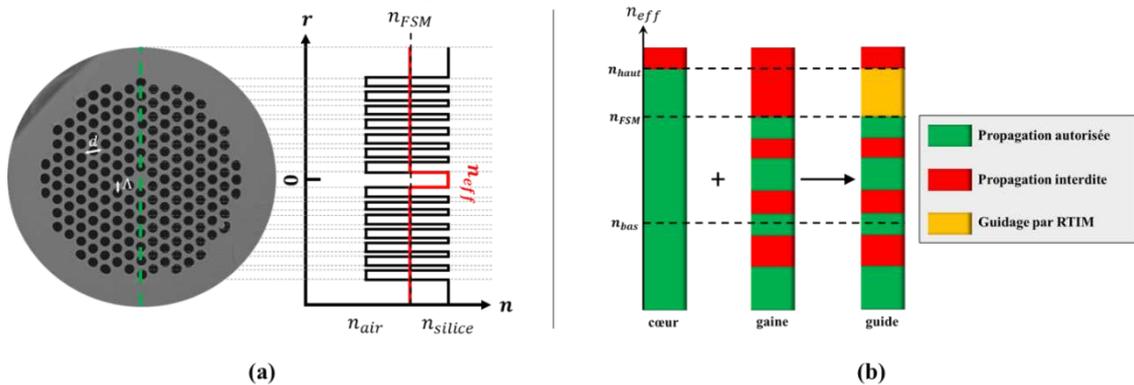


Figure 115: (a) Coupe transverse d'une fibre microstructurée avec une structure périodique de trous d'air et représentation de l'évolution transverse de l'indice effectif (le long de l'axe vert) ; (b) diagramme de propagation dans la cœur, la gaine et le guide dans le cas d'une fibre microstructurée composée d'un cœur en silice et d'une gaine en silice présentant des inclusions d'air. Le cœur a un indice n_{haut} et les inclusions un indice n_{bas} . Le confinement du mode dans le cœur se fait par RTIM.

Dans cette configuration nous n'utilisons plus le terme d'indice n_{gaine} comme dans le cas des fibres homogènes classiques, mais le terme n_{FSM} (FSM pour Fundamental Space filling Mode) [9] qui désigne l'indice effectif le plus élevé du mode capable de se propager dans le matériau infini utilisé pour la gaine. Ainsi le guidage par RTIM est assuré pour tout mode dont l'indice effectif vérifie la condition suivante (**fig 115b**) :

$$n_{FSM} < n_{eff} < n_{cœur} \quad \text{Eq. 89}$$

Par analogie avec les fibres à saut d'indice, la notion de fréquence normalisée est définie par la relation suivante :

⁶⁵ Pour rappel l'indice de la silice pure est aux alentours de 1.45 et celui de l'air est égal à 1.

$$V_{PCF} = \frac{2\pi r_{eff} \sqrt{n_{cœur}^2 - n_{FSM}^2}}{\lambda} \quad \text{Eq. 90}$$

Dans le cas d'une fibre à maillage triangulaire et dont le défaut formant le cœur correspond à un trou manquant (comme sur la **fig. 115**), en prenant le paramètre $r_{eff} = \frac{\Lambda}{\sqrt{3}}$ la fréquence de coupure pour le premier mode d'ordre supérieur est alors de 2.405 [9,10] comme pour une fibre classique. Une telle fibre microstructurée est ainsi monomode si $V_{PCF} < 2.405$.

Le choix des paramètres d et Λ détermine alors les propriétés de guidage de la fibre microstructurée.

Par exemple, pour $d/\Lambda < 0.42$ la propagation de l'onde se fait de manière infiniment monomode⁶⁶ [11]. Il est alors possible de réaliser des fibres à très large cœur appelées fibres à Grande Aire Effective (en anglais LMA pour Large Mode Area) dont la surface de cœur peut atteindre jusqu'à 2500 μm^2 [12] tout en conservant un caractère monomode (profil transverse de l'intensité gaussien). Cette propriété est par exemple intéressante pour le transport de puissance car l'augmentation de la taille permet de repousser le seuil d'apparition d'effets non linéaires indésirables

La microstructure de ce type de fibre permet également de jouer sur la dispersion puisque celle-ci dépend à la fois du matériau et du guide. Avec une fibre microstructurée il est par exemple possible d'atteindre une dispersion nulle aux alentours de 1 μm tout en étant monomode. Les fibres microstructurées ne sont pas exclusivement composées de silice et d'inclusions de trous d'air. Parfois, les inclusions sont constituées de silice dopée avec une autre espèce chimique dont l'indice de réfraction est plus élevé que celui de la silice. Il s'agit des fibres à bandes interdites photoniques. Cette architecture permet de réaliser des guides avec une dispersion nulle aux alentours de 1 μm tout en étant monomode avec un diamètre de cœur plus élevé ce qui permet de limiter les effets non-linéaires du type génération de supercontinuum (développé dans la suite du manuscrit).

2.2 Guidage par bande interdite photonique

Ce guidage particulier de la lumière est utilisé dans le cas où le **cœur** de la fibre microstructurée a un **indice plus faible que celui de la gaine**. Comme le cœur a un indice inférieur à l'indice n_{FSM} , l'inégalité de l'Éq.89 n'est plus vérifiée et par conséquent le confinement de la lumière dans le cœur par RTIM n'est plus possible. **Il reste néanmoins possible de guider la lumière par bandes interdites photoniques (BIP)**. Dans le cadre de cette étude nous n'explicitons pas les principes physiques de ce mécanisme complexe de guidage, une description complète et détaillée du guidage par BIP est proposé par V. Paturel dans ses travaux à propos de la modélisation et de la caractérisation de fibres à guidage par bandes interdites photoniques [13].

Ce que l'on retient de la thèse de V. Paturel, c'est que la microstructure périodique de la gaine présente des valeurs d'indices effectifs qui n'autorisent pas la propagation de mode dans ce matériau pour des longueurs d'ondes particulières (**fig. 116a**). De ce fait, si une BIP existe dans la gaine microstructurée pour une gamme d'indice inférieur à l'indice effectif du cœur (**fig. 116a**) alors le confinement de lumière par bandes interdites photoniques dans le cœur est possible (**fig. 116a**) [13]. Typiquement le spectre de transmission d'une fibre BIP présente des plages en longueur d'onde plus ou moins atténuées (**fig. 116b**). Chaque îlot de transmission traduit la présence d'une bande interdite photonique dans la gaine microstructurée.

⁶⁶ Une fibre est considérée comme infiniment monomode lorsque celle-ci adopte un comportement monomode sur une très large plage de longueurs d'onde.

Perspectives d'améliorations du contraste

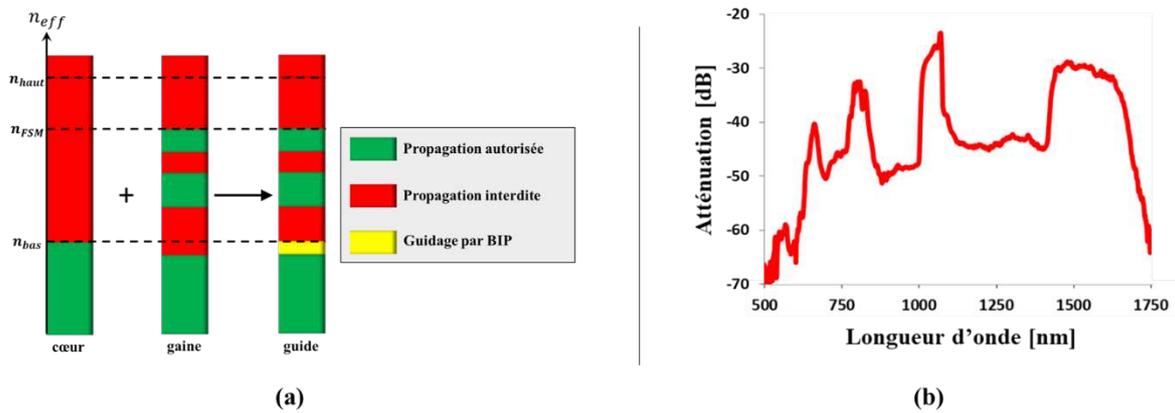


Figure 116: Figure 117: (a) Diagramme d'indice effectif dans le cœur, la gaine et le guide dans le cas d'une fibre microstructurée composée d'un cœur bas indice et d'une gaine présentant des inclusions de haut indice. Le confinement du mode dans le cœur se fait par BIP ; (b) courbe de transmission d'une fibre microstructurée par guidage BIP que j'ai caractérisé durant mon stage à l'IRCICA.

Hormis le fait de pouvoir réaliser des fibres à cœurs creux [13] ou encore des guides sélectifs en longueur d'onde, ces fibres optiques ont la particularité d'avoir une dispersion chromatique de vitesse de groupe forte et ajustable (GVD)⁶⁷. Ce comportement de la dispersion chromatique de vitesse de groupe (fig. 117) est dû à l'effet BIP. On distingue aisément deux régimes distincts de la GVD, délimités par une valeur λ_{ZDW} pour laquelle la dispersion est nulle (en anglais : Zero Dispersion Wavelength). Cette propriété des fibres à bandes interdites photoniques est très intéressante, notamment dans le cas de l'amplification paramétrique qui ne peut se faire sans une GVD adéquate.

Cependant la fabrication [13] des fibres microstructurées est relativement compliquée et nécessite un véritable savoir-faire. Les propriétés de ces fibres sont définies par la microstructure. Afin de préserver les propriétés du guide il est indispensable d'avoir une géométrie homogène tout au long de la fibre (taille du cœur et des inclusions). Ainsi il est fondamental d'avoir une vraie maîtrise des paramètres de tirage (température, pression, vitesse de tirage) lors de la réalisation de la fibre. Par exemple, dans le cas d'une fibre microstructurée composée de silice et de couronnes de trous d'air, il faut veiller à ce que le diamètre des trous d'air soit maîtrisé c'est à dire qu'ils ne se referment pas ou n'éclatent pas lors du tirage.

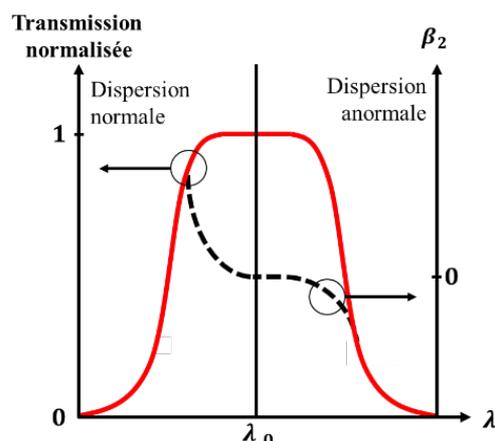


Figure 118 : Représentation schématique de la transmission (courbe rouge) et de la dispersion chromatique de vitesse de groupe de l'effet BIP (pointillés noirs) en fonction de la longueur d'onde au sein d'une bande interdite photonique.

⁶⁷ Pour se faire il suffit de jouer sur le pas du réseau [13]

3 RÉALISATION D'UNE POMPE KW ACCORDABLE ET DES MONSTRATIONS EXPERIMENTALES DE MELANGE A 4 ONDES POUR PLUSIEURS ARCHITECTURES DE FIBRES

L'architecture du système FOPA (sans le bras signal) est représenté ci-dessous (fig. 118). Afin d'extraire les composantes spectrales qui nous intéressent pour réaliser notre pompe nous avons placé un **WDM** en sortie de l'oscillateur dont la plage de **transmission** en longueur d'onde est comprise entre **1025 nm et 1040 nm**. Nous avons ensuite placé un dispositif de **filtrage accordable** en longueur d'onde avec une fonction transfert **gaussienne de 0.7 nm** à mi-hauteur⁶⁸ afin d'obtenir un spectre étroit. L'amplificateur est composé d'une diode de pompe monomode à 976 nm capable de délivrer jusqu'à 900 mW en puissance moyenne. Ces deux faisceaux sont injectés dans le cœur d'une fibre amplificatrice 10/125 dopée ytterbium. En sortie le signal amplifié est amené au WDM qui précède la fibre FOPA (qui n'est pas représentée fig.118). L'ensemble des composants utilisés sont à maintien de polarisation et utilisent des fibres de 10 µm de cœur.

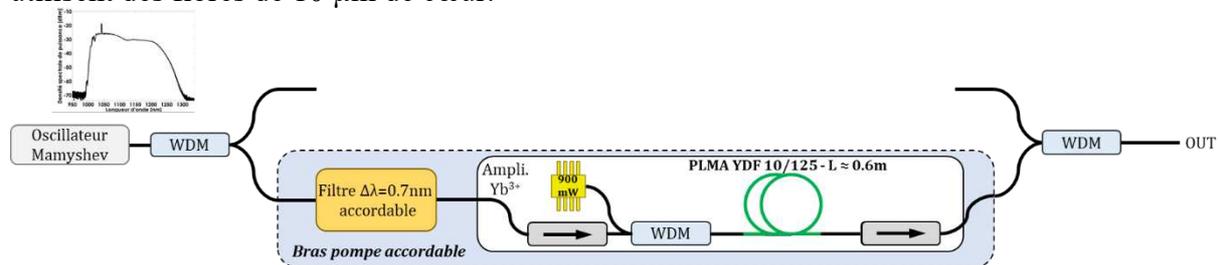


Figure 119 : Schéma du montage FOPA composé uniquement du bras de pompe

Les résultats obtenus avec cet amplificateur **injecté à 1030 nm** sont présentés sur la **figure 119**. L'énergie maximale obtenue est de **6.4 nJ** pour une durée d'impulsion de **2.1 ps** (en considérant l'impulsion gaussienne) ce qui équivaut à une puissance crête maximale d'environ 3 kW. Afin d'amorcer ces travaux sur le développement d'un système FOPA nous nous sommes fixés pour objectif de retrouver des résultats déjà présentés dans la littérature par des membres du laboratoire [8]. P. Morin et al montrent dans leurs travaux que pour obtenir des lobes d'instabilité supérieurs au niveau de bruit il est nécessaire de pomper aux environs de 1035 nm avec une **puissance crête** à minima de **500 W**. Cette condition limite de la puissance crête incidente est définie par l'aire effective du mode de la fibre (10 µm dans le cas de [8]).

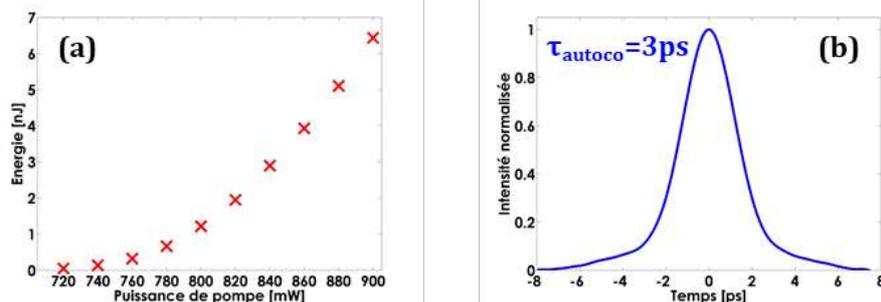


Figure 120 : Énergies (a) et trace d'autocorrélation (b) mesurées en sortie du WDM qui précède la fibre FOPA. La trace d'autocorrélation correspond au cas où l'énergie en sortie est de 6.4nJ.

Lors de la conception de notre système FOPA, nous avons veillé à réduire au minimum les longueurs de fibre. En effet à ces énergies / durées, les impulsions sont sensibles à l'automodulation de phase. Ce phénomène non-linéaire est ici considéré comme parasite

⁶⁸ En réalité il s'agit de deux filtres gaussiens accordable de 1nm de large placés en série. La combinaison des deux filtres gaussiens de 1nm induit un filtrage effectif théorique de 0.7nm.

puisque'il tend à élargir le spectre de la pompe or pour que l'accord de phase soit optimisé il est impératif de disposer d'un signal de pompe fin spectralement. Cependant malgré nos efforts (réduction de la longueur de fibre / fibre de 10 μm), l'automodulation de phase dégrade le spectre en sortie de l'amplificateur à partir d'une puissance de pompe de 820 mW (voir **fig. 120**).

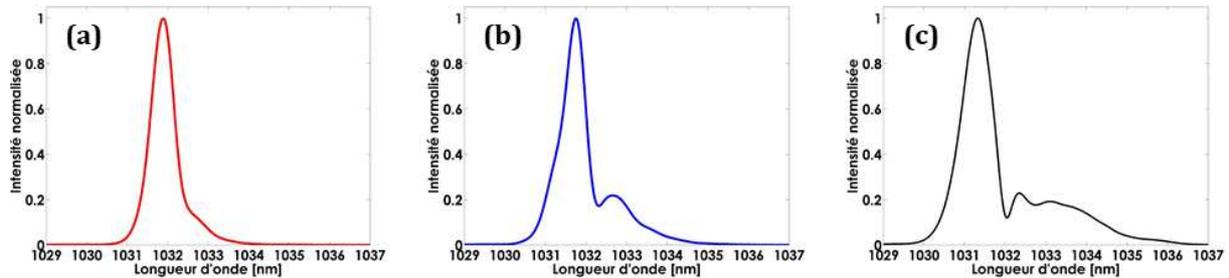


Figure 121 : Spectres de la pompe mesurés en sortie du WDM qui précède la fibre FOPA pour une puissance de pompe de 820mW (a), 860mW (b) et 900mW (c).

Il n'est pas possible de réduire la longueur de fibre au sein du montage car la soudeuse que j'ai utilisée (Fujikura 100P+) ne permet pas de souder deux composants entre eux si les longueur de fibres sont inférieures à 12.5 cm. Ainsi pour chaque soudure, la longueur de fibre minimale qui sépare deux composants est au minimum de 25 cm. De ce fait nous avons décidé de travailler en utilisant le signal délivré par la pompe lorsque la puissance de l'amplificateur est de 820 mW. Cela correspond à une **puissance crête d'environ 800 W** (2 nJ pour une durée à mi-hauteur de 2.4 ps⁶⁹). Cette puissance crête permettrait d'obtenir des lobes d'instabilité de modulation pour la fibre FOPA considérée.

Nous disposons à présent d'une pompe accordable de 1025 nm à 1040 nm capable de délivrer des impulsions relativement fines spectralement à une puissance crête avoisinant le kW. L'objectif est à présent d'injecter ce signal au sein de la fibre FOPA de la publication [8] afin d'obtenir des lobes d'instabilité de modulation.

3.1 Fibre microstructurée à bande interdite photonique (PhLAM)

La fibre FOPA utilisée est une fibre microstructurée toute solide composée de silice et d'inclusions de silice dopée au germanium (**fig. 121a**). **Cette fibre a été fabriquée par le laboratoire de PhLAM au sein de la plateforme FiberTech Lille** (Université de Lille). L'indice effectif de la silice dopée au germanium est plus élevé que celui de la silice pure. Dans ce cas, le cœur présente un indice plus faible que celui de la gaine. **Le mécanisme à l'origine du confinement de la lumière dans le cœur est donc celui de bande interdite photonique.** L'insert **fig. 121a** correspond à l'image du MFD de la fibre qui a un diamètre d'environ 10 μm .

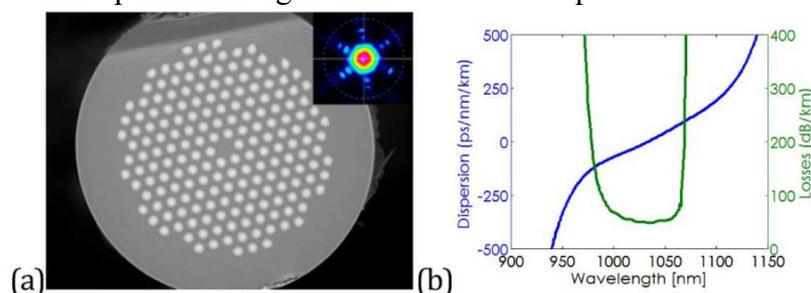


Figure 122 : Face de la fibre imagée au microscope à balayage électronique (a), mode fondamental de la fibre (insert a), courbes de la dispersion (bleu) et des pertes linéiques mesurées (vert) par le PhLAM (b) [8]

⁶⁹ Cette durée a été calculée à partir du spectre de l'impulsion considérée.

Le mode de la fibre diffère des modes fondamentaux gaussiens habituels et ressemble plutôt à un hexagone avec des rebonds aux extrémités. Cette géométrie singulière du mode correspond bien au mode fondamental de la fibre, il est caractéristique de ce type de fibres BIP. La figure 121b correspond aux pertes linéiques et à la dispersion de la fibre mesurées par le laboratoire PhLAM. La dispersion s'annule aux alentours de 1040 nm. Ce décalage important du zéro de dispersion (par rapport à la silice) est principalement dû à l'effet BIP.

L'ensemble du dispositif de pompe est à maintien de polarisation cependant ce n'est pas le cas de cette fibre FOPA. Même si cette dernière n'est pas à maintien de polarisation il existe malgré tout une biréfringence résiduelle due aux défaut de fabrication à laquelle peut s'ajouter une biréfringence induite par contraintes lorsque la fibre est lovée. Pour maximiser l'accord de phase et ainsi l'amplification paramétrique, il est impératif d'injecter le faisceau pompe selon l'un des deux axes propres de polarisation de la fibre FOPA. Pour cela, **nous avons soudé en sortie du WDM un court tronçon de fibre monomode 10 µm.** En plaçant cette fibre standard dans un **contrôleur de polarisation**, il devient possible d'ajuster la direction de la polarisation linéaire qui sera injectée dans la fibre microstructurée FOPA.. Afin de disposer d'un système robuste, nous avons dû développer un procédé de soudure entre ces deux fibres..

Le dispositif de soudure entre la fibre monomode et la fibre BIP est présenté ci-dessous (**fig .122**). Un signal de faible puissance moyenne est injecté dans la fibre monomode et transmis vers la fibre FOPA. Une caméra couplée à un objectif permet de visualiser la lumière transmise par la fibre microstructurée. En effet **les plots de silice dopée au germanium qui constituent le réseau d'indice de la gaine** de la fibre FOPA ont un indice de réfraction plus élevé que la silice pure. Si l'injection du signal en amont n'est pas parfaitement concentrée dans le cœur, ces derniers **sont capables de guider la lumière par une succession de réflexions totales internes**. La lumière guidée par les inclusions n'est pas confinée dans le cœur de la fibre et par conséquent elle ne sera pas utile pour le processus de mélange à 4 ondes. Notre dispositif d'imagerie permet ainsi de vérifier qu'avant (au moment de l'alignement) et après la soudure (la chauffe pouvant modifier la répartition de la lumière), la lumière transmise par la fibre monomode est bien injectée et confinée dans le cœur de la fibre microstructurée

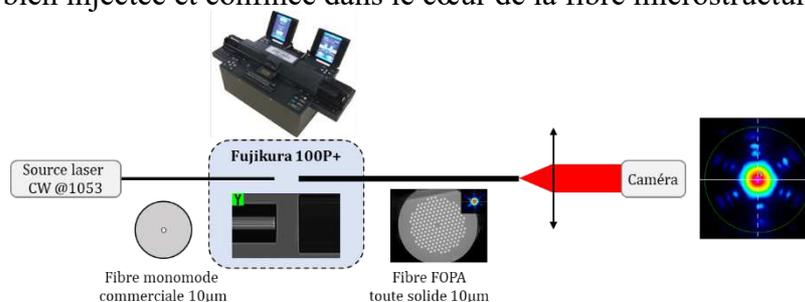


Figure 123 : Schéma du montage d'un soudure en actif entre une fibre monomode et une fibre microstructurée BIP.

En raison de l'architecture toute solide de la fibre FOPA la soudure ne présente pas de complexité particulière (pas de fermeture de trou d'air). Après soudure, la lumière est bien confinée dans le cœur, les pertes à la soudure sont estimées à environ 0.3 dB. Le procédé présente une excellente répétabilité d'une soudure à l'autre et l'épissure est mécaniquement solide.

Une fois les fibres soudées, la pompe accordable est injectée dans la fibre **FOPA** (longueur de fibre 10 m). Des lobes sont générés en injectant une pompe centrée en 1035.5 nm de 2 nJ (**fig. 123**). Autour de 1041 nm un lobe semble se former. **L'efficacité du processus non-linéaire dépend du réglage du contrôleur de polarisation.** Les courbes **bleue** et **rouge** correspondent aux spectres obtenus en sortie de la fibre FOPA injectée par le même signal de pompe (énergie, longueur de pompe incidente) pour deux configurations du contrôleur de polarisation différentes. La dépendance à la polarisation incidente de l'amplitude de la

composante spectrale en 1041 nm prouve qu'il s'agit bien là d'un lobe d'instabilité de modulation. **La pompe (courbe noire fig. 123) n'est pas filtrée en sortie de l'amplificateur**, par conséquent de l'ASE est injectée (sur une largeur spectrale de 1025 nm et 1040 nm car le WDM filtre le reste de l'ASE) dans la fibre microstructurée. De ce fait, le second lobe généré à une longueur d'onde inférieure à celle de la pompe n'est pas visible car il est noyé sous le bruit.

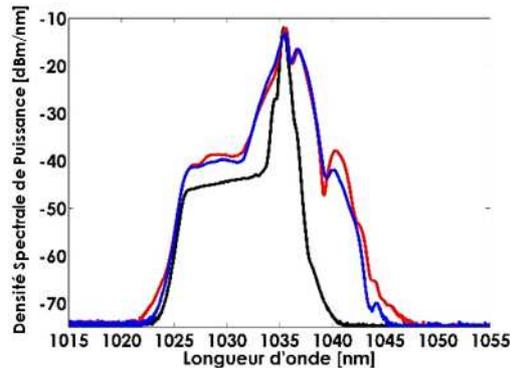


Figure 124 : Spectres en sortie de la fibre BIP pour deux configurations différentes du contrôleur de polarisation (bleu et rouge). La fibre est injectée par un signal de pompe centré en 1035.5 nm de 2 nJ (noire)

Ces premiers résultats nous ont permis de valider notre bras de pompe accordable. Celui-ci délivre un signal dont la puissance crête est suffisante afin de générer du mélange à 4 ondes dans une fibre FOPA au MFD de 10 μm . **La fibre présentée ici fonctionne parfaitement cependant elle n'est pas à maintien de polarisation.** Le caractère à maintien PM du pilote est essentiel pour la suite de la chaîne amplificatrice de l'installation LMJ-PETAL. Par conséquent, nos travaux doivent également respecter ce critère afin d'apporter une preuve de faisabilité crédible. C'est pourquoi le laboratoire du PhLAM a développé une nouvelle fibre FOPA à maintien de polarisation.

3.2 Fibre microstructurée hybride à maintien de polarisation (PhLAM)

La fibre microstructurée toute solide présentée précédemment admet une symétrie C_{6v} (symétrie de réflexion plus une symétrie de rotation de $2\pi/6$) si bien qu'elle ne peut présenter d'axes de biréfringence privilégiés.

Afin d'induire une biréfringence suffisante il est nécessaire d'abandonner cette symétrie. C'est pourquoi la nouvelle fibre fabriquée par le laboratoire du PhLAM, représentée ci-après (fig. 124), est composée d'une gaine microstructurée air-silice sur un maillage hexagonale à l'exception d'une ligne d'inclusions de silice dopée au germanium (sur l'axe horizontal de la photo fig. 124a).

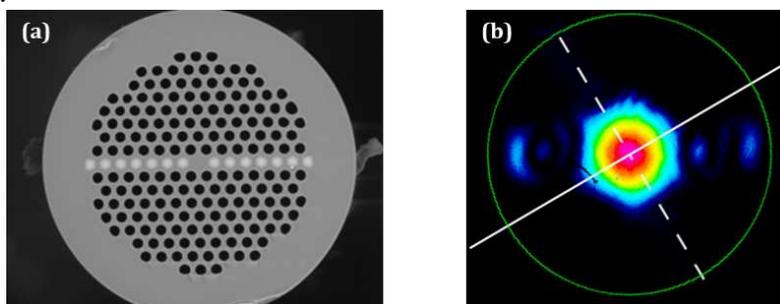


Figure 125 : photo prise au microscope à balayage électronique de la face de la fibre microstructurée hybride fabriquée par le PhLAM (a) et image l'image de son mode fondamental mesuré au laboratoire (b).

Cette ligne d'inclusions de haut indice permet de générer une biréfringence induite par contrainte suffisante dans le cœur de la fibre. **L'hétérogénéité des inclusions de la gaine est à**

l'origine du caractère hybride de la fibre. En effet, la lumière est guidée par l'effet BIP le long de la ligne d'inclusion de silice dopée au germanium et dans les autres directions par RTIM (trous d'air). Cette nouvelle architecture permet, d'après les simulations du PhLAM, d'obtenir un guide monomode avec un MFD de $10\ \mu\text{m}$ à caractère PM et avec un zéro de dispersion aux alentours de $1030\ \text{nm}$.

En raison de la grande proportion de trous d'air dans la gaine, cette fibre n'est pas évidente à souder correctement. **Lors de la fusion les trous d'air ont tendance à se refermer.** Une fois que ces trous d'air disparaissent **le confinement de la lumière par RTIM n'est plus effectif et la lumière se disperse dans la gaine.** Sur la figure 125 sont représentées les fibres avant et après soudure (fig. 125a) ainsi que l'image du signal en sortie de la fibre microstructurée après soudure (fig. 125b). On remarque que la fibre microstructurée est sévèrement déformée suite à la soudure. Sur l'acquisition faite à la caméra la lumière fuit dans la gaine. Celle-ci est guidée par RTI dans les inclusions de silice dopée en germanium. On comprend alors ici l'intérêt de ne pas se contenter seulement de mesurer la puissance en sortie de la fibre avant et après soudure pour en évaluer la qualité mais de faire l'image en sortie du système avant et après soudure. La lumière qui n'est pas confinée dans le cœur est quand même guidée par les inclusions et par conséquent une mesure de puissance seule ne permet pas d'évaluer la qualité de la soudure.

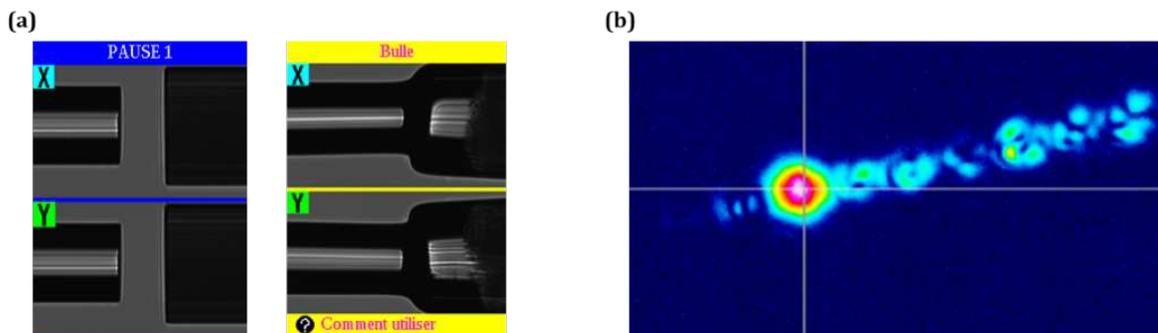


Figure 126 : fibres avant (à gauche) et après soudure (à droite), la fibre de gauche est une fibre PM $10\ \mu\text{m}$ commerciale et celle de droite est la fibre microstructurée hybride (a). Image du signal en sortie de la fibre microstructurée après soudure (b).

En jouant sur les paramètres de la soudeuse (puissance, durée et position relative aux fibres de l'arc électrique de fusion) nous avons réussi à obtenir un procédé correct avec un bon taux de répétabilité (fig. 126). Les pertes d'injection sont de l'ordre de $0.5\ \text{dB}$, la lumière reste confinée dans le cœur cependant l'épaisseur est relativement fragile en raison de la faible zone de fusion (quelques dizaines de micromètres).

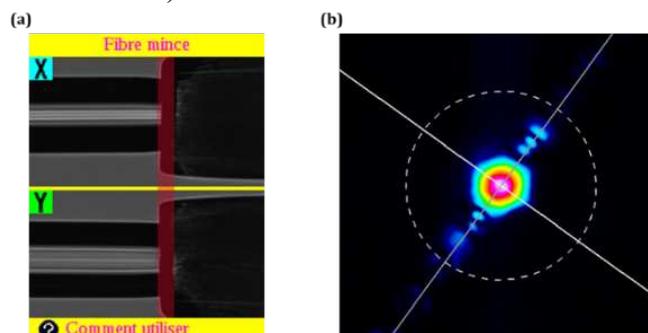


Figure 127 : Fibres après soudure, la zone de fusion est surlignée en rouge (a). Image du signal en sortie de la fibre microstructurée après soudure (b).

Une fois la fibre hybride soudée au système FOPA nous n'avons pas réussi à générer de lobes et ce en utilisant 10m de fibre hybride et en balayant l'ensemble des longueurs d'onde disponibles avec la pompe accordable. Sur la figure 127 sont présentés les spectres obtenus en

Perspectives d'améliorations du contraste

sortie de la fibre hybride pour différentes puissances crêtes de pompe à une longueur d'onde de 1035nm. Aux pieds de la pompe le bruit de fond augmente en fonction de la puissance crête incidente.

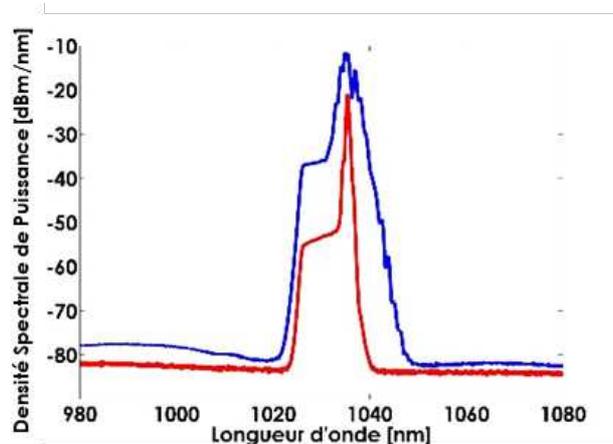


Figure 128 : Spectre du signal délivré en sortie 10 m de fibre hybride injectée par une pompe centrée à 1035 nm et d'une puissance crête de 800 W (rouge) et 1200 W (bleue).

Nous pensons qu'il s'agit des lobes d'instabilité de modulations générés par la pompe. La faible amplitude et l'importante largeur spectrale de ces derniers nous amènent à penser que le zéro de dispersion fluctue au cours de la longueur de fibre. Lors de la fabrication de ces fibres microstructurées, les paramètres de tirage doivent être contrôlés avec une grande précision car les moindres variations se répercutent sur la géométrie de la fibre et par conséquent changent ses propriétés physiques. Il est donc fort probable que la fibre ne soit pas suffisamment homogène sur le tronçon de 10 m. Les variations de la taille du cœur, des trous et des inclusions de haut indice induisent un décalage longitudinal du zéro de dispersion. Dans ces conditions il n'est pas possible de réaliser un accord de phase efficace et de générer les lobes de manière efficace. Les longueurs d'ondes (de faible amplitude) générées de part et d'autre de la pompe sur une importante largeur spectrale seraient le fruit de plusieurs accords de phases consécutifs, obtenus au cours de la propagation de la pompe le long de fibre.

En attendant un nouveau tirage de fibre du PhLAM, nous nous sommes tournés vers une solution industrielle.

3.3 Fibre microstructurée à maintien de polarisation commerciale (NKT Photonics)

La fibre que nous avons choisi d'utiliser correspond au modèle **SC-5.0-1040-PM** de la société **NKT Photonics** (**fig. 128a**). Il s'agit d'une fibre microstructurée, comme le témoigne la présence du réseau de trous d'air qui entourent le cœur. Le confinement de la lumière est donc assuré par RTIM. Les barreaux de contraintes (en silice dopée bore) disposés de part et d'autre du réseau de trous d'air sont à l'origine du caractère PM de la fibre.

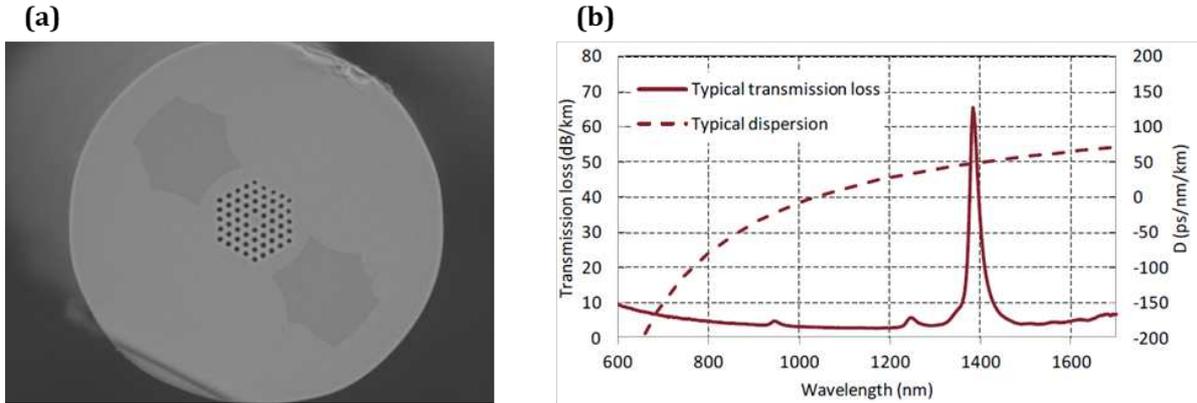


Figure 129 : Face de la fibre NKT imagée au microscope à balayage électronique (a), courbes de transmission et dispersion typiques de la fibre NKT tirés de la datasheet (b)

L'évolution typique de la dispersion en fonction de la longueur d'onde est également renseignée par le fabricant (**fig. 128b**). Celle-ci représente la dispersion D^{70} exprimé en ps/nm/km, reliée à β_2 par l'égalité suivante :

$$\beta_2 = - \left(\frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \right) D \quad \text{Eq. 91}$$

Pour vérifier la condition d'accord de phase nous avons besoin d'opérer en régime de dispersion anormale. NKT Photonics annonce un zéro de la dispersion D en 1040 ± 15 nm sans possibilité de définir en avance la longueur d'onde à laquelle la dispersion s'annule. Le MFD de la fibre est de 4.3 ± 0.2 μm avec un profil quasi gaussien. Dans le cas de deux fibres monomodes dont les modes fondamentaux sont approximés par des profils gaussiens de rayon (à $1/e^2$) ω_1 et ω_2 , l'expression du taux de couplage peut s'exprimer comme [14] :

$$\eta = \left(\frac{2\omega_1\omega_2}{\omega_1^2 + \omega_2^2} \right)^2 \quad \text{Eq. 92}$$

Le taux couplage obtenu avec une fibre au MFD gaussien de 10 μm est approximativement de 50% ($MFD_{10\mu\text{m}}/MFD_{NKT} \approx 2.3$). Ainsi seulement 50% de la puissance crête délivrée par la pompe accordable sera injecté dans cette fibre NKT (**fig. 129**).

⁷⁰ Ce coefficient est aussi désigné par le terme de Dispersion.

Perspectives d'améliorations du contraste

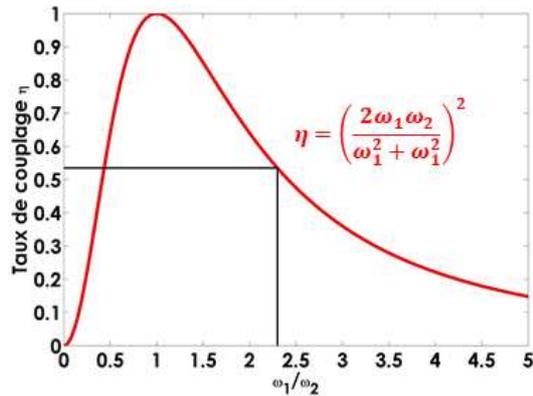


Figure 130 : Évolution du taux de couplage en fonction du rapport entre deux modes gaussiens ω_1 et ω_2

En prévision de la position du zéro de dispersion (1040 ± 15 nm) nous avons changé l'architecture de la pompe accordable car les WDM placés en entrée et en sortie du dispositif limitent l'accordabilité de la pompe de 1025 nm à 1040 nm. Le premier WDM a été remplacé par un coupleur 90/10⁷¹ et le WDM de sortie a été retiré. Les performances obtenues en terme d'énergie sont similaires à l'ancienne configuration (fig. 130a). Faute de filtre supplémentaire l'ASE n'est toujours pas filtrée en sortie de l'amplificateur (fig. 130b).

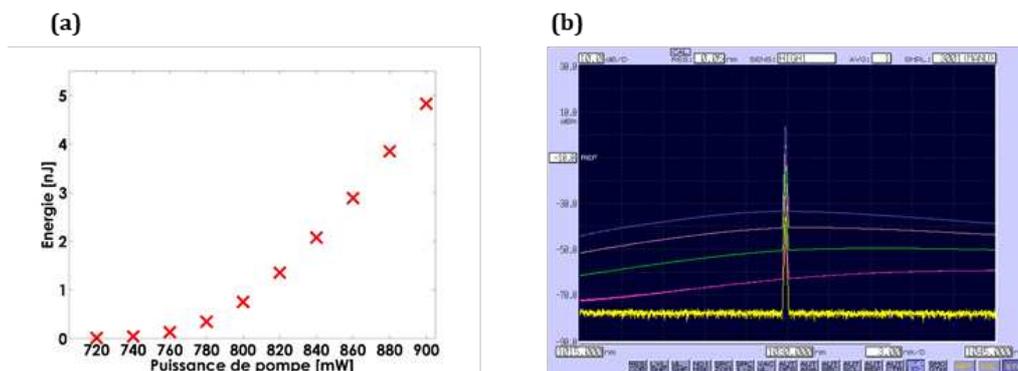


Figure 131 : Évolution de l'énergie en fonction de la puissance de pompe de l'amplificateur à 1030nm (a) et spectres en sortie de l'amplificateur pour différentes puissances de pompe (b)

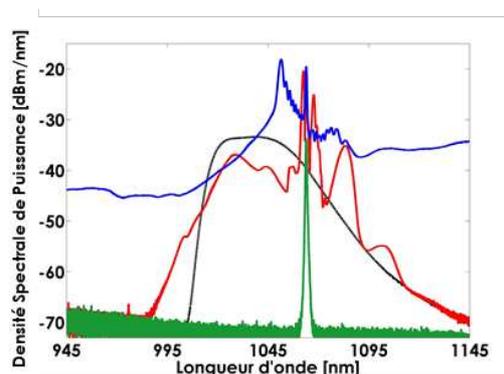


Figure 132 : Spectres du signal de pompe injecté dans la fibre NKT pour être amplifié (vert), spectres en sortie de 10 m de fibre NKT pour une impulsion pompe de 2 nJ (rouge) et 5 nJ (bleu). La courbe typique d'ASE de l'amplificateur est tracée en noir.

La soudure de la fibre NKT se fait sans difficulté en raison de la faible proportion de trous d'air par rapport à la proportion de silice. En balayant les longueur d'onde disponibles par

⁷¹ 90% de l'énergie en sortie de l'oscillateur est transmise vers le bras de pompe.

la pompe accordable on en déduit que le zéro de dispersion est aux alentours de 1060 nm. **Nous obtenons alors un spectre en sortie composé d'une bosse d'ASE** sous laquelle se trouve un lobe aux alentours de 1045 nm (**fig. 131**). **Le lobe complémentaire est quant à lui bien visible et se situe en 1082 nm**. En raison de la forte sensibilité de la fibre aux effets non-linéaires lorsque la puissance de pompe augmente, la fibre génère un supercontinuum (**fig. 131**) ce qui limite considérablement l'intérêt de cette fibre pour la réalisation de notre système.

Pour conclure cette fibre est intéressante pour une première démonstration de concept d'un système **FOPA** picoseconde entièrement fibré conçu à partir d'un oscillateur Mamyshev. Cependant la faible taille du cœur réduit très vite les possibilités d'amplification du signal en raison de la génération de supercontinuum pour des énergies de pompe de quelques nanojoules.

4 CONCLUSION

Le développement d'un système FOPA picoseconde entièrement fibré à partir d'un oscillateur Mamyshev est envisageable. Les principales difficultés se situent au niveau de la pompe accordable et de la fibre utilisée comme milieu non-linéaire.

A travers ces travaux nous avons vu que pour **développer une pompe efficace** qui délivre des impulsions **kW il est impératif de limiter la longueur de fibre** en sortie de l'amplificateur. En effet l'automodulation de phase conduit à un élargissement spectral du signal de pompe ce qui réduit par la suite l'efficacité du processus non-linéaire. Pour cela une soudeuse Fujikura 100P+ ne suffit pas, il faut alors envisager de se tourner vers un autre modèle de soudeuse capable de fonctionner avec des longueurs de fibres plus faibles.

Les tests effectués sur les différentes fibres FOPA ont souligné **l'importance de la position du zéro de dispersion**. En effet, en raison des bandes de transmission des WDM l'accordabilité de la pompe est limitée, les longueurs d'onde de pompe accessibles sont comprises entre 1025 nm à 1040 nm. De ce fait il est nécessaire d'avoir à disposition une fibre FOPA dont le zéro de dispersion se situe dans cet intervalle pour la génération de lobes d'instabilités de modulations. Cependant la réalisation d'une fibre microstructurée n'est pas sans difficulté en raison de la complexité du tirage. **La taille du MFD de la fibre FOPA est également un facteur à prendre en compte**. Nous avons vu que lorsque celui-ci est trop faible, il devient très sensible aux phénomènes non-linéaires ce qui ne conduit plus à un transfert de l'énergie de la pompe vers deux plages spectrales définies (lobes) mais à la génération d'un supercontinuum. **Pour réaliser notre système FOPA picoseconde il faut donc utiliser une fibre avec un MFD de l'ordre de 10 μm .**

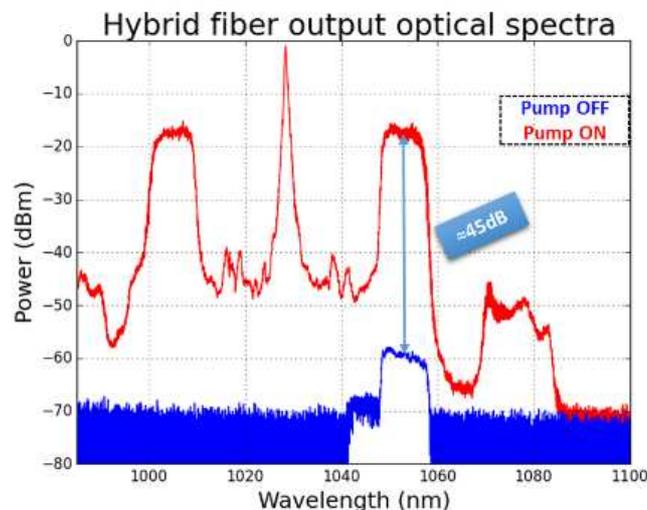


Figure 133 : signal centré en 1053 nm en sortie de 10 m de fibre hybride avant (bleu) et après (rouge) amplification FOPA. Le gain paramétrique est d'environ 45 dB [15].

Pour conclure, la première fibre que nous avons utilisée (fibre BIP toute solide) est parfaite sur le plan MFD et zéro de dispersion cependant **elle ne présente pas de caractère PM**. Le PhLAM a développé une nouvelle architecture de **fibre hybride** afin d'ajouter cette propriété du maintien de polarisation à la fibre FOPA cependant celle que nous avons n'était pas suffisamment homogène pour avoir un zéro de dispersion quasi constant sur la longueur d'interaction. Dans le cadre d'un autre projet nécessitant d'amplifier un signal à 1053 nm dans une fibre optique par un processus de mélange à 4 ondes, le PhLAM a effectué de nombreux tirages pour finalement obtenir une fibre **FOPA PM avec un MFD de 10 μm fonctionnelle**. Léa Lafargue qui est en thèse dans le même laboratoire a caractérisé cette fibre. En plus d'avoir mesuré une valeur du PER de 18 dB, elle a réussi à obtenir des lobes d'instabilité de

modulations (dont un centré en 1053 nm d'environ 10 nm de large à mi-hauteur) en injectant une pompe nanoseconde centrée à 1030 nm d'une puissance crête d'environ 1 kW (**fig. 132**). Le gain paramétrique obtenu pour une longueur de fibre FOPA de 10m est de 45 dB. **Ces résultats ont été présentés par Léa au GDR ELIOS de 2021 et un article à ce sujet est en cours de rédaction.** Cette fibre pourrait également être utilisée dans un système Mamyshev FOPA picoseconde, le gain paramétrique de 45 dB conduirait à une amélioration potentielle du contraste d'un facteur 30 000.

5 BIBLIOGRAPHIE

- [1] A. Zhidkov, A. Sasaki, T. Utsumi, I. Fukumoto I, T. Tajima, F. Saito, Y. Hironaka, K. G. Nakamura, K. Kondo, and M. Yoshida, "**Prepulse effects on the interaction of intense femtosecond laser pulses with high-Z solids**," Phys. Rev. E Stat. Phys. Plasmas Fluids Relat. Interdiscip. Topics 62(5 5 Pt B), 7232–7240 (2000).
- [2] J. Itatani, J. Faure, M. Nantel, G. Mourou, and S. Watanabe, "Suppression of the amplified spontaneous emission in chirped-pulse-amplification lasers by clean high-energy seed-pulse injection," Opt. Commun. 148(1–3), 70–74 (1998).
- [3] G. I. Petrov, O. Albert, J. Etchepare, and S. M. Satiel, "**Cross-polarized wave generation by effective cubic nonlinear optical interaction**," Opt. Lett. 26(6), 355–357 (2001).
- [4] M. P. Kalashnikov, E. Risse, H. Schönengel, and W. Sandner, "**Double chirped-pulse-amplification laser: a way to clean pulses temporally**," Opt. Lett. 30(8), 923–925 (2005)
- [5] I. N. Ross, P. Matousek, G. H. C. New, and K. Osvay, "**Analysis and optimization of optical parametric chirped pulse amplification**," J. Opt. Soc. Am. B 19(12), 2945–2956 (2002).
- [6] C. Dorrer, I. A. Begishev, A. V. Okishev, and J. D. Zuegel, "**High-contrast optical-parametric amplifier as a front end of high-power laser systems**," Opt. Lett. 32, 2143–2145 (2007)
- [7] Yansui Huang, Chunmei Zhang, Yi Xu, Dongxue Li, Yuxin Leng, Ruxin Li, and Zhizhan Xu, "**Ultrashort pulse temporal contrast enhancement based on noncollinear optical-parametric amplification**," Opt. Lett. 36, 781–783 (2011)
- [8] Philippe Morin, Jerome Dubertrand, Patrick Beauré d'Augères, Yves Quiquempois, Geraud Bouwmans, Arnaud Mussot, and Emmanuel Hugonnot, " **μ J-level Raman-assisted fiber optical parametric chirped-pulse amplification**," Opt. Lett. 43, 4683–4686 (2018)
- [9] T. A. Birks, J. C. Knight, and P. St. J. Russell, "**Endlessly single-mode photonic crystal fiber**" Opt. Lett. 22, 961–963 (1997)
- [10] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, and J. P. de Sandro, "**Properties of photonic crystal fiber and the effective index model**" J. Opt. Soc. Am. A 15, 748–752 (1998)
- [11] Gilles Renversez, Frédéric Bordas, and Boris T. Kuhlmey, "Second mode transition in microstructured optical fibers: determination of the critical geometrical parameter and study of the matrix refractive index and effects of cladding size" Opt. Lett. 30, 1264–1266 (2005)
- [12] Marek Napierała, Tomasz Nasiłowski, Elżbieta Beres-Pawlik, Francis Berghmans, Jan Wójcik, and Hugo Thienpont, "**Extremely large-mode-area photonic crystal fibre with low bending loss**" Opt. Express 18, 15408–15418 (2010)
- [13] V. Pureur, "Modélisation et caractérisation de fibres à guidage par bandes interdites photoniques à coeur solide", Université de Lille (2009)
- [14] D. Marcuse "**Loss-analysis of single-mode fiber splices**", The Bell system technical journal, p. 703–718 (1977).
- [15] L. Lafargue, F. Scol, O. Vanvincq, G. Bouwmans and E. Hugonnot, "High energy, all polarization maintaining fiber optical parametric chirped pulse amplification at 1053nm", GDR ELIOS, oct. 2021

Conclusion générale

Pour rappel, l'objectif de ces travaux de thèse est de savoir s'il est possible d'utiliser un oscillateur à blocage de modes fibré basé sur une architecture Mamyshev pour remplacer l'oscillateur Ti :Sa à lentille de Kerr en espace libre utilisé dans le pilote de l'installation PETAL, dans le cadre du développement d'une nouvelle génération de pilotes laser fibrés. Pour cela, nous avons procédé en trois étapes :

- **Réalisation d'un prototype** d'oscillateur Mamyshev entièrement fibré en vue d'une série d'études expérimentales afin de se familiariser avec cette nouvelle technologie.
- **Optimisation du prototype et caractérisation des performances** de la source pour aboutir vers une preuve de concept d'un oscillateur Mamyshev compatible avec les besoins de CEA.
- Proposition d'une extension fibrée de l'oscillateur à destination d'une **amélioration du contraste temporel** du signal

1 SYNTHÈSE DU MANUSCRIT ET DES RÉSULTATS OBTENUS :

Le principal sujet de cette thèse concerne un oscillateur à blocage de modes fibré à forte énergie par impulsion. De ce fait, nous avons explicité dans un premier temps un cas particulier d'émission laser obtenu lorsqu'une relation de phase est établie entre la majorité des différents modes longitudinaux de la cavité : le régime de blocage de modes. Ce régime impulsionnel peut être obtenu par une modulation active ou passive des pertes intracavité et permet de générer des impulsions ultra-courtes dans la gamme femtoseconde.

Ensuite, nous avons présenté le mécanisme de guidage de la lumière à travers une fibre optique par réflexion totale interne. Cette deuxième partie nous a permis de faire le lien entre l'architecture d'une fibre et ses propriétés physiques. Même si les fibres utilisées sont dites « classiques » les possibilités qu'elles offrent n'en restent pas moins diversifiées. Dans le cas de ces travaux nous avons utilisé des fibres monomodes passives à maintien de polarisation et des fibres monomodes double gaine actives dopées aux ions ytterbium pour transporter et amplifier le signal.

Enfin, les fortes énergies par impulsions combinées aux tailles micrométriques des cœurs des fibres utilisées font que les intensités mises en jeu sont suffisamment élevées pour induire des effets d'optique non-linéaire. Ces effets tendent à modifier le profil temporel et spectral de l'impulsion lors de sa propagation. Nous portons une attention particulière sur le phénomène d'automodulation phase qui résulte de la variation de l'indice de réfraction du milieu en présence d'un champ électrique intense et qui induit un élargissement du spectre de l'impulsion. L'indice de réfraction du milieu admet également une dépendance spectrale ce qui donne lieu à de la dispersion chromatique β_n qui induit une déformation temporelle de l'impulsion. **Ce premier chapitre définit les notions essentielles à la compréhension de ce manuscrit.**

Le chapitre suivant commence par faire la présentation de l'installation PETAL ainsi que celle du contexte dans lequel s'inscrivent les travaux présentés dans ce document. Comme nous l'avons énoncé en préambule de cette conclusion générale : il s'agit ici de démontrer la faisabilité d'un oscillateur entièrement fibré compatible avec les besoins de l'installation PETAL dans le cadre du développement d'une nouvelle génération de pilotes lasers fibrés plus compactes, plus robustes et plus faciles d'intégration qu'une architecture en espace libre.

Conclusion générale

Par la suite, nous avons dressé un état de l'art des technologies fibrées à blocage de modes en prenant soin de décrire les différents régimes de propagation des impulsions (soliton fondamental, soliton à dispersion contrôlée, soliton dissipatif et similariton) ainsi que les architectures de cavité mises en place pour instaurer un régime de blocage de modes passif (absorbant saturable réel (SESAM) ou virtuel (NOLM, NALM et RNLP)). Nous retenons deux éléments majeurs. Premièrement, l'énergie par impulsion est limitée par la phase non-linéaire accumulée par l'impulsion (jusqu'à 10π). Deuxièmement, les absorbants saturables reposent sur une réponse non-linéaire de la transmission du signal. **Ces technologies sont capables, au mieux, de délivrer des impulsions de 5 nJ à 20 nJ pour des durées comprises entre 200 fs et 50 fs aux alentours de 1 μm .**

Enfin, nous avons présenté ces sources fibrées de nouvelle génération appelées oscillateurs Mamyshev qui, par un absorbant saturable virtuel basé sur un double filtrage spectral intracavité, favorise le régime de blocage de modes passif au détriment du régime multimode libre. Cette architecture ingénieuse tire parti de l'automodulation de phase (élargissement spectral) afin d'introduire une transmission intracavité dépendant de l'intensité pour moduler les pertes du régime continu. Ces systèmes, conçus pour fonctionner en régime fortement non-linéaire sont capables de supporter une phase non-linéaire jusqu'à 60π (démontré expérimentalement). De ce fait, **les impulsions générées par ces oscillateurs Mamyshev sont plus énergétiques que celles obtenues avec les autres technologies fibrées et atteignent couramment les 30 nJ à 50 nJ aux alentours de 1 μm . Le spectre généré par ces oscillateurs est très large ce qui permet de générer des impulsions ultra-courtes <50 fs.**

Le troisième chapitre est composé de deux parties. Dans un premier temps, nous avons développé un prototype d'un oscillateur Mamyshev entièrement fibré à 1 μm . Celui-ci nous a permis de réaliser une série d'études paramétriques afin de nous familiariser avec cette nouvelle technologie. Nous avons vu que cette source laser présente une grande diversité de dynamiques impulsionnelles. Deux des régimes impulsionnels possibles ont retenu notre attention :

- Le **régime de blocage de mode fondamental** : une seule impulsion oscille intracavité. La période entre deux impulsions est alors donnée par la durée d'un tour de cavité : $\Delta T = nL/c$
- Le **régime harmonique de blocage de modes** : N impulsions oscillent intracavité sans interférer entre-elles et de manière organisée. La période des impulsions est alors donnée par : $\Delta T = nL/Nc$

Suite à ces études paramétriques, nous avons appris que le gain et l'écart spectral entre les deux filtres sont deux points clés pour obtenir un régime impulsionnel stable. Ces résultats expérimentaux rejoignent ceux obtenus avec une simulation numérique présentée dans la littérature par J. Zeludevicius et al [1]. De plus, nous sommes parvenus à favoriser un régime de blocage de modes plutôt qu'un autre (fondamental/harmonique) en jouant sur le taux de couplage de la cavité. Une forte extraction de l'énergie hors de la cavité favorise un fonctionnement en régime fondamental. A l'inverse (forte réinjection de l'énergie intracavité), ce sont les régimes harmoniques qui sont une solution stable. Grâce à ces observations, nous avons réussi à obtenir des impulsions de **25 nJ en régime fondamental (7.7 MHz)** et une puissance moyenne de sortie de **1.3 W en régime harmonique (107.8 MHz)** à une longueur d'onde de 1 μm [2]. L'énergie par impulsion de l'oscillateur est limitée à 25 nJ pour chaque régime de blocage de modes. La transition d'un régime harmonique vers un harmonique plus élevée s'effectue en augmentant la puissance de pompe des amplificateurs et survient dès que l'énergie de l'impulsion en sortie atteint les 25 nJ.

Ce comportement remarquable nous a conduit à nous intéresser à l'origine de ces régimes harmoniques au sein de l'oscillateur. Olivier Vanvincq du laboratoire du PhLAM a développé un **modèle numérique** avec lequel nous avons retrouvé un **comportement similaire aux résultats expérimentaux**. Ces simulations nous ont permis de comprendre que les impulsions

supplémentaires observées en régime harmonique naissent des composantes spectrales transmises par la plage de recouvrement commune aux deux filtres. En effet, les filtres de la cavité ne sont pas parfaits et présentent une très faible transmission hors de leurs bandes passantes. Le gain des amplificateurs est suffisamment élevé pour amplifier ces composantes spectrales jusqu'à la création d'une impulsion supplémentaire. **Afin de repousser l'apparition des régimes harmoniques en vue d'augmenter l'énergie par impulsion en régime fondamental, il est nécessaire d'utiliser des filtres avec un meilleur taux d'extinction du signal hors de la bande passante.**

Grâce aux résultats obtenus à l'issue de ces études paramétriques, nous avons basculé du prototype d'un oscillateur Mamyshev vers la preuve de concept d'un oscillateur Mamyshev entièrement fibré compatible avec les besoins de l'installation PETAL qui sont :

- Une impulsion au profil spectral plat ou gaussien de 16 nm centré à 1053 nm contenant une énergie de 5 nJ
- La possibilité de recomprimer l'impulsion à sa durée limitée par transformée de Fourier sans piédestal (soit 100 fs pour le profil spectral considéré)
- Un oscillateur asservi à une cadence définie par l'horloge de l'installation LMJ-PETAL

En ajustant la longueur de fibre amplificatrice pour maximiser le gain en 1053 nm et en utilisant des filtres gaussiens avec des taux d'extinctions plus élevés que ceux utilisés précédemment, nous avons pu obtenir un oscillateur délivrant un signal de **47 nJ** sur une large plage spectrale **centrée en 1053 nm**. Le spectre est beaucoup plus large que nécessaire, néanmoins **la région spectrale utile pour l'installation PETAL ($\Delta\lambda = 16 \text{ nm @ } 1053 \text{ nm}$) présente de très faibles modulations et une énergie de 6 nJ ce qui répond au cahier des charges du CEA**. Malgré plusieurs tentatives, nous n'avons pas réussi à accroître l'énergie contenue dans cette plage spectrale et ceci à cause de l'automodulation de phase qui, au fur et à mesure que l'énergie de l'impulsion augmente induit un élargissement spectral de plus en plus prononcé si bien que la densité spectrale d'énergie (en nJ/nm) ne varie que très peu.

Les impulsions délivrées par l'oscillateur Mamyshev sont des impulsions à dérive de fréquence. Leur durée n'est ainsi plus définie par la limite de Fourier mais par le produit de la dispersion accumulée et de la largeur spectrale de l'impulsion. Pour une dispersion donnée, plus le spectre est large et plus la durée de l'impulsion est longue. A l'aide d'un filtre de 10 nm centré en 1053 nm et d'un compresseur à réseau en espace libre, nous avons réussi à recomprimer proprement (sans piédestal) le signal filtré à une durée $\tau = 276 \text{ fs} = 1.7 \times \tau_{TF}$. **Ce résultat est encourageant et nous laisse à penser qu'il est possible, avec un compresseur optimal, de recomprimer proprement l'impulsion sur la zone spectrale d'intérêt en raison de la planéité du spectre**. Nous nous sommes également intéressés à la recompression de l'impulsion sur la totalité de la plage spectrale. Cette fois-ci l'impulsion post-compression (54 fs) présente sur sa trace d'autocorrélation un piédestal picoseconde dû à une compensation insuffisante des termes de phases accumulés par l'impulsion. En comparant ce résultat avec la littérature, nous nous sommes rendus compte que d'autres équipes de recherche ont eu la même difficulté lors de leur tentative de recompression. Il semblerait que le large spectre ainsi que les termes de phases accumulés (β_2 , β_3 et φ_{NL}) au cours de la propagation, font que l'impulsion à dérive de fréquence nécessite une recompression plus rigoureuse afin d'obtenir des impulsions femtosecondes avec un bon contraste temporel.

Enfin, nous terminons ce chapitre par la présentation d'un dispositif d'auto-démarrage de l'oscillateur. En effet, dès que les diodes de pompe sont en marche l'oscillateur ne fonctionne pas en régime de blocage de modes mais comme une source d'ASE. Afin de basculer du régime d'émission spontanée vers un régime impulsif, il est nécessaire d'induire une perturbation intracavité afin de générer les premières impulsions qui conduiront à un régime de blocage de modes. Il est possible de jouer sur la fenêtre de transmission commune aux deux filtres pour obtenir un régime multimode libre bruité. En modulant le courant de la diode de pompe

Conclusion générale

principale, il est possible de basculer du régime continu vers un régime multi-impulsionnel. Pour induire une relation de phase entre les modes, il suffit d'augmenter l'écart spectral entre les deux filtres afin de favoriser un régime de blocage de modes fondamental. **Ce système de démarrage est très satisfaisant puisqu'il offre un excellent taux de reproductibilité et permet de conserver une architecture entièrement fibrée.** De plus, il ne présente pas de complexité particulière et pourrait facilement être automatisé afin de simplifier la procédure de démarrage qui pour l'heure actuelle reste manuelle.

Afin de valider le dernier point du cahier des charges du CEA, nous avons quantifié au cours du chapitre 4, la gigue temporelle de l'oscillateur. Pour que cette source soit utilisée sur une installation laser synchronisée, il est impératif qu'elle puisse être asservie en cadence. L'asservissement de la cavité est possible dans la mesure où la gigue temporelle n'est pas trop élevée pour être rattrapée par l'électronique. En collaboration avec Giorgio Santarelli du laboratoire LP2N, nous avons quantifié le bruit d'amplitude (stabilité en énergie d'une impulsion à l'autre) ainsi que le bruit de phase (gigue temporelle) de l'oscillateur [3]. Les résultats obtenus montrent que l'oscillateur présente de faibles fluctuations en énergie du train d'impulsions. Ces sources fibrées, où l'automodulation de phase est omniprésente et dont les amplificateurs fonctionnent en régime petit signal (production d'ASE), admettent une gigue temporelle plus élevée (deux ordres de grandeur) que les standards des autres technologies de laser à blocage de modes fibrés. **Néanmoins, ces fluctuations de la période du train d'impulsions restent dans la gamme de correction possible via un système d'asservissement en phase. Ainsi, cet oscillateur pourrait également répondre aux besoins du CEA sur ce point.** Au cours de cette étude, nous avons également relevé que la gigue temporelle a tendance à se dégrader fortement à partir d'une certaine valeur de transmission au niveau de la fenêtre spectrale commune aux deux filtres. Ces résultats soulignent une fois de plus le rôle clé des points de filtrages intracavité au niveau de la stabilité du régime impulsionnel.

2 AXES D'AMÉLIORATION ET CONTINUITÉ DU PROJET :

L'ensemble de ces travaux nous permettent de conclure que cette source à blocage de modes fibrée de nouvelle génération pourrait remplacer l'oscillateur $Ti :Sa$ en espace libre dans le cadre du développement de nouveaux pilotes fibrés de l'installation PETAL.

Néanmoins, il reste du travail à réaliser en laboratoire avant de voir un jour un oscillateur Mamyshev sur l'installation PETAL. Il est nécessaire de retravailler sur la recompression en démontrant expérimentalement qu'il est possible d'obtenir, à partir d'un filtrage spectral de 16 nm centré à 1053 nm du signal délivré par l'oscillateur, une impulsion de 100 fs avec un contraste satisfaisant.

L'automatisation du déclenchement du régime de blocage de modes au démarrage de l'oscillateur doit également être mise en place afin de faciliter l'utilisation de la source. Cela permettrait de limiter les erreurs liées aux facteurs humains et de garantir un mode de fonctionnement régulier d'une utilisation à l'autre de l'oscillateur.

Enfin, il est impératif de développer un système d'asservissement en cadence du laser pour pouvoir l'utiliser sur une installation synchronisée.

Nous avons exposé dans le dernier chapitre du manuscrit une architecture de type FOPA picoseconde développée à partir de l'oscillateur. Ce système permettrait d'améliorer significativement le contraste temporel de l'impulsion en sortie de la source et également de disposer de plus d'énergie dans la bande spectral d'intérêt. Les résultats obtenus au cours de ces travaux de thèse ainsi que le développement récent d'une fibre microstructurée compatible avec cette application nous confortent sur la faisabilité d'un tel système.

Pour conclure **les résultats obtenus ainsi que les nombreux axes d'amélioration envisageables motivent le CEA à poursuivre ces travaux.** De ce fait, une thèse CIFRE en collaboration un industriel de la région bordelaise spécialisé dans le développement de lasers fibrés énergétiques débutera dans les mois à venir afin de répondre aux questions restées en suspens et de terminer les points qui n'ont pas été aboutis.

En ce qui concerne les oscillateurs Mamyshev en général, ces derniers représentent une véritable rupture technologique dans le monde des lasers à blocage de modes fibrés. Il est évident que ces sources de nouvelle génération sont étudiées par les industriels (fabricant de sources impulsionnelles fibrées énergétiques femtosecondes) et viendront enrichir le catalogue de produits disponibles pour les utilisateurs. De plus, en raison des nombreuses propriétés des fibres optiques à l'heure actuelle il est possible de réaliser des variantes de l'oscillateur Mamyshev. Par exemple, en utilisant un tronçon de fibre à dispersion inverse en sortie de l'oscillateur il serait possible de produire directement des impulsions courtes sans utiliser de compresseur (Dispersion Managed Mamyshev Oscillator).

3 BIBLIOGRAPHIE

- [1] W. Fu, L. G. Wriqth, P. Sidorenko, S. Backus and F. W. Wise, « *Several new directions for ultrafast fiber lasers* », Opt. Express, vol. 26, No. 8 (2018)
- [2] E. Poeydebat, F. Scol, O. Vanvincq, G. Bouwmans and E. Hugonnot, « *All-fiber Mamyshev oscillator with high average power and harmonic mode-locking* », Opt. Letters, vol. 45, No. 6 (2020)
- [3] E. Poeydebat, G. Santarelli, A. Casanova, F. Scol, O. Vanvincq, G. Bouwmans, and E. Hugonnot, "**Measurements of the absolute timing jitter and intensity noise of an all-fiber Mamyshev oscillator**" Opt. Lett. 46, 2698-2701 (2021)

Annexe A : approximation de l'intensité en régime de blocage de modes

Le faisceau est composé d'une multitude de modes avec une phase et une amplitude propre. Le champ total s'exprime alors comme la somme des champs des modes longitudinaux :

$$\underline{E}_{tot}(t) = \sum_{p=0}^{N-1} A_p e^{i(\omega_p t + \varphi_p)} \quad \text{Eq. 93}$$

Le principe de blocage (ou verrouillage) de modes réside dans la maîtrise de la phase de chaque mode oscillant dans la cavité laser. L'objectif est d'obtenir des interférences constructives en imposant une relation de phase entre les modes contrairement au laser multimode libre. Ainsi chaque mode voit sa phase $\varphi_p = \varphi_0$. En supposant que l'amplitude est la même pour chacun des modes $A_p = A_0$ et que $\varphi_0 = 0$, l'Éq. 93 devient :

$$\underline{E}_{tot}(t) = A_0 e^{i\omega_{inf} t} \sum_{p=0}^{p=N-1} e^{ip\Delta\omega t} \quad \text{Eq. 94}$$

La suite $\sum_{p=0}^{p=N-1} e^{ip\Delta\omega t}$ peut s'écrire comme $\sum_{p=0}^{p=N-1} (e^{i\Delta\omega t})^p$. En posant $q = e^{i\Delta\omega t}$ et $q > 1$ on retrouve une suite géométrique bien connue :

$$\sum_{p=0}^{p=N-1} q^p = \frac{1-q^N}{1-q} \quad \text{Eq. 95}$$

Ainsi, $\sum_{p=0}^{p=N-1} e^{ip\Delta\omega t}$ devient :

$$\sum_{p=0}^{p=N-1} e^{ip\Delta\omega t} = \frac{1-e^{iN\Delta\omega t}}{1-e^{i\Delta\omega t}} \quad \text{Eq. 96}$$

En utilisant les deux égalités suivantes :

$$1 - e^{i\theta} = e^{i\theta/2} (e^{-i\theta/2} - e^{i\theta/2}) \quad \text{et} \quad \frac{e^{i\theta} - e^{-i\theta}}{2} = i \sin(\theta) \quad \text{Eq. 97 et Eq. 98}$$

L'équation 95 devient :

$$\sum_{p=0}^{p=N-1} e^{ip\Delta\omega t} = e^{\frac{i(N-1)\Delta\omega t}{2}} \times \frac{\sin(\frac{N}{2}\Delta\omega t)}{\sin(\frac{\Delta\omega t}{2})} \quad \text{Eq. 99}$$

En insérant ce résultat à l'équation 94, le champ complexe $\underline{E}_{tot}(t)$ s'exprime alors :

$$\underline{E}_{tot}(t) = A_0 e^{i\omega_{inf} t} e^{\frac{i(N-1)\Delta\omega t}{2}} \times \frac{\sin(\frac{N}{2}\Delta\omega t)}{\sin(\frac{\Delta\omega t}{2})} \quad \text{Eq. 100}$$

$$\underline{E}_{tot}(t) = A_0 e^{i(\omega_{inf} + \frac{N-1}{2}\Delta\omega)t} \times \frac{\sin(\frac{N}{2}\Delta\omega t)}{\sin(\frac{\Delta\omega t}{2})} \quad \text{Eq. 101}$$

Annexe A : approximation de l'intensité en régime de blocage de modes

Le champ total réel $E_{tot}(t) = Re[\underline{E}_{tot}(t)]$ s'écrit finalement :

$$E_{tot}(t) = A_0 \cos \left(2\pi \left(\nu_{inf} + \frac{N-1}{2} \Delta\nu \right) t \right) \times \frac{\sin(N\pi\Delta\nu t)}{\sin(\pi\Delta\nu t)} \quad \text{Eq. 102}$$

En comparant $\nu_{inf} = \frac{c}{\lambda_{inf}}$ et $\Delta\nu = \frac{c}{nL}$, pour le cas d'une cavité fibrée ($n = 1,45$) en anneau de longueur $L = 10m$ à une longueur d'onde de $1\mu m$, on remarque que $\frac{\nu_{inf}}{\Delta\nu} \approx 10^7$. Ainsi le signal $E_{tot}(t)$, correspond à de rapides oscillations (terme en ν_{inf} aussi appelé « porteuse ») modulées par une enveloppe beaucoup plus lente (terme en $\Delta\nu$). C'est pourquoi il est possible d'approximer la variation temporelle du signal par la variation temporelle de l'enveloppe :

$$E_{tot}(t) = A_0 \frac{\sin(N\pi\Delta\nu t)}{\sin(\pi\Delta\nu t)} \quad \text{Eq. 103}$$

Ainsi on en déduit l'expression de l'intensité au cours du temps :

$$I(t) = |\underline{E}_{tot}|^2 = A_0^2 \left(\frac{\sin(N\pi\Delta\nu t)}{\sin(\pi\Delta\nu t)} \right)^2 \quad \text{Eq. 104}$$

Annexe B : approximation de la puissance crête seuil nécessaire à la transmission d'un signal au travers d'un régénérateur Mamyshev pour une impulsion gaussienne

En considérant une propagation de l'onde sans perturbations (pertes, amplification, dispersion de vitesse de groupe), il est possible d'exprimer la phase non linéaire accumulée au cours de la propagation de l'impulsion dans une fibre de longueur L :

$$\varphi_{NL}(t) = \gamma LP(t) \quad \text{Eq. 105}$$

Avec :

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}} \quad \text{Eq. 106}$$

La fréquence instantanée est définie comme :

$$\omega(t) = \frac{d\varphi(t)}{dt} \quad \text{Eq. 107}$$

Ainsi :

$$\omega_{NL}(t) = \frac{d\varphi_{NL}(t)}{dt} = \gamma L \frac{dP(t)}{dt} \quad \text{Eq. 108}$$

Afin de relier l'élargissement spectral $\Delta\lambda_{SPM}$ généré par l'automodulation de phase avec la puissance incidente, il convient d'exprimer $\Delta\lambda_{SPM}(\omega)$:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta\omega}{\omega} \quad \text{Eq. 109}$$

D'où :

$$\Delta\lambda_{SPM}(\omega) = \left| \frac{d\omega}{d\lambda} \right| \Delta\omega_{SPM} = \frac{2\pi c}{\omega_0^2} \Delta\omega_{SPM} \quad \text{Eq. 110}$$

En considérant une impulsion gaussienne, la variation temporelle de la puissance ainsi que sa dérivée s'écrivent :

$$P(t) = P_0 e^{-\frac{t^2}{\tau^2}} \quad \text{Eq. 111}$$

$$\frac{dP(t)}{dt} = -2P_0 \frac{t}{\tau^2} e^{-\frac{t^2}{\tau^2}} = -2 \frac{t}{\tau^2} P(t) \quad \text{Eq. 112}$$

Annexe B : approximation de la puissance crête seuil nécessaire à la transmission d'un signal au travers d'un régénérateur Mamyshev pour une impulsion gaussienne

avec P_0 : la puissance crête maximale et $\tau = \frac{\Delta\tau_{MH}}{2\sqrt{2\ln(2)}}$.

L'élargissement de la fréquence instantanée $\Delta\omega_{SPM} = \omega_{NL}^{max} - \omega_{NL}^{min}$. La fréquence instantanée est directement proportionnelle à la dérivée de $P(t)$. Pour trouver la valeur de t où la dérivée est maximale, on dérive une nouvelle fois la puissance :

$$\frac{d^2P(t)}{dt^2} = \frac{2}{\tau^2} \left(\frac{2t^2}{\tau^2} - 1 \right) P(t) \quad \text{Eq. 113}$$

Cette fonction s'annule pour $t = \pm\tau$, ainsi $\frac{dP(t)}{dt}$ admet un minimum et un maximum pour $t = \tau$ et $t = -\tau$, d'où :

$$\max\left(\frac{dP(t)}{dt}\right) = \frac{dP(-\tau)}{dt} = \frac{2P_0}{\tau\sqrt{2}} e^{-\frac{1}{2}} \quad \text{Eq. 114}$$

$$\min\left(\frac{dP(t)}{dt}\right) = \frac{dP(\tau)}{dt} = -\frac{2P_0}{\tau\sqrt{2}} e^{-\frac{1}{2}} \quad \text{Eq. 115}$$

Par conséquent l'expression $\Delta\omega_{SPM} =$ devient :

$$\Delta\omega_{SPM}(P_0) = \omega_{NL}^{max} - \omega_{NL}^{min} = \frac{4}{\sqrt{2}} \gamma L \frac{P_0}{\tau} e^{-\frac{1}{2}} \quad \text{Eq. 116}$$

On peut alors exprimer $\Delta\lambda_{SPM}(P_0)$:

$$\Delta\lambda_{SPM}(P_0) = \left| \frac{d\omega}{d\lambda} \right| \Delta\omega_{SPM}(P_0) = \frac{8\pi c \gamma L}{\omega_0^2 \tau \sqrt{2}} P_0 e^{-\frac{1}{2}} \quad \text{Eq. 117}$$

Enfin, il est possible de définir de manière approximative la valeur de la puissance crête incidente nécessaire pour générer un élargissement $\Delta\lambda_{SPM}$ désiré :

$$P_0 = \frac{\Delta\lambda_{SPM} \omega_0^2 \tau \sqrt{2}}{8\pi c \gamma L} e^{\frac{1}{2}} \quad \text{Eq. 118}$$

Annexe C : régimes de fonctionnement de l'oscillateur en fonction de l'écart spectral des deux filtres intracavité

Résumé :

Ces travaux de thèse portent sur la conception et la réalisation d'un oscillateur Mamyshev entièrement fibré compatible avec les besoins de l'installation PETAL. Après avoir dressé un état de l'art des oscillateurs Mamyshev présents dans la littérature, nous décrirons notre oscillateur monomode à maintien de polarisation entièrement fibré émettant aux alentours de 1 μm , capable de fonctionner à plusieurs cadences (de 7,7 à 107,8 MHz) en raison du phénomène de régime harmonique. Ceci permet à notre oscillateur de délivrer une puissance moyenne importante allant jusqu'à 1.3 W. Nous exposerons une étude numérique / expérimentale sur l'origine de ces régimes harmoniques jusqu'alors peu comprise et sujette à débat. Nous présenterons également des études de stabilité que nous avons réalisées afin d'obtenir un mode de fonctionnement stable en régime fondamental capable de délivrer des impulsions de 48 nJ pour une durée post compression pouvant aller jusqu'à quelques dizaines de femtosecondes. Enfin, nous mettrons en avant la première caractérisation du bruit d'intensité et de phase d'un oscillateur Mamyshev entièrement fibré.

Mots clefs : oscillateur Mamyshev – optique non-linéaire – régime harmonique de blocage de modes – source laser fibrée – timing jitter

Resume :

This thesis work concerns the design and realization of an all-fiber Mamyshev oscillator compatible with the needs of PETAL facility. After having reviewed the Mamyshev oscillators state of art, we present our single-mode all-fiber polarization-maintaining oscillator emitting around 1 μm , able of operating at several repetition rates (from 7.7 to 107.8 MHz) due to the harmonic regime phenomenon. This enables our oscillator to deliver a significant average power up to 1.3 W. We also present a numerical/experimental study on the origin of these harmonic regimes, which was previously little understood and subject to debate. Furthermore we will expose stability studies that we have performed in order to obtain a stable mode operation in the fundamental regime able to reach 48 nJ per pulse for a post-compression duration up to a few tens femtoseconds. Finally, we put forward the first characterization of the intensity and phase noise of a fully-fiber Mamyshev oscillator.

Key words : Mamyshev oscillator – nonlinear optics – harmonic mode-locking – fiber laser source – timing jitter