



HAL
open science

Développement des sources lasers solides continues, visibles et stabilisées en fréquence : une alternative aux lasers à colorants

Oussama Mhibik

► **To cite this version:**

Oussama Mhibik. Développement des sources lasers solides continues, visibles et stabilisées en fréquence : une alternative aux lasers à colorants. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2011. Français. NNT : 2011PA112317 . tel-00656426

HAL Id: tel-00656426

<https://theses.hal.science/tel-00656426>

Submitted on 4 Jan 2012

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.

UNIVERSITE PARIS 11 - ORSAY

THÈSE

Pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Paris XI

École doctorale : Ondes et Matière

présentée par

Oussama MHIBIK

**Développement de sources lasers solides continues, visibles et
stabilisées en fréquence :
une alternative aux lasers à colorants**

Soutenue le 05 décembre 2011 devant le jury composé de :

Mme. Agnès MAÎTRE	INSP, Paris 6	Rapporteur
M. Benoît BOULANGER	Institut NÉEL, Joseph Fourier, Grenoble	Rapporteur
M. François BALEMBOIS	LCF, Institut d'optique, Palaiseau	Président du jury
M. Thierry DEBUSSCHERT	Thales ,Palaiseau	Examineur
M. Philippe GOLDNER	LCMCP, Chimie Paritech	Examineur
M. Cyril DRAG	LAC,Orsay	Invité
M. Fabien BRETENAKER	LAC, Orsay	Directeur de Thèse

Laboratoire Aimé Cotton - Campus d'Orsay
bât 505, 91405 Orsay

Remerciements

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ
اللَّهُ نُورُ السَّمَوَاتِ وَالْأَرْضِ مَثَلُ نُورِهِ كَمِشْكَاةٍ فِيهَا مِصْبَاحٌ الْمِصْبَاحُ فِي زُجَاجَةٍ الزُّجَاجَةُ كَأَنَّهَا
كَوْكَبٌ دُرِّيٌّ يُوقَدُ مِنْ شَجَرَةٍ مُبَارَكَةٍ زَيْتُونَةٍ لَا شَرْقِيَّةٍ وَلَا غَرْبِيَّةٍ يَكَادُ زَيْتُهَا يُضِيءُ وَ لَوْ لَمْ
تَمْسَسْهُ نَارٌ نُورٌ عَلَى نُورٍ يَهْدِي اللَّهُ لِنُورِهِ مَنْ يَشَاءُ وَ يَضْرِبُ اللَّهُ الْأَمْثَالَ لِلنَّاسِ وَ اللَّهُ بِكُلِّ
شَيْءٍ عَلِيمٌ .
صَدَقَ اللَّهُ الْعَظِيمُ

Les travaux présentés dans ce manuscrit de thèse ont été réalisés au laboratoire Aimé Cotton, à Orsay. Je remercie son directeur, Pierre Pillet, de m'y avoir accueilli.

Je tiens également à remercier l'ensemble des membres du jury, Agnès Maître de l'Institut des Nanosciences de Paris, Benoît Boulanger de l'Institut Néel (Grenoble), François Balembois de l'institut d'optique, Thierry Debuissert de Thales TRT (Palaiseau) et Philippe Goldner de l'ENSCP (Paris), pour avoir eu la patience de lire mon manuscrit et de l'avoir amélioré de par leurs critiques.

Je remercie très amicalement mon directeur de thèse Fabien Bretenaker pour son soutien et sa gentillesse, la confiance sans relâche qu'il m'a accordée en encadrant ma thèse et pour m'avoir tant appris en optique non-linéaire. Fabien, tu étais pour moi plus qu'un directeur de thèse, tu étais et tu resteras un grand frère à qui je dois tout le respect. Pendant ces années, tu as su me mettre en confiance, m'aider à aller au delà de mes limites.

Je voudrais remercier chaleureusement Cyril Drag pour son soutien, sa gentillesse et sa bonne humeur.

David Pabœuf m'a rejoint en 2009 sur la manip. Son arrivée a donné une véritable impulsion à ma thèse. Sans toi David il n'y aurait eu ni d'asservissement Pound-Drever-Hall ni de laser orange. Merci pour ton soutien et tes bons conseils et surtout pour ton amitié que tu m'as offerte.

Je voudrais également remercier chaleureusement ma voisine de bureau Fabienne Goldfarb qui a rendu ces trois années de thèse très agréables.

Je voudrais également remercier chaleureusement ma voisine de bureau Fabienne Goldfarb qui a rendu ces trois années de thèse très agréables.

Un grand merci à Karim El-Amili. Merci pour sa bonne humeur et sa joie de vivre.

J'ai beaucoup apprécié la collaboration avec le département mesures physiques de l'ONERA (DMPH), qui a été autant enrichissante qu'agréable. Je remercie donc chaleureusement Michel Lefebvre, Myriam Raybaut, Jean-Michel Melkonian, Antoine Godard.

J'aimerais remercier particulièrement Bertrand Hardy.

J'ai eu la chance d'être moniteur à Polytech Paris sud d'Orsay pendant 3 ans. Je voudrais remercier toutes les personnes qui ont contribué au bon déroulement de mes enseignements, en particulier Bruno Viaris et Bruno Lucas.

Je tiens à remercier l'ensemble du personnel des services techniques et administratifs du laboratoire pour l'aide indispensable qu'ils m'ont apportée. La réalisation du dispositif expérimental n'aurait pas été possible sans l'investissement de l'atelier de mécanique. Un grand merci à Daniel Civiale, Patrice Leroy aujourd'hui à la retraite, Henri Pezard et Lionel Marriaux pour leur professionnalisme. De même pour l'atelier d'électronique avec en particulier Alain Jucha, Jean-Paul Cromières, Haniffe Mouhamad, Arnaud Recher et Elie Gozlan et Julien qui ont réalisé un nombre incalculable de petites et de grandes boîtes pour notre équipe et tout ce qu'ils m'ont appris en électronique. Je remercie aussi Amanda Trepagny toujours disponible pour résoudre des problèmes administratifs et le service informatique en particulier Floréal Prats.

Que soient ici remerciés mes collègues thésards, Ridha, Issam, Azer, Mathieu, Bob, Thomas, Vincent, Vianney, Anne, Aurore pour leur amitié.

Plus personnellement, je tiens à remercier mes amis et en particulier Abdallah, Salim, Naïm, Abdelazize et Raouf pour leur soutien inconditionnel.

Un grand merci pour ma famille et en particulier à mon père. Sans toi mon cher papa et sans tes sacrifices je n'aurais peut-être pas été au bout de mon rêve. Merci pour tout ce que vous êtes et ce que vous représentez pour moi. A vous non plus je ne dirai jamais assez comme vous comptez pour moi et comme je vous aime. Ces sentiments qui nous animent semblent passer bien au-delà des liens familiaux et se construisent depuis 29 ans maintenant au détour de complicités, de regards, de sourires qui réchauffent le cœur et nourrissent l'esprit. Pour toutes ces raisons et pour tant d'autres encore, merci.

Enfin, à tous ceux que j'oublie, parce qu'il y en a toujours, un grand pardon et un immense merci !

إِلَى رُوحِ وَالِدَتِي
إِلَى رُوحِ الشَّهِيدِ حَسَنِ البَنَّا
إِلَى رُوحِ السُّلْطَانِ عَبْدِ الحَمِيدِ الثَّانِي

Table des matières

Table des matières	5
Introduction générale	7
A Etat de l'art	1
I Etat de l'art des sources lasers continues émettant aux longueurs d'onde rouges/oranges	3
I.1 La spectroscopie à très haute résolution des solides dopés aux ions de terre rare	4
I.2 Les lasers à colorant	7
I.3 Les lasers à solides	11
I.4 Conclusion	28
B La voie de l'optique non linéaire	31
II Principes de base des processus non-linéaires d'ordre deux	33
II.1 Introduction	35
II.2 Les origines de l'optique non-linéaire	35
II.3 Les équations couplées du mélange à trois ondes	36
II.4 L'accord de phase et ses techniques	40
II.5 L'oscillateur paramétrique optique	45
II.6 Conclusion	51
III OPO simplement résonant doublé en fréquence	53
III.1 SROPO continu doublé en fréquence en intracavité	55
III.2 Les OPOs stabilisés en fréquence dans la littérature	69
III.3 Conclusion : bilan	72
IV Stabilisation en fréquence de l'OPO simplement résonant	73
IV.1 Introduction : Généralités sur les asservissements de sources lasers	75
IV.2 Le Fabry-Perot comme discriminateur de fréquence	78
IV.3 Asservissement sur un flanc de pic	81
IV.4 Asservissement utilisant la technique de Pound-Drever-Hall (PDH)	94

IV.5	Conclusion	109
C	Une voie solide et compacte vers une source orange	111
V	Laser orange pompé par diode	113
V.1	Introduction	115
V.2	Choix des cristaux	116
V.3	Expérience	117
V.4	Résultats et discussion	119
V.5	Conclusion	122
	Conclusion générale	123
	Annexes	127
A	Calcul de la largeur de la bande de gain paramétrique	127
B	OPO simplement résonant à somme de fréquence intracavité	129
B.1	Introduction	129
B.2	Essai de fonctionnement en régime continu	129
B.3	Fonctionnement en régime quasicontinu	130
B.4	Conclusion	133
C	Publications et Communications	135
	Table des figures	139
	Liste des tableaux	143
	Bibliographie	145

Introduction générale

Une brève histoire d'une invention

C'était il y a 51 ans, Theodore H. Maiman publiait un article intitulé « Stimulated Optical Radiation in Ruby » dans la revue Nature [1]. Dans cet article de deux pages, il décrivait la première réalisation dans l'histoire de ce qui fut l'une des inventions majeures du siècle dernier : le laser (acronyme de l'expression anglaise **L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation). Cette idée d'amplifier la lumière remonte au début du siècle dernier. Elle repose sur un effet prédit par Albert Einstein. Dans son article de 1917 [2] « Zur Quantentheorie der Strahlung » (Sur la théorie quantique du rayonnement), il introduisait la notion d'émission induite (ou stimulée), brique de base dans la théorie de laser.

Depuis 1960, le nombre de lasers ayant vu le jour est en constante augmentation. À partir de milieux amplificateurs de tous types (liquide, solide, gazeux ou plasma) l'intégralité du spectre lumineux est aujourd'hui couverte avec des systèmes laser fonctionnant en continu ou pouvant émettre des impulsions extrêmement courtes (quelques centaines d'attosecondes).

De nos jours, le laser s'est considérablement popularisé. Il a non seulement envahi notre vie de tous les jours en allant du lecteur de codes barres des supermarchés au lecteur DVD de notre salon, mais est également devenu indispensable dans de multiples secteurs d'activité. Il est au cœur de nombreuses applications telles que la spectroscopie, le traitement de l'information, le traitement des matériaux, les diagnostics médicaux, etc. Chacune de ces applications met à profit les propriétés exceptionnelles de ces faisceaux (forte intensité, cohérence, directivité, ou bonne monochromaticité).

L'avènement du laser a poussé les frontières de l'optique très loin. En 1961, soit seulement un an après la découverte du laser, P. Frankel [3] a mis en évidence un phénomène inconnu jusqu'à alors des opticiens mais rendu possible grâce aux fortes intensités optiques produites par un laser : il s'agit de la génération de second harmonique ou doublage de fréquence. Une branche de l'optique, baptisée alors optique non linéaire, vit le jour. Avec cette découverte il est devenu possible de doubler, tripler, sommer, soustraire, amplifier des fréquences optiques voire même entretenir des oscillations à l'intérieur d'une cavité. On parle alors d'*oscillateur paramétrique optique (OPO)*. Cette source de rayonnement cohérent doit sa « venue au monde » à son « grand frère » le laser mais aussi aux travaux de Giormaine et Miler [4]. Elle est susceptible de produire, via un mélange à trois ondes au sein d'un cristal non linéaire, des faisceaux cohérents et accordables en fréquence. Lors

de cette interaction les photons d'un faisceau intense dit de pompe sont fractionnés en deux photons de plus faible énergie. Contrairement à l'émission stimulée, la conversion paramétrique, processus clef dans un OPO, est un processus non résonant. Cela veut dire simplement que l'on peut avoir du gain tout au long de la zone de transparence du cristal non linéaire mis en jeu. Cette propriété est d'une importance capitale parce que c'est de là que les OPOs tirent leur grande accordabilité faisant d'eux des sources de lumière cohérente « tout solides » aux applications très prometteuses notamment dans les gammes de longueur d'onde où il n'existe pas de laser tout solide.

Vers une voie tout solide

Parmi tous les milieux matériels utilisés, les milieux solides ont suscité le plus d'intérêt. Plus efficaces, plus robustes, ces lasers présentent en outre l'avantage de posséder des dimensions plus réduites. L'essor des diodes laser a d'ailleurs fortement contribué au développement de lasers « tout solide » s'inscrivant dans une évolution vers la miniaturisation. Néanmoins, comme les lasers sont basés sur des processus résonants, il est nécessaire d'utiliser des matériaux possédant des transitions optiques à la longueur d'onde désirée. Ainsi, certaines régions spectrales demeurent inaccessibles au laser (voir la figure 1).

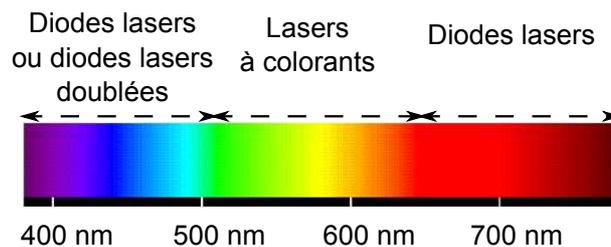


FIGURE 1 – Disponibilité des sources lasers commerciales en fonction de la longueur d'onde.

C'est le cas de la gamme orange/rouge du spectre électromagnétique où essentiellement les lasers à colorants sont disponibles. Toutefois ces équipements sont très encombrants, très difficiles à stabiliser en fréquence. Cela rend leur utilisation, notamment dans le cas des applications nécessitant des faibles largeurs de raie, très contraignante.

Pour combler ce manque en sources lasers solides, le groupe sources cohérentes au laboratoire Aimé Cotton s'intéresse au développement de sources lasers « tout solides » continues pour des applications à la *spectroscopie à haute résolution* des ions de terre rare en matrices solides. C'est dans ce contexte et dans la continuité de la thèse de Thu-Hien My [5] que s'inscrit cette thèse.

Ce manuscrit présente l'ensemble des travaux qui ont été réalisés. Il est organisé en trois parties : La partie A a pour but de sensibiliser le lecteur aux intérêts des sources lasers autour de 606 nm et particulièrement aux avantages apportés par les lasers solides. Après un bref rappel sur la spectroscopie des ions de terre rare en matrices solides, notamment l'ion praséodyme et l'intérêt qu'il suscite pour le traitement et le stockage de l'information quantique, nous parcourons la littérature à la recherche d'une source laser vérifiant ces

spécificités. À travers cet état de l'art des sources lasers continues émettant dans la gamme orange/rouge du spectre électromagnétique, nous avons retenu deux solutions :

- la solution proposée par l'optique non linéaire : les oscillateurs paramétriques optiques simplement résonants (SROPO) continus pompés par des sources solides,
- la solution proposée par les lasers solides pompés par diode.

Nous réservons la partie **B** pour décrire la mise en œuvre expérimentale d'un SROPO continu stabilisé en fréquence au niveau du kHz. Pour plus de clarté nous subdivisons cette partie en trois chapitres. Dans le chapitre **II** complété par l'annexe **A** nous donnons au lecteur les principes fondamentaux de la conversion paramétrique et des oscillateurs paramétriques optiques. Dans le chapitre **III** nous résumons les principales propriétés (architecture, puissance de sortie, accordabilité, ...) du SROPO continu doublé en intracavité développé au cours de la thèse de Thu-Hien My tout en orientant le propos vers la stabilité en fréquence, critère principal pour la spectroscopie à haute résolution. On y définit des grandeurs relatives à un bruit telle que la densité spectrale de puissance (DSP) et la fonction d'autocorrélation. Nous terminons ce chapitre par le choix de la technique de stabilisation en fréquence à la lumière de l'état de l'art des OPOs stabilisés en fréquence. La mise en œuvre de deux techniques d'asservissement adoptées pour la stabilisation à court terme de l'OPO ainsi que les performances obtenues avec ces techniques font l'objet du chapitre **IV**.

Toujours dans ce cadre des solutions offertes par l'optique non linéaire, une approche a été expérimentée au cours de cette thèse. Elle consiste à réaliser un SROPO continu à somme de fréquence intracavité. Nous avons pas réussi à obtenir un fonctionnement en régime continu, néanmoins il a été possible de le faire fonctionner en régime quasicontinu. Cette expérience fait l'objet de l'annexe **B**.

Dans la partie **C** de ce manuscrit nous présentons les premiers résultats d'une solution alternative à base de fluorures dopés au Pr pompés par diode bleue. Cette partie du travail s'est déroulée dans le cadre d'une collaboration (ANR FLUOLASE) avec le Laboratoire de Chimie de la Matière Condensée de Paris (ENSCP) , l'université de Pise (Italie) et le Centre de Recherche sur les Ions, les matériaux et la photonique (CIMAP, Caen). Nous y mettons également l'accent sur les problèmes liés aux fluorures dopés au Pr pour l'émission dans l'orange.

Première partie

Etat de l'art

Chapitre I

Etat de l'art des sources lasers continues émettant aux longueurs d'onde rouges/oranges

Sommaire

I.1	La spectroscopie à très haute résolution des solides dopés aux ions de terre rare	4
I.1.a.	Introduction	4
I.1.b.	Les ions de terre rare en matrices solides : quelques propriétés spectroscopiques	4
	Elargissement homogène	4
	Elargissement inhomogène	5
I.1.c.	Cahier des charges	5
I.2	Les lasers à colorant	7
I.2.a.	Introduction	7
I.2.b.	Laser à colorant liquide	8
I.2.c.	Lasers à colorant solides	9
I.2.d.	Stabilité en fréquence	10
I.3	Les lasers à solides	11
I.3.a.	Introduction	11
I.3.b.	les lasers à semiconducteur	12
	Les diodes lasers	12
	Les VECSELS à pompage optique	13
I.3.c.	Les lasers à cristaux massifs et fibres	15
	Les lasers à fibres	15
	Les lasers solides à cristaux massifs	19
I.3.d.	Les oscillateurs paramétriques optiques pompés par des sources solides	23
I.4	Conclusion	28

I.1 La spectroscopie à très haute résolution des solides dopés aux ions de terre rare

I.1.a. Introduction

Le but de cette section est de donner, en guise d'introduction, un aperçu rapide de la physique des ions de terres rares en matrices solides. À la lumière de ces données, nous établirons un cahier des charges visant à spécifier les exigences, en terme de sources lasers, des expériences de spectroscopie haute résolution, notamment celles mettant en œuvre l'ion Pr^{3+} implanté dans une matrice solide.

I.1.b. Les ions de terre rare en matrices solides : quelques propriétés spectroscopiques

Les propriétés optiques particulières des ions de terres rares, et qui font l'intérêt de ces derniers, trouvent leur origine dans la structure électronique incomplète du sous-niveau $4f$. Elles sont liées, entre autres, aux transitions $4f^n \rightarrow 4f^n$ ($1 \leq n \leq 13$). Les électrons du niveau f sont protégés de l'environnement par les niveaux $5s$ et $5p$ dont le remplissage électronique est complet. De ce fait, dans une solution solide, les ions de terre rare sont assez peu sensibles à la nature (solide cristallin ou amorphe) de la matrice hôte, à la qualité de cette dernière, ou aux vibrations des atomes voisins. Compte tenu de cela :

- les transitions électroniques sont peu élargies à température ambiante.
- les transitions non radiatives sont faibles devant les transitions radiatives.
- l'effet du champ cristallin peut être vu comme une perturbation de l'ion libre.

Les transitions optiques des ions de terres rares se distinguent par leur exceptionnelle finesse, particulièrement à basse température ($\approx 4\text{K}$). Cette propriété les a placés au cœur des nombreuses applications allant du stockage de l'information dans le domaine temporel ou fréquentiel aux mémoires quantiques [6–9].

Deux types principaux d'élargissement sont responsables de la forme de raie des ions de terres rares en matrice solide :

Elargissement homogène

Dans un cristal parfait (sans impuretés ni défauts cristallins), tous les ions dopant un même site « voient » le même champ cristallin. Par conséquent, leurs fréquences de résonance (ν_0) sont identiques. Tout se passe comme si on avait un seul ion (voir la figure I.1). La largeur correspondante est la largeur homogène ($\Delta\nu_{hom}$). Elle est définie par :

$$\Delta\nu_{hom} = \frac{1}{\pi T_2}, \quad (\text{I.1})$$

où T_2 est la durée de vie de la cohérence de la transition en question. À basse température, la faiblesse des interactions de l'ion avec son environnement et la réduction des vibrations

du réseau à basse température sont telles que :

$$\Delta\nu_{hom} \approx \frac{1}{\pi T_1}, \quad (I.2)$$

où T_1 est la durée de vie du niveau excité.

Elargissement inhomogène

Outre la largeur homogène, les transitions optiques des ions de terres rares en matrice solide possèdent une largeur inhomogène. Dans un cristal réel (voir la figure I.2), les sites des ions dopants ne sont pas identiques (distorsion locale des sites, impuretés, dislocations). Par conséquent, les ions ne « voient » pas le même champ cristallin, ce qui entraîne une dispersion de leurs fréquences de résonance.

La raie de cette collection d'ions est une distribution statistique centrée sur ν_0 et de largeur $\Delta\nu_{inhom}$ (largeur inhomogène). Elle représente en quelque sorte une « bande passante » dans laquelle le système peut absorber de la lumière. Typiquement $\Delta\nu_{inhom}$ peut aller de quelques centaines de MHz à quelques centaines de GHz.

Matériau	λ	T_1	T_2	$\Delta\nu_{hom}$	$\Delta\nu_{inhom}$
Eu :YSO	580 nm	1900 μ s	2600 μ s	0,122 kHz	4,1 GHz
Pr :YSO	605,98 nm	164 μ s	111 μ s	2,9 kHz	4,4 GHz
Pr :YAG	609,6 nm	230 μ s	20 μ s	16 kHz	40 GHz
Ho :YVO ₄	640 nm		50 ns	6,5 MHz	15 GHz

TABLE I.1 – Données spectroscopiques sur quelques ions de terre rare en matrice cristalline en faible concentration et à basse température.

I.1.c. Cahier des charges

En vue de réaliser des expériences de stockage d'information, l'une des solutions consiste à utiliser un système à 3 niveaux en Λ . Ce système serait construit sur deux sous-niveaux hyperfins de l'état électronique fondamental, et un sous-niveau hyperfin d'un état électronique excité d'un ion de terres rares. Les transitions optiques devront être manipulées par des sources laser très stables, pour tirer parti des longues durées de vie des cohérences optiques et Raman attendues dans de tels systèmes. Les ions Pr^{3+} et Eu^{3+} présentent tous les deux un spin nucléaire $I = 5/2$. Chaque niveau électronique est séparé en trois sous-niveaux hyperfins deux fois dégénérés, eux-mêmes séparés par des écarts en fréquence de l'ordre de 10 MHz. De ce fait, les cristaux dopés avec les ions praséodyme ou europium présentent bien un système à 3 niveaux en Λ . Leurs longueurs d'onde d'absorption sont proches de 606 nm pour le Pr^{3+} et de 580 nm pour l' Eu^{3+} . Le tableau I.1 montre quelques données spectroscopiques de ces deux ions en matrice d'YSO rapportées par Macfarlane [10]. Pour aller plus loin, prenons l'exemple de l'ion Pr^{3+} en

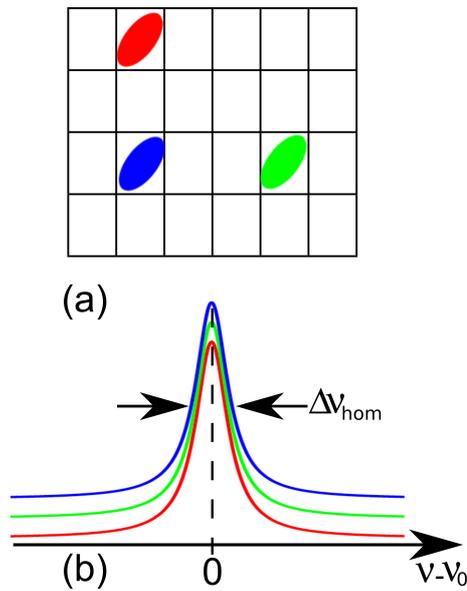


FIGURE I.1 – (a) Représentation schématique des ions de terres rares substituant un ion de la matrice hôte sans aucune déformation de celle-ci. (b) Profil homogène de largeur $\Delta\nu_{hom}$ identique pour tous ces ions actifs dans un tel cristal dit « parfait »

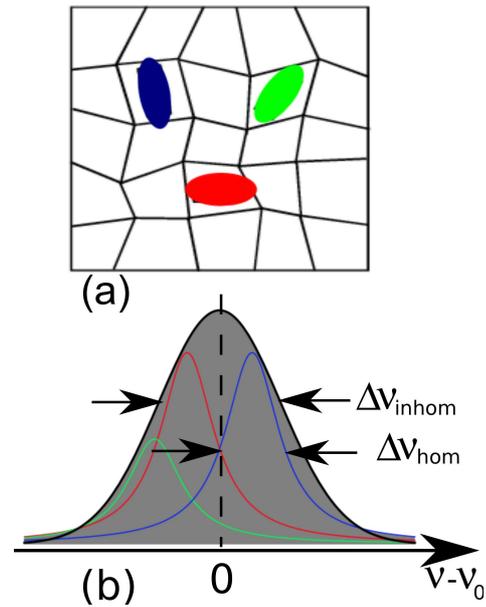


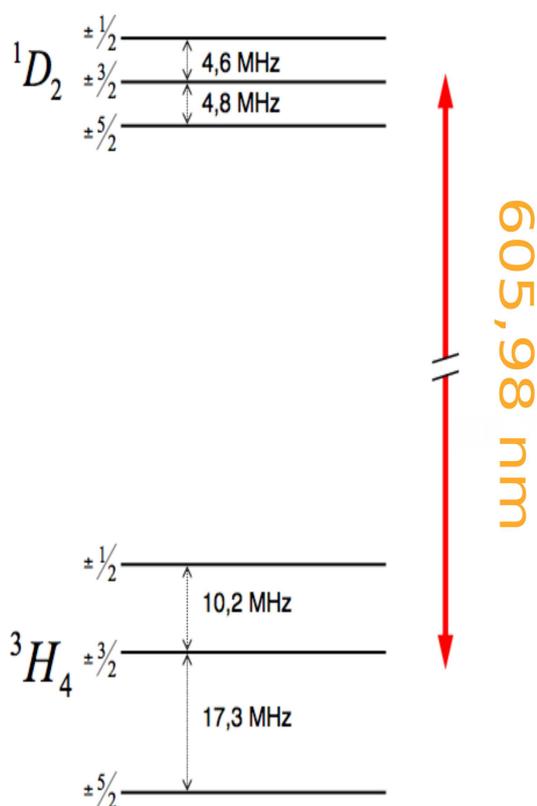
FIGURE I.2 – En conséquence de la distorsion des sites cristallins occupés par les ions actifs dans un cristal réel (a), leurs fréquences de résonance sont décalées et ne sont plus les mêmes. L'ensemble constitue une distribution statistique de largeur $\Delta\nu_{inhom}$ (b)

matrice de YSO, l'un des ions les plus étudiés. Il possède une structure hyperfine, en l'absence de champ magnétique, représentée sur la figure I.3, avec 3 doublets hyperfins dans l'état fondamental 3H_4 et 3 doublets hyperfins dans l'état excité 1D_2 . Dans ce matériau, un système en Λ peut être construit sur deux sous-niveaux hyperfins de l'état fondamental, de façon à ce que chacune des transitions du Λ ait une force d'oscillateur non nulle.

En conclusion, les ions de Pr^{3+} et d' Eu^{3+} en matrice solide, qui se distinguent par leur longue durée de vie des cohérences (de l'ordre de la μs à 4 K), s'avèrent donc être de bons candidats pour le stockage de l'information quantique. Leur manipulation cohérente exige donc l'emploi d'une source laser avec les caractéristiques suivantes :

- émission dans le domaine orange-rouge couvrant notamment les longueurs d'onde de 580 nm et 606 nm ;
- une largeur de raie au niveau du kHz sur une seconde (durée de l'expérience) pour ne pas détruire la cohérence ;
- une bonne stabilité en puissance avec une puissance disponible de 100 mW ;
- une certaine accordabilité en fréquence.

Dans la suite de ce chapitre nous donnons au lecteur un aperçu aussi complet que possible des sources lasers continues visibles. Pour chacune des technologies présentées nous don-

FIGURE I.3 – Structure hyperfine du Pr : Y_2SiO_5

nerons une brève description du principe de fonctionnement, des meilleures performances obtenues à ce jour et de l'adéquation avec les contraintes énoncées précédemment dans le cahier des charges. Dans cet exposé, les sources lasers sont regroupées en trois grandes familles : les lasers à colorant, les lasers solides et les sources paramétriques.

I.2 Les lasers à colorant

I.2.a. Introduction

Les lasers à colorant sont souvent considérés à tort comme une technologie vieillissante. Cependant, ils restent le principal outil de la spectroscopie à haute résolution dans le visible. Apparus en 1968 suite aux travaux de Sorokin et Lankard, les lasers à colorant couvrent une large bande du spectre électromagnétique qui s'étend de l'ultra-violet proche (~ 390 nm) au proche infrarouge ($\sim 1 \mu\text{m}$)¹. On dénombre plus de 200 colorants organiques. La figure I.4 montre le domaine spectral accessible par trois familles de colorants (Coumarines, Xanthenes et Oxazines pyromethenes). Ils peuvent être pompés par des sources cohérentes (laser excimère, Argon/Krypton, Nd :YAG doublé) ou non cohérentes (lampes flash) et peuvent fonctionner en régime impulsionnel ou continu. Des puissances

1. cette couverture spectrale peut être étendue en faisant appel à l'optique non linéaire et notamment au doublage et à la somme de fréquences.

allant de 100 mW à plusieurs Watts en régime continu peuvent être obtenues.

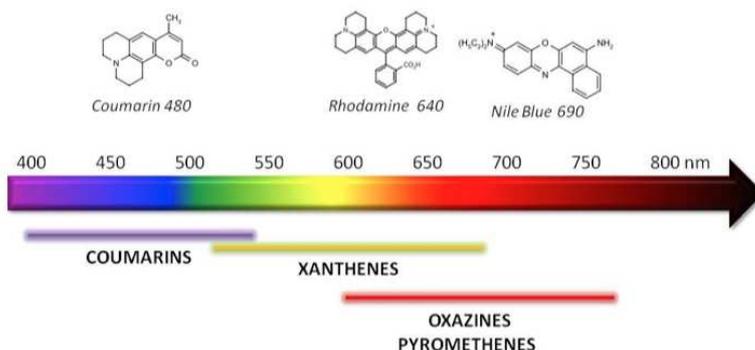


FIGURE I.4 – Représentation schématique illustrant la possibilité de couvrir la totalité du spectre visible avec trois familles de colorants

1.2.b. Laser à colorant liquide

En solution, lorsque les molécules de colorant sont soumises à un rayonnement visible ou ultraviolet, les sous niveaux vibrationnels du premier état singulet S_1 excité sont peuplés par pompage optique à partir de sous niveaux vibrationnels de l'état fondamental S_0 . Les sous niveaux vibrationnels excités ont une durée de vie assez courte de l'ordre de 10^{-12} s : ils relaxent de manière non radiative vers le niveau vibrationnel le plus bas de l'état singulet S_1 . Ce niveau se désexcite à son tour soit de manière radiative vers les différents niveaux vibrationnels de l'état fondamental S_0 , soit en suivant un processus non radiatif vers l'état triplet T_1 (voir la figure I.5(a)). Notons que la transition triplet-singulet est interdite par les règles de sélection : cela procure à l'état triplet une durée de vie de l'ordre de $1 \mu\text{s}$. Ainsi, les molécules qui se trouvent « piégées » dans l'état triplet absorbent, généralement, à la longueur d'onde laser, ce qui limite l'efficacité du laser en régime continu.

L'interaction du colorant avec les molécules de solvant conduit à un élargissement collisionnel des niveaux vibrationnels. Il s'ensuit que les différentes raies d'absorption et d'émission s'organisent en un large continuum. Compte tenu de cela, pour un colorant donné, l'émission laser peut se faire sur une large bande spectrale. Un fonctionnement monomode exige l'emploi d'un ou plusieurs éléments sélectifs en longueur d'onde (étalon, filtre de Lyot, réseau de diffraction)[11]. Il est possible d'accorder le laser d'une manière continue sur toute la bande du gain [12]. Pour illustrer ce propos, un laser à base de rhodamine peut être accordé sur une plage de longueurs d'onde allant de 570 à 660 nm. La figure I.5(b) montre l'architecture typique d'un laser à colorant monomode. Dans ce montage une diode optique est insérée dans la cavité pour un fonctionnement en onde progressive. Différents étalons assurent un fonctionnement monomode et permettent d'accorder le laser en fréquence. De tels lasers restent des équipements lourds (système de pompage et de circulation du colorant encombrants), ce qui rend leur utilisation relativement contraignante. De plus les colorants organiques ont souvent une durée de vie courte sans oublier

la toxicité de certains d'entre eux.

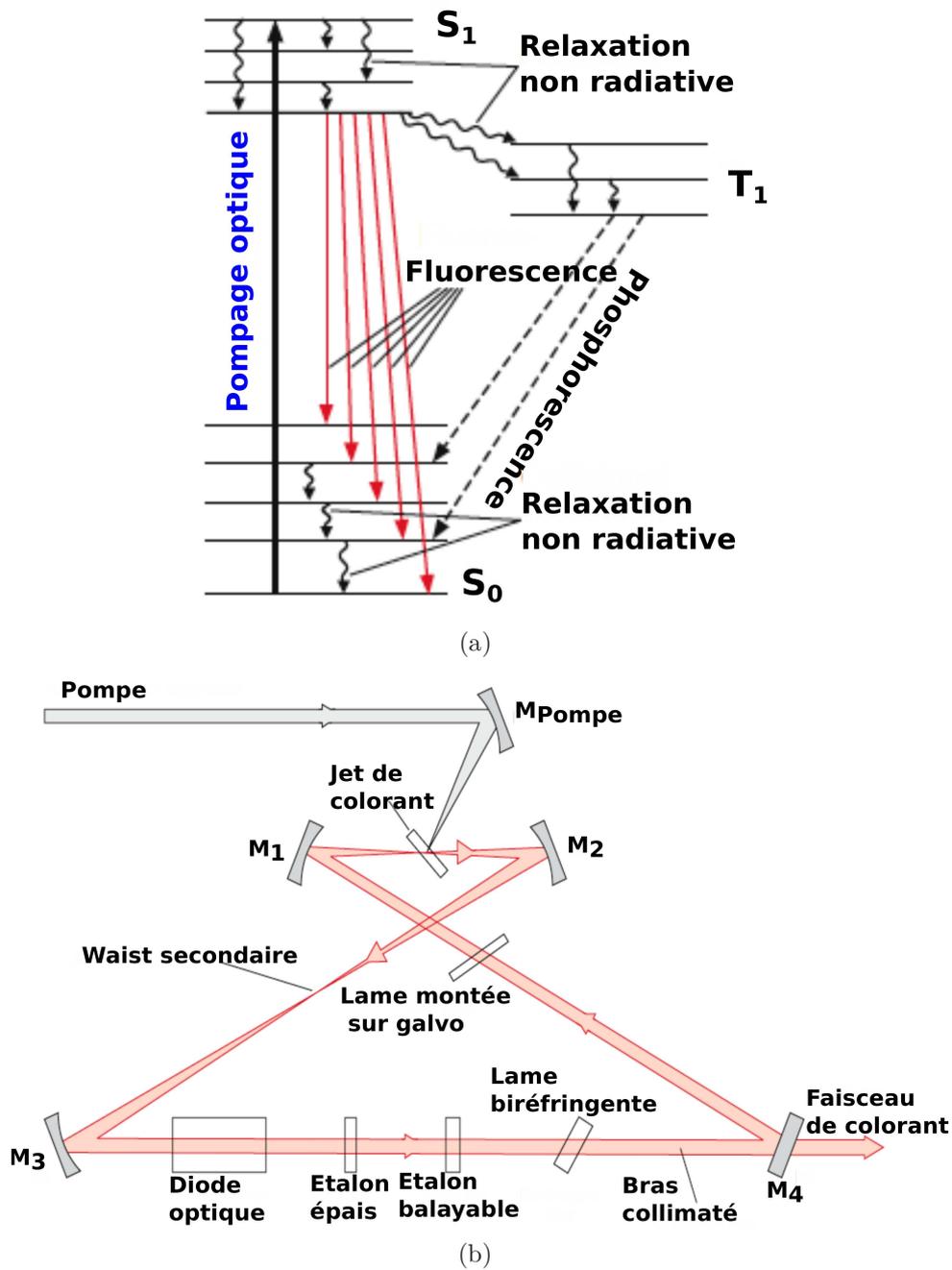


FIGURE I.5 – (a) : Diagramme d'énergie illustrant les différents mécanismes de transfert d'énergie dans une molécule de colorant (b) : Schéma montrant l'architecture d'un laser à colorant commercial fonctionnant en onde progressive

I.2.c. Lasers à colorant solides

L'idée de réaliser un laser à colorant solide est séduisante car elle permettrait d'allier la grande accordabilité du colorant avec la compacité d'un laser solide. Des développements

récents [13] permettent de nourrir l'espoir de voir aboutir cette idée. C'est à Soffer et McFarland [14] que l'on doit la réalisation en 1967 du premier laser à colorant solide fonctionnant en régime impulsif pompé par un laser Nd :YAG doublé. Singh *et al.*, dans la référence [15], ont passé en revue les avancées en matière de sources lasers à colorant à l'état solide depuis la première démonstration de Soffer et McFarland. Il a fallu attendre 40 ans pour voir aboutir le premier laser à colorant en régime continu avec les travaux de Bornemann *et al.* [16]. Ces derniers utilisent un milieu actif composé de rhodamine 6G dissoute dans un photopolymère intercalé entre deux substrats DVD et pompé par un laser solide émettant à 532 nm, comme le montre la figure I.6. Une puissance de 20 mW pour un seuil de 550 mW et une accordabilité de 40 nm est obtenue. Le développement de ce type de lasers à colorant est limité par le développement des matériaux lasers et notamment leur durée de vie limitée liée principalement à leur mauvaise tenue au flux.

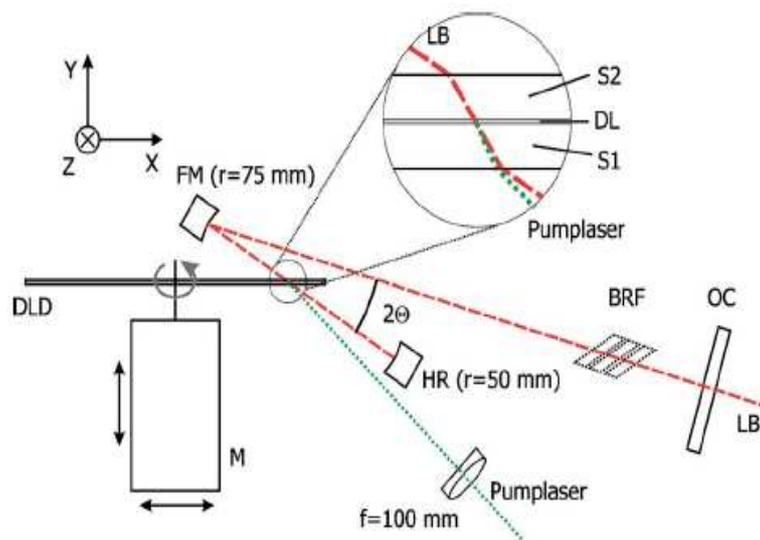


FIGURE I.6 – Dispositif expérimental tiré des travaux de Bornemann *et al.* [16]

I.2.d. Stabilité en fréquence

Le principal inconvénient des lasers à colorant est leur fort bruit de fréquence. Il a plusieurs origines, comme les vibrations mécaniques, la dilatation thermique de la cavité, mais il est dominé aux hautes fréquences par les fluctuations du jet de colorant et notamment de l'épaisseur de ce dernier. Celles-ci peuvent être la conséquence des imperfections du système de circulation du colorant (fluctuations de pression, bulles d'air). Pour illustrer ce propos, considérons un laser à colorant à base de rhodamine 6G dans l'éthylène glycol (indice $n \approx 1,4$ autour de 600 nm), dont la cavité optique a une longueur $L = 1$ m et émettant à 606 nm ($\nu_0 = 495$ THz). Un changement d'épaisseur $\delta e = 1$ nm du jet déplace la fréquence du laser d'une quantité $\delta\nu = \frac{n \times \delta e}{L} \times \nu_0 = 693$ kHz.

En fonctionnement libre, la largeur de raie d'un laser à colorant avoisine la dizaine de MHz. Cela implique que ces sources en fonctionnement libre ne remplissent pas entièrement les conditions imposées par le cahier des charges énoncé au paragraphe I.1.c. en particulier

en termes de largeur de raie. Cependant, plusieurs équipes se sont penchées sur cette question : des nombreux travaux ont été menés en vue de réduire le bruit de fréquence des lasers à colorants. Plusieurs techniques ont été mises en œuvre, que l'on peut grouper, selon la référence de fréquence utilisée, en deux catégories :

- (i) Des techniques utilisant des références optiques, notamment des cavités Fabry-Perot. Des largeurs de raie au niveau du kHz [17], au niveau du Hz [18, 19], ou en-dessous du Hz [20, 21] ont été démontrées.
- (ii) Des techniques utilisant des références atomiques mais au prix de la perte l'accordabilité en fréquence (avantage principal des lasers à colorant) ont permis d'atteindre une largeur de raie au niveau du kHz [22].

1.3 Les lasers à solides

1.3.a. Introduction

On entend par source laser à solide, toute source dont le milieu à gain est un solide (massif ou fibré) à l'état cristallin ou amorphe. Le pompage peut être optique ou électrique. Comparés aux milieux dilués comme les gaz ou les plasmas, les solides ont l'avantage de posséder des densités volumiques en centres actifs très importantes. Ceci permet d'obtenir des gains importants pour de faibles dimensions et donc d'offrir la possibilité de faire des sources lasers compactes et robustes. Il existe deux grandes familles de matériaux solides comme milieux amplificateurs dans les lasers :

- Les solides cristallins ou amorphes (massifs ou fibrés) dopés avec des espèces ioniques, notamment les ions de terre rare et les ions métalliques ou contenant des « centres colorés » capables d'absorber et d'émettre de la lumière. Dans les deux cas le pompage est optique.
- Les matériaux semi-conducteurs entrant dans la composition de deux catégories de lasers. Ces lasers se distinguent par la manière dont ils sont pompés et leurs types de cavité. De ce fait, on distingue :
 - (i) Les diodes lasers (à émission latérale ou surfacique). Dans ce cas le pompage est électrique. Leur petite taille et leur rendement considérable constituent leurs points forts en comparaison avec les lasers à solides conventionnels.
 - (ii) Les OP-VECSELs (**O**ptically **P**umped-**V**ertical-**E**xternal **C**avity **S**urface-**E**mitting **L**asers), comme leur nom l'indique, sont pompés optiquement. Notons que des VECSELs pompés électriquement commencent à voir le jour.

Vérifions la disponibilité des sources lasers solides qui émettent dans le domaine orange-rouge du spectre électromagnétique.

1.3.b. les lasers à semiconducteur

Les diodes lasers

Les principaux avantages des diodes lasers résident dans leur compacité et leur excellent rendement. De plus, en fonction des matériaux utilisés, une grande plage de longueurs d'onde peut être couverte. Les diodes lasers les plus courantes émettent dans le proche infrarouge. C'est le cas, notamment, de la filière arséniure de gallium (GaAs, $\lambda = 850$ nm). Des problèmes se posent aux plus courtes longueurs d'onde. D'un point de vue technologique, réaliser une diode laser nécessite, entre autres, de trouver le matériau semi-conducteur avec le bon gap et fonctionnant dans des conditions raisonnables (température, pression et courants d'injection). À ceci s'ajoute une contrainte supplémentaire en cas d'hétérojonction. Il s'agit de maintenir un bon accord des paramètres de maille cristalline des couches.

Néanmoins, les diodes lasers, bien que possédant des caractéristiques attrayantes, souffrent de deux inconvénients principaux. Premièrement, leur bande de gain est assez large, ce qui a tendance à les rendre multimodes (Des solutions comme les diodes DBR ou des diodes en cavité étendue existent). Deuxièmement, le faisceau issu d'une diode laser est très divergent et de mauvaise qualité spatiale. En outre, pour des émissions laser aux courtes longueurs d'onde, l'emploi de matériaux à grand gap s'impose. Il aura fallu attendre 30 ans après la découverte de la première diode laser (émettant dans l'infrarouge proche) pour voir naître, en 1991, la première diode laser à base de ZnSe émettant dans le bleu-vert. Des diodes bleues à base de nitrure de gallium (GaN) à 404 nm sont développées et commercialisées par la société Nichia depuis 1999. C'est justement ce que nous utilisons pour pomper le laser orange qui fera l'objet de la troisième partie de ce manuscrit. En revanche, dans la gamme orange du spectre électromagnétique, à ma connaissance et à ce jour il n'existe pas de diodes lasers conformes à notre cahier des charges. La littérature des diodes lasers est pauvre en diodes lasers oranges. Quelques rares essais sont rapportés. Parmi ces travaux, on peut citer la réalisation d'une diode laser à 610,5 nm par Nuese *et al.* [23] à base de $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}$. Cette diode laser fonctionne en régime quasi-continu à une température de 80 K. Jang *et al.* rapportent dans la référence [24] la réalisation d'une diode laser DBR. Une fois de plus, ce laser à base d'AlGaInP fonctionne à basse température (120-140 K) et en régime quasicontinu. Une émission à 615 nm est obtenue par Chang *et al.* [25]. Cette fois, la diode fonctionne à température ambiante, en régime continu et avec un seuil de 420 mA. Cependant la puissance disponible ne dépasse pas 1 mW. Dans un travail plus récent, Bercha *et al.* [26], moyennant la variation de la température et de la pression, ont réussi à accorder la longueur d'onde d'une diode laser à base de InGaP/AlGaInP entre 574 nm et 645 nm. Pour se rendre compte de leurs conditions expérimentales, accorder le laser à 606 nm revient à le porter à une température de -100°C et une pression de 11,2 kbar. Récemment, Fedorova *et al.* [27] ont réalisé une source laser basée sur une diode laser à cavité étendue fonctionnant à température ambiante et doublée en fréquence dans une guide d'onde à base de KTiOPO_4 périodiquement polarisé (PPKTP). Le montage expérimental est reproduit sur la figure I.7.

Le milieu à gain semiconducteur basé sur de l'arséniure d'indium (InAs) est incorporé

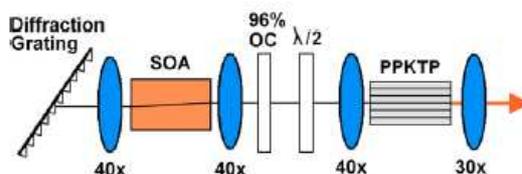


FIGURE I.7 – Figure tirée de la référence [27] et qui montre l'architecture de la source orange à semiconducteur développée par Fedorova *et al.*

dans une cavité optique composée d'un réseau de diffraction et d'un coupleur à 96% de transmission. Deux lentilles intracavité servent à coupler la lumière dans le milieu à gain semiconducteur. La diode émet un rayonnement infrarouge continu accordable sur 150 nm (entre 1140 et 1290 nm) avec un maximum de puissance de 230 mW à 1213 nm. Une lentille placée devant le guide d'onde permet de coupler la lumière dans celui-ci. Une lame demi-onde est utilisée pour choisir la polarisation adéquate. Enfin une dernière lentille permet de collimater la lumière visible en sortie de guide d'onde. À température ambiante, la diode délivre une puissance de 137 mW à 1225,8 nm. Un couplage de 30% dans le guide permet de générer une puissance de 4,3 mW à 612,9 nm. En accordant simultanément la longueur d'onde de la diode et la température du guide d'onde, les auteurs ont réussi à avoir une accordabilité de 3,4 nm dans le visible (entre 612,9 et 616,3 nm). Bien qu'elle présente plusieurs avantages comme l'accordabilité, la compacité, et l'efficacité, cette solution est très limitante en terme de puissance disponible. Celle-ci est limitée principalement par le seuil de dommage du guide d'onde.

En conclusion, les diodes lasers oranges restent peu développées et exotiques. Dans la suite de cette section de l'état de l'art réservée aux lasers à semi-conducteur émettant aux longueurs d'onde orange/rouge, nous mettons l'accent sur une autre variante des sources à semi conducteur : les VECSELS à pompage optique.

Les VECSELS à pompage optique

Cette classe de lasers à semi-conducteur partage certains traits des lasers de type VCSEL (**V**ertical **C**avity **S**urface **E**mitting **L**aser) dont le milieu à gain pompé électriquement est à base de puits quantiques semiconducteurs et la cavité laser est formée par des miroirs de Bragg. Dans le cas des OP-VECSELS, la structure de base est composée d'un miroir de Bragg et du milieu à gain. Elle est communément connue sous le nom de « miroir actif » ou de « demi-VCSEL ». Pour obtenir un laser on ferme la cavité avec un miroir externe et on pompe la structure avec un autre laser (généralement une diode laser)(voir figure I.8). Le choix de la gamme de longueurs d'ondes d'émission laser se fait par la composition et l'ingénierie de la structure à gain à base de puits quantiques. Les travaux sur ce type de sources sont très nombreux actuellement du fait de leur relative simplicité de mise en œuvre, de l'arrivée à maturité des structures à puits quantiques et de leur souplesse en termes de choix des longueurs d'ondes laser et de la source de pompe. L'épaisseur du milieu à gain est de seulement quelques microns, en conséquence le gain par tour est faible, ne dépassant pas, généralement, quelques pourcents. Ainsi, l'utilisa-

tion de miroirs hautement réfléchissants s'impose. Cela dit, la faible épaisseur du milieu à gain constitue aussi un avantage. Effectivement, cette structure à deux dimensions permet une bonne évacuation de la chaleur (par la face arrière de la structure voir la figure I.8). Ainsi, le faisceau de sortie est circulaire TEM_{00} quasiment limité par la diffraction ($M^2 = 1,0 - 1,3$), même à des puissances élevées.

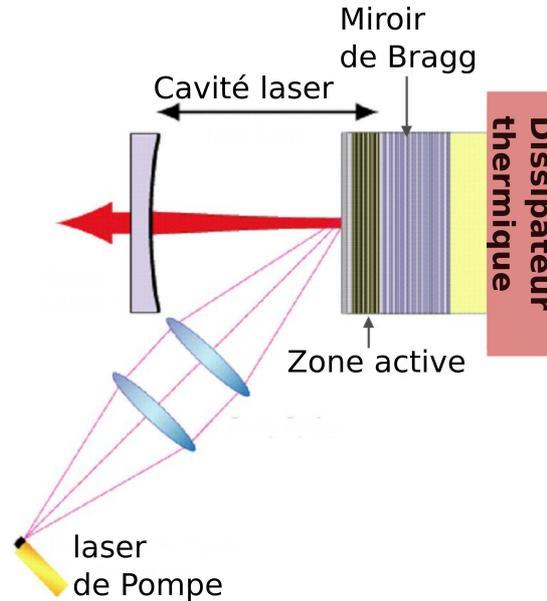


FIGURE I.8 – Architecture typique d'un OP-VECSEL

Tout comme les diodes lasers, l'émission des OP-VECSELs est principalement située dans la partie infrarouge du spectre électromagnétique. Les OP-VECSELs qui émettent directement dans le visible, notamment aux longueurs d'onde oranges/rouges, sont très peu nombreux. On peut citer, premièrement, le travail de Hastie *et al.* [28]. Ces auteurs rapportent la réalisation d'un OP-VECSEL basé sur une structure de GaInP/AlGaInP/GaAs et pompé à 532 nm par une source solide. Ce laser fonctionne en régime continu. Il émet une puissance de 400 mW avec une bonne qualité spatiale ($M^2 = 1,05$). Il est aussi accordable sur 10 nm autour de 674 nm. Deuxièmement Schwarzbäck *et al.* [29] ont réalisé un OP-VECSEL opérant en régime continu et dont le milieu à gain est une structure de 20 puits quantiques de GaInP. Ce laser est pompé à 532 nm par un laser Nd :YAG doublé et peut délivrer une puissance de 1,2 W à 665 nm dans un mode Gaussien TM_{00} ($M^2 \leq 1,05$). C'est la plus courte longueur d'onde fondamentale, dans la gamme orange/rouge, obtenue avec un OP-VECSEL, rapportée jusqu'à ce jour.

Les OP-VECSELs fonctionnent en cavité étendue. En plus, on dispose d'une forte puissance intracavité due au fort facteur de qualité de la cavité. Cela rend possible l'emploi de cristaux non-linéaires dans la cavité. Par conséquent, moyennant des processus non linéaires comme la somme, la différence ou le doublage de fréquence, l'émission des OP-VECSEL peut être étendue. Selon ce principe plusieurs travaux ont fait état de sources lasers à semi-conducteurs visibles. Nous nous limitons, ici, à la gamme orange/rouge. Gerster *et al.* [30] ont réalisé un OP-VECSEL dont le milieu à gain est une structure de GaAsSb/GaAs, doublé en intracavité avec un cristal de $KNbO_3$. Il génère une puissance

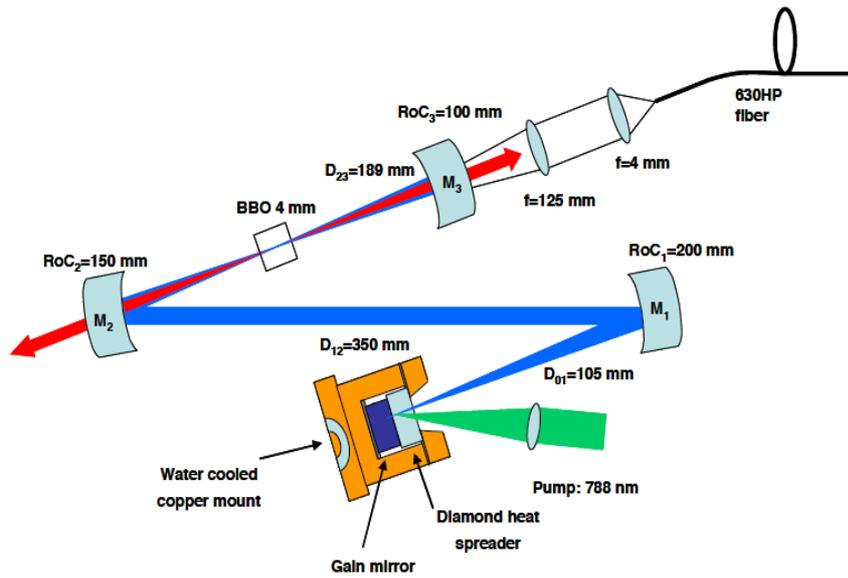
de 30 mW à 610 nm. En 2007, Rautiainen *et al.* [31] publient les résultats de doublage de fréquence en intracavité d'un OP-VECSEL à base d'une structure de InGaAs pompée à 788 nm par une diode fibrée. Une puissance de 2,68 W à 612 nm pour 36,1 W de pompe est rapportée. Le seuil, quant à lui, s'élève à 7 W. L'insertion d'un étalon de 25 μm d'épaisseur dans le bras collimaté (non représenté sur la figure I.9(a)) a permis d'accorder la longueur d'onde visible entre 601 et 610 nm. Le balayage en fréquence se fait par sauts de modes. Avec l'étalon la puissance disponible chute de 60%. Les mêmes auteurs réalisent, deux ans plus tard, un OP-VECSEL faisant usage de deux ensembles de boîtes quantiques pompées, indépendamment, à 808 nm et à 788 nm [32]. Ils emploient un cristal non linéaire de BBO placé au waist de la cavité pour la génération de second harmonique à 590 nm (voir figure I.9(b)). Une puissance de 2,5 W à la longueur d'onde visible est obtenue avec un seuil de 11 W.

Pour conclure, les OP-VECSELs présentent de nombreux avantages, notamment les puissances élevées disponibles, les faisceaux limités par la diffraction, la souplesse dans le choix de la source de pompage, ou leurs cavités étendues qui offrent la possibilité d'y intégrer des éléments supplémentaires. Cependant, comme les diodes lasers, ils restent peu développés dans le domaine rouge/orange du spectre électromagnétique, même si les recherches se développent de plus en plus. Ceci rend cette piste très prometteuse.

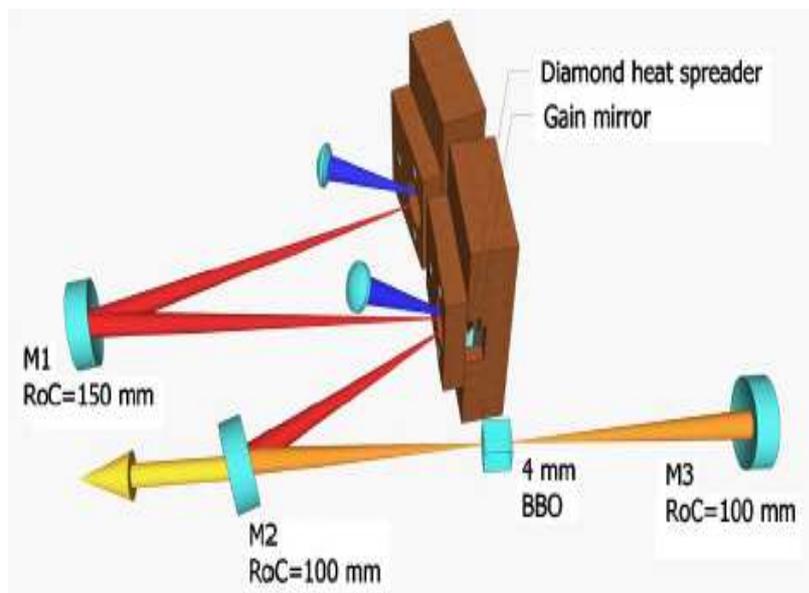
I.3.c. Les lasers à cristaux massifs et fibres

Les lasers à fibres

Un laser à fibre est un laser dont le milieu amplificateur est une fibre optique de structure amorphe ou cristalline. Dans son anatomie la plus simple, une fibre optique consiste en une gaine d'indice de réfraction n_g et un cœur d'indice n_c avec $n_c > n_g$. Ainsi, sous certaines conditions, les ondes lumineuses peuvent être guidées par réflexion totale interne à l'interface cœur-gaine. Autrement dit, le cœur constitue le guide d'onde à l'intérieur duquel se propagent les ondes lumineuses tandis que la gaine sert à les confiner. Maintenant, pour que ce milieu (la fibre optique) soit amplificateur, le cœur doit être dopé avec des éléments actifs, comme des ions terres de rares tels que l'erbium (Er^{3+}), l'ytterbium (Yb^{3+}), le néodyme (Nd^{3+}), le thulium (Tm^{3+}), le praséodyme (Pr^{3+}). Comme dans les cristaux lasers conventionnels, le choix de l'élément de terres rares ainsi que la longueur d'onde de pompage déterminent la longueur d'onde émise par le laser. Pour réaliser un oscillateur laser, la fibre est placée dans une cavité fermée par des miroirs. Dans ce but, trois systèmes sont communément utilisés : des miroirs discrets couplés à la fibre grâce à des lentilles, des miroirs diélectriques déposés sur les extrémités de la fibre ou, enfin, des réseaux de Bragg inscrits dans le cœur de la fibre. Mais il est également possible de réaliser des amplificateurs à fibre comprenant uniquement la fibre dopée. Ils sont généralement mis en œuvre dans des architectures MOPA (Master Oscillator Power Amplifier), comprenant un injecteur ou oscillateur maître de faible puissance, qui peut être soit un laser à fibre soit un laser à semi-conducteur, dont le signal est ensuite amplifié par un ou plusieurs amplificateurs à fibre en série. Les lasers à fibre présentent de nombreux



(a)



(b)

FIGURE I.9 – (a) : Montage expérimental utilisé par Rautiainen *et al.* adapté de la référence [31] (b) : Montage expérimental utilisé par Rautiainen *et al.* adapté de la référence [32]

avantages. On peut les résumer dans les points suivants :

- Une grande efficacité est possible grâce à la longueur de la fibre et au confinement de la lumière dans le cœur. En conséquence, un gain de plusieurs dizaines de dB et une efficacité optique élevée (pouvant atteindre les 80% dans le cas des lasers Yb) sont assez courants.
- Compte tenu de la longueur considérable du milieu actif, la puissance de pompe est efficacement absorbée tandis que la chaleur est bien dissipée par la fibre (la

surface d'échange thermique est importante). Ceci augmente l'efficacité laser tout en limitant les effets thermiques. Pour un même ion dopant, la gestion des effets thermiques est ainsi plus facile que dans un milieu massif.

- Il est possible de réaliser des systèmes lasers « tout fibrés ». Cela évite tout désalignement et permet de gagner en compacité, en souplesse et en robustesse vis-à-vis des perturbations extérieures.
- Le faisceau est confiné dans le cœur qui agit comme un filtre spatial. On s'attend donc à ce que le faisceau présente une bonne qualité spatiale.

Après cette description succincte du principe des lasers à fibre, intéressons-nous maintenant à l'émission de cette catégorie de sources laser, notamment dans la gamme des longueurs d'onde orange/rouge. Les sources lasers à fibres peuvent émettre directement aux longueurs d'onde voulues ou faire appel à des processus non-linéaires comme le doublage, la somme de fréquences, ou des processus Raman. Les figures I.10(a), I.10(b), I.10(c) reproduisent quelques architectures de lasers à fibres.

La figure I.10(a) tirée de la référence [33] illustre le dispositif expérimental employé par Hellmig *et al.*. Le milieu à gain est une fibre de 34 cm en ZBLAN codopée aux ions Pr, Yb pompée à 850 nm par une diode laser. La cavité laser est composée de deux miroirs M_1 et M_2 montés sur un élément piezoélectrique offrant la possibilité de varier l'épaisseur de la couche d'air séparant le miroir et la fibre (d_1 et d_2). Cette « lame » d'air fait office de couche diélectrique qui s'additionne aux couches de diélectrique déposées sur le substrat du miroir. La variation de l'épaisseur de cette couche permet de moduler la réflectivité du miroir et donc d'accorder l'émission du laser. À ces miroirs, s'ajoutent deux miroirs « optionnels » M_3 et M_4 couplés à la fibre, respectivement, par l'intermédiaire des lentilles L_1 et L_2 . Le traitement de ces miroirs est optimisé pour l'émission aux longueurs d'onde rouges. En jouant sur l'épaisseur d'une couche d'air on peut favoriser l'émission aux longueurs d'onde bleu/vert ou orange/rouge.

Le montage expérimental de la figure I.10(b) montre l'architecture d'un laser réalisé par Feng *et al.*. Les auteurs pompent une fibre en phosphosilice (désignée par PDF sur la figure) avec un laser fibré à Yb émettant à 1100 nm. La cavité laser est composée d'un réseau de Bragg (FBG), d'un miroir plan M_2 et d'un miroir concave M_1 . Le couplage avec la fibre est assuré avec la lentille L_2 . Les différents miroirs sont hautement réfléchissants à la longueur d'onde du premier ordre Raman Stokes à 1178 nm (longueur d'onde laser décalée de 602 cm^{-1}). La forte puissance intracavité à cette longueur d'onde génère à son tour une raie Stokes (1178 nm décalé de 490 cm^{-1}) assez forte pour que le laser Raman émettant à 1250,5 nm atteigne le seuil d'oscillation. Le rayonnement visible est produit via la somme ou le doublage de fréquences des différents rayonnements infrarouges (focalisés avec la lentille L_2) dans un cristal non-linéaire de BBO placé dans la cavité. Le rayonnement produit par le laser est décomposé en ses différentes longueurs d'onde en utilisant un prisme.

Enfin, le dispositif expérimental de la figure I.10(c) tiré de l'article [35] schématise un laser à fibre émettant deux longueurs d'onde fondamentales situées dans l'infrarouge ($\lambda_1 = 1,06 \mu\text{m}$ et $\lambda_2 = 1,55 \mu\text{m}$). Le milieu à gain est une fibre codopée Er/Yb pompée à 980 nm par une diode laser fibrée. Dans son architecture le laser est constitué de deux

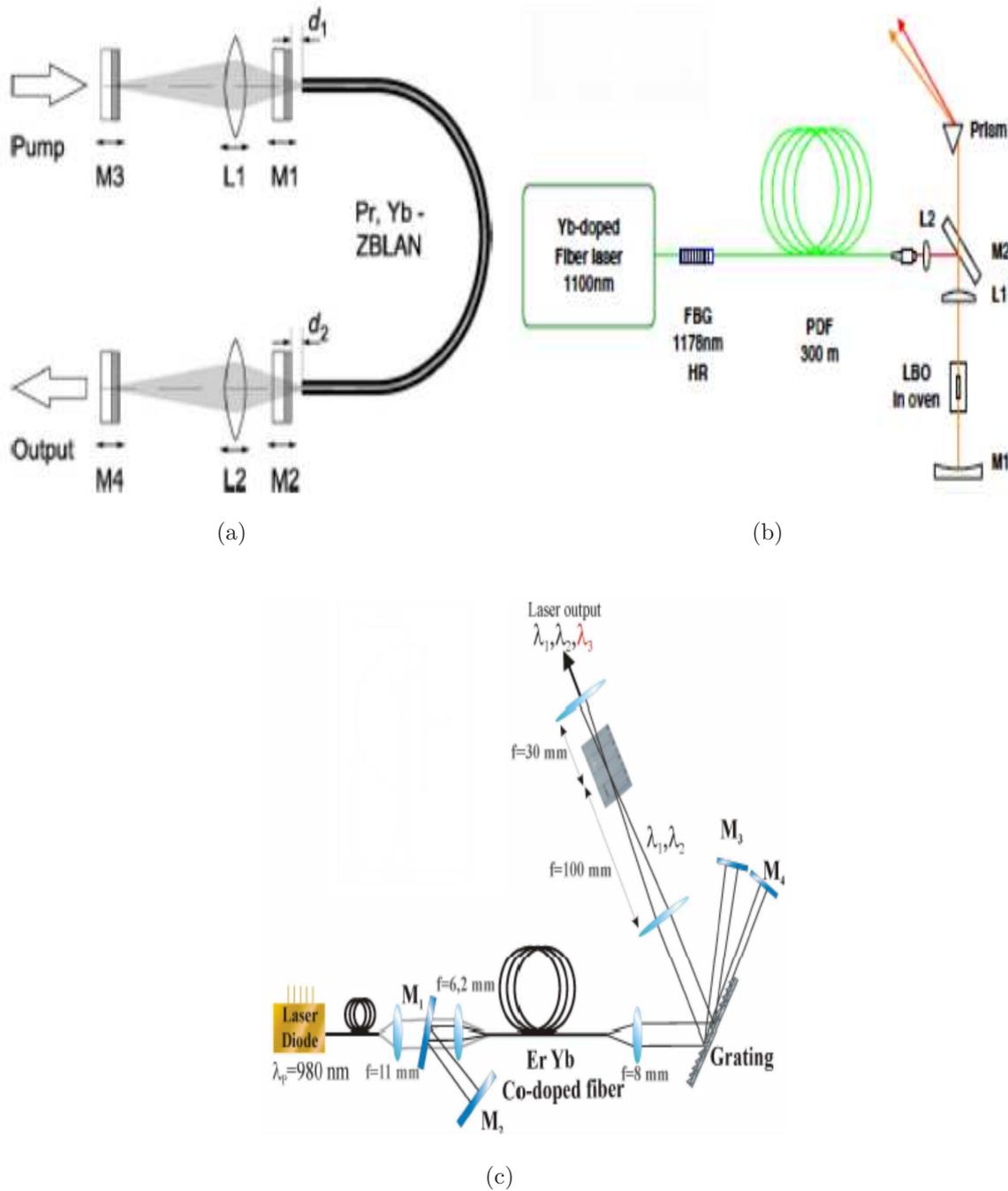


FIGURE I.10 – (a) : Architecture d'un laser à émission directe par un processus d' up-conversion [33] (b) : Architecture d'un laser utilisant un processus Raman en cascade puis une somme/doublage de fréquence intracavité [34] (c) : Architecture d'un laser mettant en œuvre un processus Raman suivi d'un doublage de fréquence hors cavité [35]

cavités découplées dont chacune est résonante à une longueur d'onde (λ_1 et λ_2). Ces deux cavités partagent deux miroirs M_1 , M_2 et sont fermées, chacune, par les miroirs M_3 et M_4 . Un réseau de diffraction placé dans la cavité est utilisé pour séparer les deux

longueurs d'onde laser. Un cristal non-linéaire de niobiate de lithium polarisé périodiquement (PPLN) utilisé en simple passage assure la somme de fréquences pour produire un rayonnement visible.

Le tableau I.2 regroupe les principaux lasers à fibre couvrant la gamme orange/rouge du spectre électromagnétique ainsi que leurs performances rapportées à ce jour.

Dopage	nature de la fibre	λ_{laser} (nm)	λ_{pompe} (nm)	processus mis en œuvre	Puissance (mW)	référence
Nd ³⁺ /Pr ³⁺	ZBLAN	635, 717	796	up-conversion		[36]
	ZBLAN	605–622	780–880	up-conversion	45	[37]
Pr ³⁺ /Yb ³⁺		635–637			300	
Pr ³⁺ /Yb ³⁺	ZBLAN	635	850	up-conversion	1020	[38]
		569		Processus Raman	6	
P ₂ O ₅	silice	589 et 606,5	1100	en cascade	10	[34]
				doublage/somme de fréquence	0,2	
				somme de fréquence		
Er ³⁺ /Yb ³⁺	silice	627,5–634,5	980	en extracavité	0,14	[35]
Pr ³⁺ /Yb ³⁺	ZBLAN	635	835, 442	up-conversion	8	[39]
Pr ³⁺	ZBLAN	597–737	448	émission directe	59	[40]
					à 635 nm	
				Processus Raman		
Yb ³⁺	phosphosilice	655	1115	puis doublage de fréquence	>60	[41]
Pr ³⁺ /Yb ³⁺	ZBLAN	635	850	up-conversion	10	[33]
		605			à 635 nm	

TABLE I.2 – Une brève revue de littérature des principaux lasers à fibre qui émettent aux longueurs d'onde oranges/rouges.

À la lumière de notre cahier des charges, une lecture du tableau I.2 nous permet de conclure qu'à cette phase de développement, ces lasers restent des solutions inadéquates notamment en termes de puissance disponible. De plus, rendre ces lasers monomodes est très difficile. Ils présentent néanmoins des nombreux avantages, particulièrement en matière de robustesse et de compacité.

Les lasers solides à cristaux massifs

Les dix années qui ont suivi le développement du premier laser à rubis ($\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$) ont connu un engouement pour les sources lasers à solide. Des nombreuses lasers ont été ainsi développés notamment le laser Nd: $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, l'un de plus importants lasers à solide. Cette première génération de lasers à solide est pompée optiquement par des lampes. Les

recherches sur les lasers solides ont, ensuite, connu une période de stagnation où ils été, en quelque sorte, éclipsés par les lasers à gaz et les lasers à colorant. Vers le milieu des années 80, ce domaine de recherche a connu une sorte de renaissance. Plusieurs facteurs y ont contribué, comme le développement de diodes lasers de puissance, une alternative compacte et fiable aux traditionnelles lampes, et la découverte de nouveaux matériaux. Cette nouvelle ère était marquée par la réalisation du premier laser Ti :Saphir accordable entre 660 et 980 nm.

En comparaison avec le pompage par lampe, les avantages majeurs d'un pompage par des sources lasers à solides se résument principalement aux points suivants :

- (i) **Une compacité accrue.** Des architectures miniaturisées sont rendues possibles [42], avec la possibilité d'un pompage longitudinal ou transverse. Il est aussi possible de réaliser des structures monolithiques [43–45]. Ceci permet de limiter le nombre de modes longitudinaux qui tombent dans la bande de gain.
- (ii) **Une efficacité considérable.** Cette efficacité peut être d'un ou plusieurs ordres de grandeur plus grande que dans les lasers à gaz et les lasers pompés par lampe (rendement électrique-optique $\sim 15\%$ à comparer avec 0,01% dans le cas d'un laser à argon)
- (iii) **Une stabilité en puissance et en fréquence remarquable.** La stabilité des lasers de pompe d'une part, et l'emploi des architectures miniaturisées voire même monolithiques d'autre part procurent aux sources lasers à solides une stabilité intrinsèque remarquable [46–48]. Cette stabilité, combinée à un système de contrôle externe (asservissement), est renforcée [49–51].
- (iv) **Une bonne durée de vie.** La durée de vie d'un laser à solide dépasse 10 000 heures, ce qui fait des lasers à solides pompés par diode des systèmes plus fiables que le laser à colorant.

La pièce maîtresse dans un laser à solide est le matériau laser. Ce dernier doit posséder des courbes de fluorescence étroites, des bandes d'absorption fortes et une efficacité quantique relativement élevée pour la transition considérée. Ces conditions sont, généralement, remplies dans le cas de solides (cristallins ou amorphes) dopés aux ions de terres rares ou avec des métaux de transition. En plus de ces propriétés, les matériaux lasers doivent avoir une bonne qualité optique notamment un faible $\frac{dn}{dT}$, une bonne conductivité thermique et un seuil de dommage élevé.

Les matrices solides qui constituent le milieu à gain de lasers à solides peuvent être réparties en deux grandes familles :

- **Les matrices vitreuses.** Les verres ont l'avantage d'être facilement fabriqués. Ils ont, aussi, une bonne qualité optique. En revanche, les dopants incorporés dans de tels systèmes solides présentent des raies de fluorescence plus larges que dans les cristaux. Par conséquent, les seuils lasers sont plus élevés pour les verres. En outre, la conductivité thermique des verres est plus faible par rapport à la plupart des cristaux. Ce dernier point se traduit par une biréfringence thermiquement induite et une distorsion optique.

- **Les matrices cristallines.** Elles offrent généralement, par rapport aux verres, les avantages d'une conductivité thermique plus élevée, de raies d'absorption et de fluorescence plus étroites et dans la plupart des cas une plus grande dureté. Parmi les systèmes cristallins les plus utilisés on peut citer les oxydes dont les plus connus sont le YAG, le saphir (Al_2O_3) ou les vanadates comme YVO_4 , ou encore les fluorures comme YLF (YLiF_4) ou BYF (BaY_2F_8). C'est justement ce dernier cristal, dopé aux ions Pr^{3+} , que nous utilisons pour notre laser orange qui est l'objet de la troisième partie de ce manuscrit.

À travers ces quelques caractéristiques on voit tout l'intérêt d'un laser à solide pompé par une source solide, en l'occurrence une diode. Dans la suite de ce paragraphe nous nous focalisons sur les lasers à solides couvrant la gamme orange/rouge des longueurs d'onde.

Certains lasers à solides peuvent émettre directement dans la gamme orange/rouge du spectre électromagnétique. Ce premier groupe de lasers à solides emploie essentiellement des matrices solides dopées à l'ion Pr^{3+} [52–58] (voir la figure I.11(a)) ou codopées $\text{Pr}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ [59, 60]. En plus de cette voie dite « directe », l'émission des lasers à solides peut se situer dans l'infrarouge proche (typiquement autour de $1\mu\text{m}$). Ensuite, moyennant un ou plusieurs processus non-linéaires, on peut étendre cette émission à la gamme orange/rouge. Les principales voies de conversion de fréquence rapportées dans la littérature emploient des processus non-linéaires d'ordre deux (somme ou doublage de fréquence) [61, 62] seuls ou en cascade avec un processus non linéaire d'ordre trois (diffusion Raman stimulée)[63–69] (voir la figure I.11(b)).

La figure I.11(a) tirée de la référence [70] montre l'architecture d'un laser orange réalisé dans le groupe de Günter Huber. Le pompage est assuré par deux diodes lasers bleues ($\lambda = 443,9\text{ nm}$). Chaque diode délivrant 1 W de puissance est focalisée dans le cristal grâce à une paire de lentilles $L_{1,2}$. La cavité est composée de deux miroirs plans M_1 (déposé sur une face de cristal) et M_2 hautement réfléchissants (HR) à la longueur d'onde laser et anti-réfléchissants (AR) à la longueur d'onde de la pompe, et d'un miroir concave M_3 jouant le rôle de coupleur. En revanche, la figure I.11(b) est une illustration d'un laser à cavités linéaires imbriquées émettant à 579 nm issu des travaux de Y.K. Bu *et al.* [69]. La première cavité, dite « fondamentale », est composée d'un miroir plan (M_1) et d'un miroir concave (M_2 commun avec la deuxième cavité). Avec le cristal Nd :YLF pompé par une diode laser fibrée, elle forme un premier laser émettant à $\lambda_l = 1047\text{ nm}$ (longueur d'onde fondamentale). La deuxième cavité (cavité Raman) est composée d'un miroir plan (M_2 , AR à 1047 nm) déposé sur une face du cristal SrWO_4 (cristal Raman) et partage le miroir M_3 avec la cavité fondamentale. Cette architecture permet de profiter de la puissance intracavité conséquente à la longueur d'onde fondamentale pour pomper plus efficacement le cristal Raman placé en cavité (cavité Raman) afin de générer une raie Stokes qui est amplifiée à chaque passage dans le cristal Raman. On peut obtenir ainsi une forte puissance intracavité (dans la cavité Raman) à la longueur d'onde Stokes ($\lambda_s = 1158\text{ nm}$). Placer le cristal non linéaire de LBO dans la cavité Raman permet de profiter à la fois de la forte puissance à λ_l et λ_s . Le processus non-linéaire de somme de fréquences est, donc, plus efficace. Les performances obtenues avec ces deux systèmes en

plus d'une sélection des principaux lasers à solides massifs, classés par ordre chronologique de réalisation, sont mentionnées dans le tableau I.3.

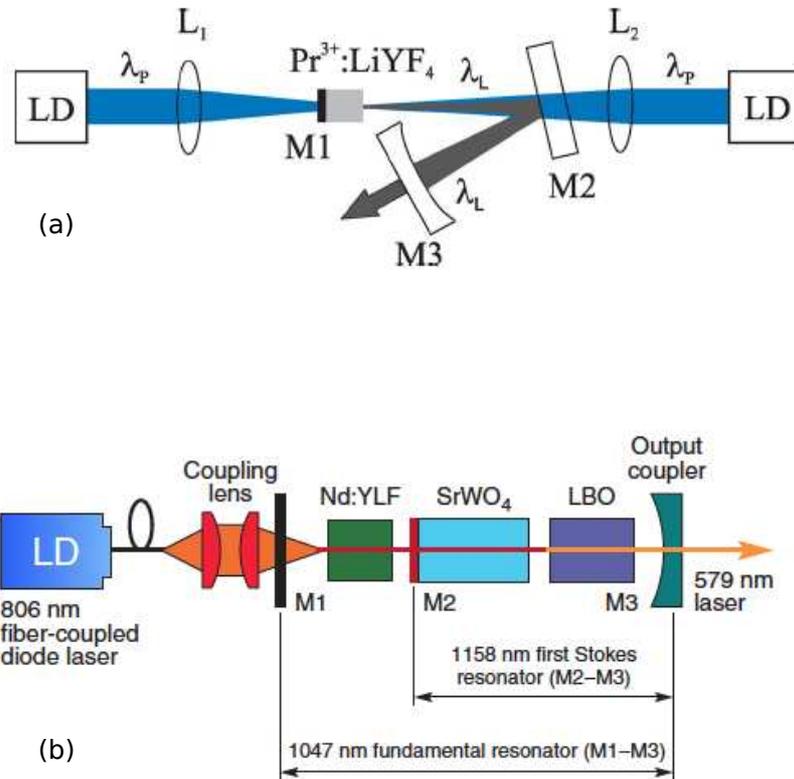


FIGURE I.11 – Dispositifs expérimentaux tirés des références [70] et [69] schématisant respectivement un laser à émettant directement dans l'orange (a) et un laser utilisant deux processus non-linéaires en cascade pour atteindre les longueurs d'onde visibles (b)

Milieu actif	λ_{pompe} (nm)	λ_{laser} Orange/rouge (nm)	Puissance délivrée (mW)	Processus mis en œuvre	Remarques	Référence
$Cr^{4+} : Mg_2SiO_4$	1064	613–655	45	SHG	accordable CW	[71]
Nd :YAG	808	555 ; 579 ; 606	~ 25–520	Processus Raman/SFG intracavité	régime impulsionnel	[64]
Nd :YVO ₄	808	593,5	750	SFG intracavité	régime CW	[61]
$Cr^{4+} : Mg_2SiO_4$	1064	573–587	30	SFG intracavité	CW accordable	[62]

Nd :YVO ₄	808					
Pr :KY ₃ F ₁₀	446	644,5	39	émission directe	CW	[52]
Nd :GdVO ₄ / KGd(WO ₄) ₂	808	588	704	Raman/ SHG	CW	[65]
Pr :LiYF ₄	444	639	112	émission directe	CW	[53]
Pr :LiLuF ₄	480	607,2 ; 640,2 721,5	~ 30–52	émission directe	CW	[54]
Pr :LiYF ₄	480	607 ; 640	~	émission	CW	[56]
Pr :LiLuF ₄		720	300–600	directe		
Pr :LiGdF ₄	444	607 ; 640 720	~ 40–130	émission directe	CW	[57]
Pr,Yb :BaY ₂ F ₈	821	607	12	upconversion	CW	[60]
Nd :GdVO ₄	879	620	950	Raman/SFG intracavité	CW	[66]
Nd :GdVO ₄	879	586	4300	Raman/SFG intracavité	CW	[67]
Nd :GdVO ₄ / BaWO ₄	880	590	2900	Raman/SHG	CW SHG en cavité externe	[68]
Pr :YAlO ₃	448	747	139	émission directe	CW	[72]
Pr :LiYF ₄	443,9	607,2 639,5	418 938	émission directe	CW	[70]
Pr :LiLuF ₄			37	émission		
Pr :LiYF ₄	469,12	607	72	directe	CW	[55]
Pr :KY ₃ F ₁₀		610	22			
Pr :LiYF ₄	443	640	800	émission directe	CW	[58]
Nd :LiYF ₄ / SrWO ₄	806	579	800	Raman/SHG intracavité	CW	[69]

TABLE I.3 – Tableau récapitulatif des principales sources laser à solides massifs rapportées.

I.3.d. Les oscillateurs paramétriques optiques pompés par des sources solides

Cette variante de sources lasers à solide occupe la partie centrale de cette thèse. Cet exposé est particulièrement dédié aux OPOs dont l'émission se fait dans la gamme

orange/rouge des longueurs d'ondes. En outre, nous nous focaliserons sur la stabilité en fréquence de ces sources paramétriques. Une description plus détaillée des OPOs est laissée au chapitre II. En principe, les OPOs constituent une application de l'optique non-linéaire. Ils sont basés sur un cristal non-linéaire placé dans une cavité résonante et pompé par une source laser. Par analogie avec les lasers, le cristal non-linéaire occupe la place du milieu à gain. Dans un OPO un photon pompe est « cassé » en deux, donnant naissance à deux photons moins énergétiques baptisés signal et complémentaire (idler). Par convention le photon signal est celui qui a la longueur d'onde la plus courte. L'efficacité d'un OPO dépend fortement de la qualité spatiale et spectrale de la pompe, des propriétés du matériau non-linéaire et de la qualité des optiques de la cavité notamment en terme de tenue au flux. Trois modes principaux de fonctionnement sont possibles suivant que la cavité OPO est résonnante pour une, deux ou les trois ondes en interaction. On parle respectivement d'un OPO simplement résonant (SROPO), d'un OPO doublement résonant (DROPO), ou d'un OPO triplement résonnant (TROPO). La bande d'émission des OPOs est très large, limitée essentiellement par la transparence du cristal non-linéaire et la qualité du traitement des optiques de la cavité. Cette émission s'étend de l'ultraviolet (~ 400 nm) à l'infrarouge moyen (~ 12 μm) et récemment dans le domaine des THz.

Dans leur histoire les OPOs ont connu plusieurs phases. Le fonctionnement du premier OPO fut obtenu par Giordmaine et Miller en 1965 [4], soit cinq ans après la réalisation du premier laser. L'OPO décrit dans leur article historique est basé sur un cristal non-linéaire de niobiate de lithium (LiNbO_3) en cavité linéaire et pompé par un laser Nd : CaWO_4 impulsif (en régime nanoseconde) doublé en fréquence. Cet OPO était accordable entre 0,96 et 1,16 μm en contrôlant la température du cristal non linéaire. Trois ans plus tard, Smith *et al.* réalisent le premier OPO fonctionnant en régime continu [73]. Dans leur article, ils décrivent un DROPO pompé par un laser Nd : YAG doublé en fréquence et basé sur un cristal non-linéaire de $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$.

L'absence de source de pompage fiable, d'une part, et le choix limité en termes des cristaux non-linéaires aux bonnes propriétés (coefficient non linéaire, seuil de dommage...), d'autre part, n'étaient pas favorables au développement rapide de cette technologie naissante. Les recherches dans ce domaine n'ont pas avancé aussi vite qu'on aurait pu l'espérer durant les vingt premières années. Une nouvelle phase de l'histoire des sources paramétriques a commencé au milieu des années 80. Elle est amorcée sans doute par l'arrivée à maturité de la technologie des lasers solides, la maîtrise des techniques de dépôt de couches minces et surtout la découverte d'une nouvelle génération de matériaux non-linéaires fiables. Parmi ces cristaux biréfringents citons à titre d'exemple le β - BaB_2O_4 (BBO), le LiB_3O_5 (LBO), ou le KTiOPO_4 (KTP). Durant les années suivantes, on a assisté à un véritable engouement pour cette catégorie de sources cohérentes, alimenté par la motivation d'atteindre des gammes spectrales inaccessibles jusqu'alors avec les sources lasers conventionnelles. Rapidement un grand nombre d'OPOs a vu le jour, fonctionnant pour la plupart en régime impulsif allant du régime nanoseconde aux régimes picoseconde et femtoseconde. Le premier OPO simplement résonnant fonctionnant en régime continu fut réalisé en 1993 dans le groupe de R.L Byer [74]. Dans ce travail original, S. T. Yang *et al.* ont développé un SROPO pompé par un laser Nd : YAG doublé en fréquence, et utilisant un cristal non

linéaire de KTP comme milieu à gain. Le régime de fonctionnement de ce dernier était monomode longitudinal avec un seuil d'oscillation de 1,4 W. Une puissance maximale de 1,06 W à la longueur d'onde non résonante était extraite de la cavité. En fonctionnement libre la largeur de raie de l'OPO était estimée à 20 kHz.

Le début des années 1990 a vu l'émergence d'une nouvelle catégorie de cristaux dits à quasi-accord de phase (voir le paragraphe II.4.b.) [75]. Cette technique d'accord de phase suggérée dès les premières années de l'optique non-linéaire [76], n'a pu être mise en œuvre que grâce à la technologie du retournement des domaines ferroélectriques. Ceci, combiné avec les progrès réalisés en matière des sources lasers de pompe, a marqué le début d'une nouvelle ère dans l'histoire des OPOs. Des matériaux comme le niobate de lithium, le tantalate de lithium, le KTP polarisés périodiquement (respectivement PPLN, PPLT, et PPKTP) ont fait leur apparition. En conséquence, une nouvelle classe d'OPOs continus avec des performances bien supérieures notamment en terme de puissance, d'efficacité, de stabilité à la fois en fréquence et en intensité, de finesse spectrale, sans oublier l'accordabilité sont apparus. Cela a fait et ne cesse de faire des OPOs une technologie compétitive par rapport aux lasers conventionnels pour la génération d'un rayonnement cohérent et accordable aux différentes échelles temporelles et spectrales.

Après cette brève introduction, intéressons-nous maintenant aux OPOs continus émettant aux longueurs d'onde oranges/rouges. Bien que les OPOs visibles fonctionnant en régime impulsionnel aient fait leur apparition du début des années 90, ceux fonctionnant en régime continu ne sont réellement arrivés que quelques années plus tard avec le travail de Bosenberg *et al.* [77]. Le système démontré par ces auteurs est un SROPO résonnant pour le signal à 1540 nm émettant un rayonnement visible à 629 nm. Il était basé sur un cristal de PPLN comportant deux réseaux en cascade et pompé à 1064 nm par un laser Nd :YAG multimode longitudinal. Le premier réseau du cristal non-linéaire a pour rôle d'assurer l'accord de phase entre les trois ondes interagissant lors du processus paramétrique ($\frac{1}{\lambda_p(=1064\text{nm})} = \frac{1}{\lambda_s(=1540\text{nm})} + \frac{1}{\lambda_i(=3450\text{nm})}$). Le deuxième réseau permet de réaliser l'accord de phase pour la somme de la fréquence générant du rayonnement visible ($\frac{1}{1064\text{nm}} + \frac{1}{1540\text{nm}} = \frac{1}{629\text{nm}}$). Avec cette architecture originale, une puissance de 2,5 W dans le visible est obtenue, pour un seuil d'oscillation relativement élevé de 6,3 W et avec une efficacité de 21%. Cet OPO souffrait de problèmes d'instabilités dus principalement aux problèmes thermiques apparaissant dans le PPLN aux courtes longueurs d'onde. En 2001, Petelski *et al.* [78] réalisent une source paramétrique produisant un rayonnement orange accordable entre 565 et 580 nm grâce à une architecture complexe produisant relativement peu de puissance utile. Ils partent d'un laser Nd :YAG monomode et très stable en fréquence. Le rayonnement infrarouge issu de ce laser est ensuite doublé en fréquence avec un cristal non-linéaire massif de niobate de lithium dopé au MgO (MgO :LiNbO₃, le dopage sert à limiter les effets photoréfractifs) placé dans une cavité extérieure. En sortie de ce premier étage, une puissance de 550 mW à 532 nm est produite. Le rayonnement vert produit sert à pomper un DROPO basé aussi sur un cristal de MgO :LiNbO₃. Le DROPO présente naturellement un seuil très faible (15 mW). Pour le maximum de puissance à 532 nm disponible, on obtient une puissance de 95 mW à la longueur d'onde du complémentaire. La longueur d'onde du complémentaire est accordable entre 1130 et 1190

nm en variant la température du cristal non linéaire. Enfin, tout comme le rayonnement infrarouge du laser Nd :YAG, le rayonnement complémentaire est doublé en fréquence dans une cavité externe renfermant un cristal non linéaire de PPLN multiréseaux assurant un accord de phase sur toute la gamme d'accordabilité. En conséquence, 3,8 mW de rayonnement orange sont produits. En asservissant les différentes cavités des différents étages à la fois et en les protégeant de l'environnement (vibrations, fluctuations de la température de l'air), les auteurs ont obtenu un fonctionnement monomode et une bonne stabilité en intensité sur plusieurs heures. Dans le même esprit que le travail cité précédemment, Strößner *et al.* [79], réalisent une source paramétrique basée sur un OPO simplement résonant et doublé en fréquence en cavité résonnante externe (voir la figure I.12). Le SROPO est basé sur une cavité en anneau à 4 miroirs renfermant deux cristaux non linéaires multiréseaux de PPKTP et de PPLN. Les cristaux sont montés sur une translation permettant de passer d'un cristal à l'autre ou simplement d'un réseau à l'autre sur un même cristal. Le pompage est réalisé avec une source commerciale émettant à 532 nm. Le complémentaire extrait du SROPO est par la suite doublé en fréquence dans du PPLN placé dans une cavité résonnante à quatre miroirs. Pour une bonne stabilité à long terme, la cavité OPO est maintenue à résonance avec un laser stable (Nd :YAG Innolight Mephisto à 946 nm). De son côté la cavité de doublage est maintenue à résonance avec le complémentaire en utilisant un asservissement de type Pound-Drever-Hall. Dans cette configuration le système est partiellement accordable entre 550 et 2830 nm si on considère le signal, le complémentaire et le complémentaire doublé. La puissance en sortie de système dépend de la longueur d'onde. Elle vaut typiquement 160 mW à 580 nm. La source présente une bonne stabilité en fréquence, notamment à court terme avec une largeur de raie pour le signal de 20 kHz sur 50 ms. En dépit de ses nombreuses qualités ce système reste tout de même complexe et coûteux.

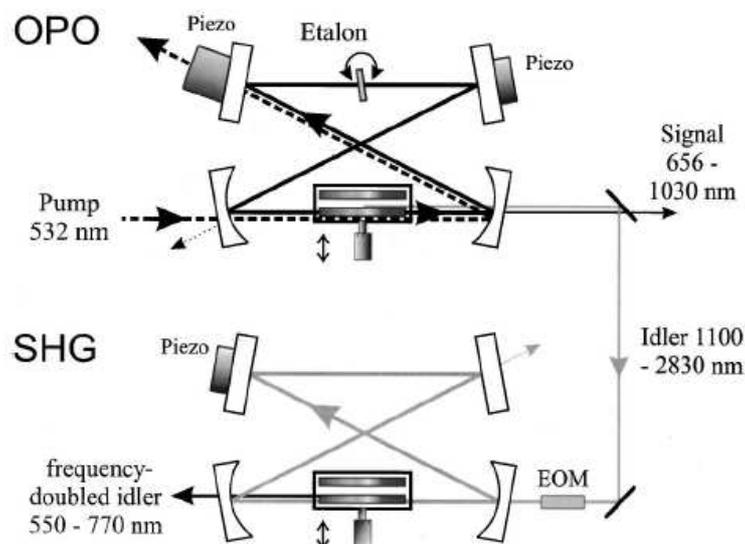


FIGURE I.12 – Architecture de la source paramétrique développée par Strößner *et al.* [79].

Toujours dans le but de réaliser un SROPO continu émettant directement dans l'orange-rouge, Bahbah *et al.* [80] réalisent le premier SROPO quasicontinu résonnant pour le signal situé entre 600 et 640 nm et pompé dans le vert. Il est basé sur un cristal récemment développé de LiTaO_3 stoechiométrique polarisé périodiquement et dopé au MgO (MgO :PPSLT) et est pompé à 532 nm par un laser Nd :YAG quasicontinu (impulsions de 170 μs avec une cadence de 40 Hz) doublé en fréquence. Un an après le travail initiateur de Bahbah *et al.*, Melkonian *et al.* [81] démontrent le premier SROPO continu à émission directe dans le rouge. Il est basé sur un cristal non linéaire de MgO :PPSLT en cavité en anneau résonnante pour le signal visible et pompé à 532 nm par un laser commercial. L'OPO est accordable entre 619 et 640 nm (voir la figure I.13). Un fonctionnement monomode stable est garanti en insérant un étalon dans la cavité. Dans ces conditions, une puissance de 100 mW dans le rouge est extraite. L'OPO est balayable sur 27 GHz par simple rotation de l'étalon (voir figure I.14). La fréquence de l'OPO est stabilisée à long terme au niveau du MHz en utilisant un interféromètre de Michelson déséquilibré (sigmamètre) (voir les figures I.13 et I.14). Bien que dans le cas de ce système l'impact des effets photoréfractifs et le GRIIRA soient négligeables, les effets thermiques qui se résument essentiellement à l'effet de lentille thermique à cause de l'absorption du PPSLT dans le visible sont notables. Par conséquent, et aussi en raison du fait que le système est loin de dégénérescence, le seuil d'oscillation est relativement élevé (4,7 W avec étalon à 635 nm). Ce seuil augmente encore quand on diminue la longueur d'onde. Cela rend l'émission à 606 nm impossible. Pour s'affranchir des problèmes thermiques rencontrés

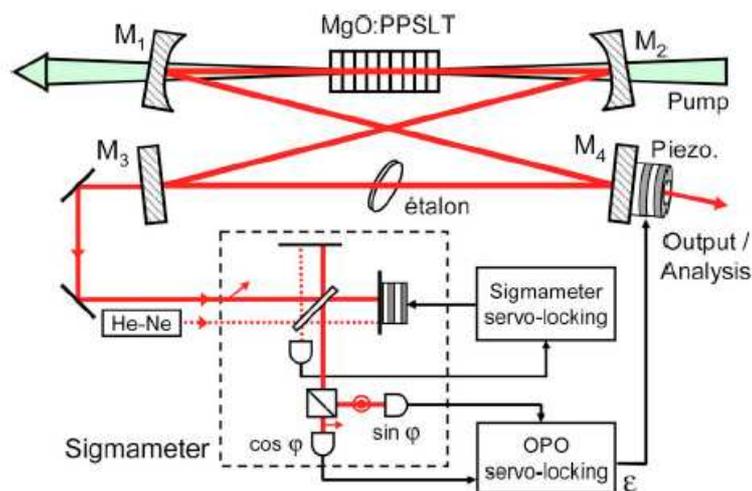


FIGURE I.13 – Figure tirée de la référence [81] montrant la configuration de l'OPO rouge réalisé par Melkonian *et al.* et de sa stabilisation en fréquence à long terme.

dans le cas d'un OPO résonnant dans le visible, My *et al.* [82] ont développé un SROPO basé sur un cristal de MgO :PPSLT et pompé à 532 nm par une source commerciale. Cette fois-ci l'OPO est résonnant pour l'idler (vers 1,2 μm). Donc pour atteindre le visible, notamment 606 nm, les auteurs ont choisi de faire un doublage de fréquence en intracavité afin de profiter de la haute puissance intracavité à la longueur d'onde résonnante. Pour plus de détail sur cette source dont l'optimisation a fait l'un des objets de ma thèse, le

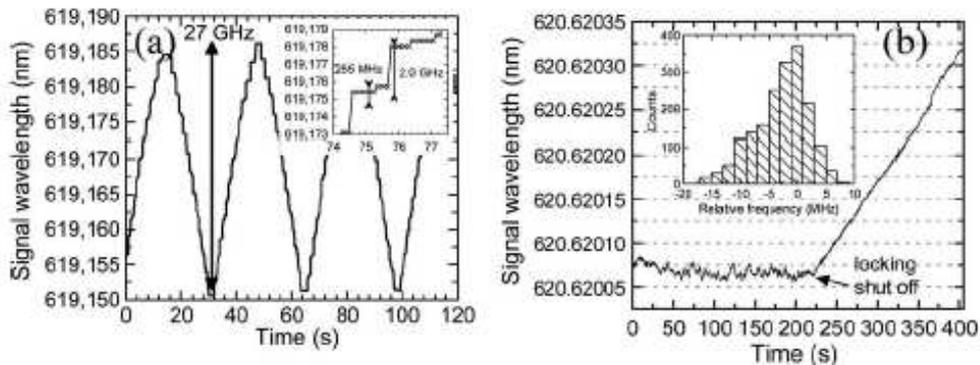


FIGURE I.14 – Figure issue de la référence [81]. Elle met en avant quelques performances obtenues avec l'OPO rouge de Melkonian *et al.*. (a) Balayage en fréquence. (b) Stabilité de fréquence à long terme.

lecteur est renvoyé à la section III.1. Suivant une configuration similaire à celle réalisée par My *et al.* et pour des applications aux dispositifs d'affichage Lin *et al.* [83] ont réalisé un OPO simplement résonnant à $1,56 \mu\text{m}$ et pompé à 1064 nm par un laser à Yb fibré. Deux cristaux de PPLN juxtaposés et placés à l'intérieur assurent la conversion de fréquence. La somme des fréquences du signal et de la pompe dans le premier cristal permet d'élaborer un rayonnement visible à 633 nm avec une puissance optimale de $3,9 \text{ W}$ (pour une puissance de pompe de 25 W). En revanche la somme des fréquences du signal résonnant et du signal rouge dans le second cristal, génère un rayonnement bleu à 450 nm avec une puissance maximale de 490 W . Le résidu de la pompe ($8,6 \text{ W}$) est focalisé dans un troisième cristal de PPLN placé en dehors de la cavité et permet de générer 456 mW à 532 nm .

I.4 Conclusion

À travers ces quelques pages nous avons dégagé notre besoin en sources lasers pour les expériences de manipulation cohérente du praséodyme et de l'euprédium en matrices cristallines. En quête d'une solution adéquate, nous avons parcouru la littérature relative aux sources lasers émettant dans la gamme orange/rouge du spectre électromagnétique. Pour ne pas être amenés à stabiliser un laser à colorant, et en l'absence d'un matériau semiconducteur avec le bon gap pouvant atteindre les longueurs d'ondes souhaitées avec les performances définies dans le cahier des charges, les solutions les plus raisonnables que nous avons retenues sont :

- La solution de l'optique non linéaire et en particulier les oscillateurs paramétriques optiques. Ce choix est motivé par l'arrivée à maturité des techniques de retournement des domaines ferroélectriques, de dépôt des couches minces permettant de concevoir des optiques « sur mesure », et la mise sur le marché de lasers de pompe fiables et performants.
- Les sources lasers à solides, choix renforcé par la disponibilité d'un bon nombre de cristaux dopés à l'ion Pr^{3+} . En effet, pendant plusieurs années le développement

de telles sources était freiné par l'absence de sources bleues fiables. La mise sur le marché des diodes bleues de haute puissance a ranimé cette envie de faire des sources solides oranges à architecture compacte.

Deuxième partie

La voie de l'optique non linéaire

Chapitre II

Principes de base des processus non-linéaires d'ordre deux

Sommaire

II.1	Introduction	35
II.2	Les origines de l'optique non-linéaire	35
II.3	Les équations couplées du mélange à trois ondes	36
II.4	L'accord de phase et ses techniques	40
II.4.a.	Principes généraux	40
II.4.b.	Les techniques d'accord de phase	42
	L'accord de phase par biréfringence	42
	Le quasi-accord de phase	43
II.5	L'oscillateur paramétrique optique	45
II.5.a.	Principe et fonctionnement	45
II.5.b.	L'oscillateur paramétrique optique simplement résonnant	48
II.5.c.	L'oscillateur paramétrique optique doublement résonnant	49
II.6	Conclusion	51

II.1 Introduction

L'optique non-linéaire est la branche de l'optique qui s'intéresse à l'étude de l'interaction des rayonnements électromagnétiques intenses avec un milieu matériel. Il pourra s'agir d'une vapeur atomique, d'un matériau solide cristallin ou amorphe tel qu'un cristal ou un verre. Comme conséquence de ces interactions les propriétés optiques de la matière sont modifiées. C'est sous l'impulsion de la découverte du laser que cette branche de l'optique est née. Toute l'histoire a commencé avec la découverte de la génération de second harmonique (SHG) par Franken *et al.* en 1961 dans le quartz [3], seulement un an après la démonstration du premier laser par Maiman. La théorie de l'optique non-linéaire a suscité l'intérêt de plusieurs auteurs et elle a fait l'objet des nombreux écrits. À travers ce chapitre nous mettons en avant les principales caractéristiques des processus non-linéaires d'ordre deux rencontrés le long de ce travail.

II.2 Les origines de l'optique non-linéaire

La propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu matériel non chargé et faiblement conducteur de conductivité σ est régie par les équations de Maxwell :

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0, \\ \nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \mathbf{J}, \\ \nabla \cdot \mathbf{D} = 0, \\ \nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \end{array} \right. \quad (\text{II.1})$$

À ces équations s'ajoutent les relations constitutives suivantes qui font intervenir la polarisation et l'aimantation produites dans le milieu matériel :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \\ \mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}), \\ \mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}. \end{array} \right. \quad (\text{II.2})$$

Dans la suite nous supposons que l'aimantation est nulle ($\mathbf{M} = \mathbf{0}$), de sorte que $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$.

L'apparition d'une polarisation induite dans le milieu (supposé homogène) est due essentiellement au déplacement des électrons de valence (peu liés) dans le milieu sous l'action du champ électrique et à la déformation du nuage électronique qui en résulte. La direction et l'amplitude de la polarisation du milieu dépendent de l'amplitude et de la polarisation du champ électrique appliqué.

Dans un milieu anisotrope la polarisation induite ne dépend pas seulement de l'amplitude du champ électrique mais aussi de la direction de propagation de ce champ dans le cristal. Dans ce cas la susceptibilité linéaire $\underline{\chi}^{(1)}$ est un tenseur de rang 2 :

$$P_i = \varepsilon_0 \sum_j \underline{\chi}_{ij}^{(1)} E_j \quad (\text{II.3})$$

Maintenant, si l'onde lumineuse devient très intense (typiquement dans le cas d'un laser focalisé), la relation entre \mathbf{P} et \mathbf{E} n'est plus linéaire et \mathbf{P} comporte des termes en \mathbf{E}^2 , \mathbf{E}^3, \dots

Pour deux ondes incidentes sinusoïdales de fréquences ω_1 et ω_2 , on voit ainsi apparaître dans la polarisation \mathbf{P} des termes oscillant aux fréquences $2\omega_1, 2\omega_2, \omega_1 + \omega_2, \omega_1 - \omega_2, \dots$. Le milieu est donc susceptible d'émettre ces fréquences.

En conclusion lorsque le champ électrique de l'onde lumineuse est intense, la polarisation macroscopique \mathbf{P} s'écrit comme la somme d'un terme linéaire \mathbf{P}^L et d'un terme non-linéaire \mathbf{P}^{NL} qui se développe selon les puissances croissantes du champ électrique.

$$\mathbf{P} = \underbrace{\varepsilon_0 \underline{\chi}^{(1)} \mathbf{E}}_{\mathbf{P}^L} + \varepsilon_0 \underbrace{\left(\underline{\chi}^{(2)} \mathbf{E}^2 + \underline{\chi}^{(3)} \mathbf{E}^3 + \dots \right)}_{\mathbf{P}^{NL}} \quad (\text{II.4})$$

II.3 Les équations couplées du mélange à trois ondes

Les processus non-linéaires d'ordre deux ont lieu dans les cristaux non centrosymétriques. Les champs se trouvent couplés par la susceptibilité du deuxième ordre. Celle-ci est un tenseur de rang 3 que l'on note $\chi_{ijk}^{(2)} = 2d_{ijk}$ dont les composantes sont indépendantes de la fréquence dans la zone de transparence du milieu. La composante i de la polarisation ($i = x, y$ ou z) s'écrit :

$$P_i^{(2)} = 2N\varepsilon_0 \sum_{j,k} d_{ijk} E_j E_k, \quad (\text{II.5})$$

où N désigne le facteur de dégénérescence. Il prend la valeur de $1/2$ pour la génération de seconde harmonique et la rectification optique, et 1 pour les autres processus. Or, intervertir E_j et E_k ne change rien quant aux propriétés physiques de $P_i^{(2)}$. Cela signifie que $d_{ijk} = d_{ikj}$ (symétrie de Kleinman)[84]. On allègera d'avantage les coefficients d_{ijk} en adoptant les conventions suivantes [85] : $xx = 1, yy = 2, zz = 3, yz = zy = 4, xz = zx = 5$ et $xy = yx = 6$. L'équation (II.5) devient :

$$P_i^{(2)} = 2N\varepsilon_0 \sum_{m=1}^6 d_{im} (EE)_m, \quad (\text{II.6})$$

telle que : $(EE)_m = E_m^2$ pour $m = 1, 2, 3$; $(EE)_4 = E_y E_z$, $(EE)_5 = 2E_z E_x$, $(EE)_6 = 2E_x E_y$, avec $m = 1, 2, 3$ respectivement pour x, y, z et $m = 4, 5, 6$ respectivement pour les couples yz ou zy , zx ou xz , xy ou yz . Sous une écriture matricielle l'équation (II.6) devient :

$$\begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix} = 2N\varepsilon_0 \begin{bmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} E_x^{chp1} E_x^{chp2} \\ E_y^{chp1} E_y^{chp2} \\ E_z^{chp1} E_z^{chp2} \\ E_y^{chp1} E_z^{chp2} + E_z^{chp1} E_y^{chp2} \\ E_x^{chp1} E_z^{chp2} + E_z^{chp1} E_x^{chp2} \\ E_x^{chp1} E_y^{chp2} + E_y^{chp1} E_x^{chp2} \end{pmatrix}. \quad (\text{II.7})$$

où $E_{x,y,z}^{chp1,chp2}$ sont les composantes x, y et z du champ $chp1$ et du champ $chp2$ interagissant dans le cristal.

Notons que selon les propriétés de symétrie du cristal, certains coefficients d_{im} sont égaux et d'autres sont nuls.

Nous cherchons à établir les effets de la non-linéarité d'un milieu sur la propagation d'un champ électromagnétique en son sein. Cela revient à établir l'équation que suit le champ électrique \mathbf{E} . Celle-ci s'obtient en développant $\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}$:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla \cdot (\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}. \quad (\text{II.8})$$

À l'aide des équations de Maxwell (II.1) la relation du double rotationnel peut s'exprimer également de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \nabla \times \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial}{\partial t}(\nabla \times \mathbf{B}) \\ &= -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t}(\sigma \mathbf{E} + \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{P}^{\text{NL}}}{\partial t}). \end{aligned} \quad (\text{II.9})$$

Revenons maintenant à l'expression du vecteur déplacement diélectrique \mathbf{D} (II.2) et réécrivons la pour y faire apparaître le terme non linéaire de la polarisation induite. \mathbf{D} peut se mettre sous la forme suivante :

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}^{\text{L}} + \mathbf{P}^{\text{NL}} = \underline{\underline{\varepsilon}} \mathbf{E} + \mathbf{P}^{\text{NL}}, \quad (\text{II.10})$$

où $\underline{\underline{\varepsilon}} = \varepsilon_0(\mathbb{1} + \underline{\underline{\chi}}^{(1)})$ est le tenseur de permittivité du milieu anisotrope. Dans la mesure où les phénomènes non-linéaires sont faibles ($|\mathbf{P}^{\text{NL}}| \ll |\mathbf{P}^{\text{L}}|$) en partant de l'équation (II.10) on peut réécrire la troisième équation de Maxwell ($\nabla \cdot \mathbf{D} = 0$) comme suit :

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \nabla \cdot (\underline{\underline{\varepsilon}} \mathbf{E} + \mathbf{P}^{\text{NL}}) \simeq \nabla \cdot \mathbf{E} = 0. \quad (\text{II.11})$$

Finalement en combinant les équations (II.8), (II.9), (II.10), et (II.11) on aboutit à l'équation de propagation de l'onde électromagnétique dans un milieu diélectrique anisotrope non chargé et faiblement conducteur :

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \underline{\underline{\varepsilon}} \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \sigma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \underbrace{\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}^{\text{NL}}}{\partial t^2}}_{\text{terme source}}. \quad (\text{II.12})$$

Le terme de droite de l'équation (II.12) dérive du terme de polarisation non-linéaire. Il va agir comme terme source pour faire apparaître de nouvelles fréquences. Nous nous intéressons maintenant aux termes de propagation et nous nous limitons à la non-linéarité d'ordre 2. Pour une géométrie fixée des directions de propagation et de polarisation des faisceaux laser de fréquences angulaires ω_1 et ω_2 , on peut exprimer la polarisation non linéaire de la fréquence angulaire $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ au moyen d'une relation scalaire :

$$P_i^{\text{NL}}(\omega_3) = 2\varepsilon_0 d_{\text{eff}} E(\omega_1) E(\omega_2) \quad (\text{II.13})$$

où le coefficient effectif d_{eff} est obtenu en évaluant la sommation \sum_j, k dans l'équation générale (II.5) [86–88].

Considérons le cas de trois ondes interagissant dans le cristal par un processus non-linéaire d'ordre deux et se propageant suivant z . Désignons par ω_1 , ω_2 , et ω_3 ($\omega_1 < \omega_2 < \omega_3$) les fréquences angulaires des ondes qui interagissent dans le milieu. Par souci de simplicité supposons que ces ondes sont polarisées linéairement et se propagent dans la même direction ($z > 0$), (avec $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$). Les fréquences de ces ondes sont liées par le principe de conservation de l'énergie qui s'écrit :

$$\hbar\omega_3 = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2. \quad (\text{II.14})$$

L'équation (II.12) dévient :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - \frac{\sigma}{\varepsilon c^2} \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon c^2} \frac{\partial^2 P^{NL}}{\partial t^2}, \quad (\text{II.15})$$

où $c^2 = \frac{1}{\mu_0 \varepsilon_0}$. Le champ électrique ainsi que la polarisation non-linéaire peuvent se mettre sous la forme d'une somme de leurs composantes spectrales respectives :

$$P^{NL}(z, t) = \sum_{m=1,2,3} \frac{1}{2} \left(P_m^{NL}(z) e^{j\omega_m t} + c.c \right), \quad (\text{II.16})$$

et

$$E(z, t) = \sum_{m=1,2,3} \frac{1}{2} \left(E_m(z) e^{j\omega_m t} + c.c \right). \quad (\text{II.17})$$

où $c.c.$ désigne le complexe conjugué. Injectons les équations (II.16) et (II.17) dans l'équation de propagation (II.15). En faisant l'approximation de l'enveloppe lentement variable ($\frac{d^2 E_m}{dz^2} \ll k_m \frac{dE_m}{dz}$) et en identifiant les termes oscillant à la même fréquence ω_m et en tenant compte du fait que P_m se propage avec son propre vecteur d'onde k'_m on obtient :

$$\left(\frac{dE_m}{dz} + \frac{\sigma(\omega_m) E_m}{2n(\omega_m) \varepsilon_0 c} \right) e^{-jk_m z} = - \frac{j\omega_m}{2n(\omega_m) \varepsilon_0 c} P_m^{NL} e^{-jk'_m z} \quad (\text{II.18})$$

Compte tenu de (II.13) les polarisations non-linéaires oscillant aux différentes fréquences s'écrivent :

$$\begin{cases} P_1^{NL} = 2\varepsilon_0 d_{\text{eff}} E_3(z) E_2^*(z) e^{j(k_3 - k_2)z}, \\ P_2^{NL} = 2\varepsilon_0 d_{\text{eff}} E_3(z) E_1^*(z) e^{j(k_3 - k_1)z}, \\ P_3^{NL} = 2\varepsilon_0 d_{\text{eff}} E_1(z) E_2^*(z) e^{j(k_1 - k_2)z}. \end{cases} \quad (\text{II.19})$$

En combinant les équations (II.18) et (II.19) on obtient les équations couplées caractéristiques d'un mélange non-linéaire à trois ondes :

$$\begin{cases} \frac{dE_1}{dz} = - \left(\frac{\sigma(\omega_1)}{2n(\omega_1) \varepsilon_0 c_0} \right) E_1 - j \left(\frac{\omega_1}{n(\omega_1) c_0} \right) d_{\text{eff}} E_3 E_2^* e^{-j\Delta k z}, \\ \frac{dE_2}{dz} = - \left(\frac{\sigma(\omega_2)}{2n(\omega_2) \varepsilon_0 c_0} \right) E_2 - j \left(\frac{\omega_2}{n(\omega_2) c_0} \right) d_{\text{eff}} E_3 E_1^* e^{-j\Delta k z}, \\ \frac{dE_3}{dz} = - \left(\frac{\sigma(\omega_3)}{2n(\omega_3) \varepsilon_0 c_0} \right) E_3 - j \left(\frac{\omega_3}{n(\omega_3) c_0} \right) d_{\text{eff}} E_1 E_2 e^{j\Delta k z}, \end{cases} \quad (\text{II.20})$$

où $\Delta k = k_3 - k_1 - k_2$ est le désaccord de phase.

Les équation couplées (II.20) peuvent se simplifier en introduisant les variables A_m définies par $A_m = \sqrt{\frac{n(\omega_m)}{\omega_m}} E_m$:

$$\begin{cases} \frac{dA_1}{dz} = -\frac{\eta(\omega_1)A_1}{2} - j\xi A_3 A_2^* e^{-j\Delta kz}, \\ \frac{dA_2}{dz} = -\frac{\eta(\omega_2)A_2}{2} - j\xi A_3 A_1^* e^{-j\Delta kz}, \\ \frac{dA_3}{dz} = -\frac{\eta(\omega_3)A_3}{2} - j\xi A_1 A_2 e^{j\Delta kz}, \end{cases} \quad (\text{II.21})$$

où $\eta(\omega_m) = \frac{\sigma(\omega_m)}{n(\omega_m)\varepsilon_0 c_0}$ (pertes dans le cristal) et $\xi = \sqrt{\frac{\omega_1 \omega_2 \omega_3}{n(\omega_1)n(\omega_2)n(\omega_3)} \frac{d_{\text{eff}}}{c_0}}$.

Ce système d'équations couple d'une manière non-linéaire les champs $E_m, m = 1, 2, 3$. Cette modélisation simple du mélange à trois ondes est en principe suffisante pour servir de base à la description des différents processus non-linéaires d'ordre deux tels que la somme, la différence ou le doublage de fréquences.

Si on néglige les pertes dans le cristal ($\eta(\omega_m) = 0$) et en combinant les équations (II.21) on aboutit à la relation de Manley-Rowe qui exprime la conservation de l'énergie.

$$\frac{d}{dz} |A_1|^2 = -\frac{d}{dz} |A_3|^2 = \frac{d}{dz} |A_2|^2. \quad (\text{II.22})$$

Cette relation est plus explicite en introduisant le flux des photons Φ_m pour chaque onde que l'on définit par :

$$\Phi_m = \frac{\varepsilon_0 c_0}{2\hbar} |A_m|^2. \quad (\text{II.23})$$

La relation de Manley-Rowe dévient donc :

$$\frac{d}{dz} \Phi_1 = -\frac{d}{dz} \Phi_3 = \frac{d}{dz} \Phi_2. \quad (\text{II.24})$$

L'équation (II.24) montre que toute variation sur le flux de photon Φ_3 se traduit par une variation opposée des flux de photons Φ_1 et Φ_2 . Cela s'interprète facilement en raisonnant en termes de photons : un photon d'énergie $\hbar\omega_3$ est créé en détruisant simultanément un photon d'énergie $\hbar\omega_1$ et un photon d'énergie $\hbar\omega_2$. L'énergie totale est conservée ($\hbar\omega_3 = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2$). Contrairement à l'effet laser, le processus paramétrique est non résonant, bien entendu dans le domaine de transparence du matériau non-linéaire. Cela signifie qu'à aucun moment celui-ci ne stocke de l'énergie. La non-linéarité du matériau non-linéaire assure seulement le transfert instantané de l'énergie entre les photons qui interagissent en son sein.

Si maintenant on fait apparaître la puissance P_m à la fréquence ω_m telle que $P_m \propto \Phi_m$ dans l'équation (II.24) on obtient :

$$\frac{d}{dz} P_1 = -\frac{\omega_1}{\omega_3} \frac{d}{dz} P_3 \quad (\text{II.25})$$

Physiquement l'équation (II.25) signifie que lors d'une interaction paramétrique au cours de laquelle le transfert d'énergie se fait de l'onde 3 vers les ondes 1 et 2, seule la fraction $\frac{\omega_1}{\omega_3}$ de la puissance P_3 peut être convertie en lumière à la fréquence ω_1 ($\frac{\omega_1}{\omega_3}$ pour l'onde vibrant à la fréquence ω_1). Comme dans un laser on a un défaut quantique $\kappa_Q = \frac{\lambda_3}{\lambda_1}$ ($\kappa_Q = \frac{\lambda_3}{\lambda_2}$ pour l'onde vibrant à la fréquence ω_2). Mais contrairement à un laser cette fraction d'énergie n'est pas perdue sous forme de chaleur mais est transmise à l'onde de fréquence ω_2 .

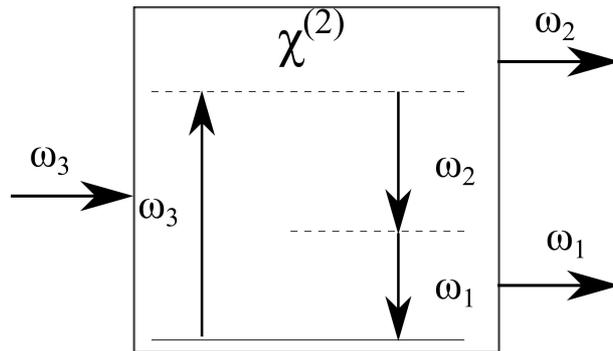


FIGURE II.1 – Schéma de principe du mécanisme responsable de la génération paramétrique optique dans un cristal d'ordre deux : les niveaux en pointillé sont des niveaux virtuels

II.4 L'accord de phase et ses techniques

II.4.a. Principes généraux

Pour introduire la notion d'accord de phase nous utiliserons l'exemple simple du doublage de fréquence. Cependant le principe de cette analyse reste valide dans le cas des autres processus non-linéaires.

On s'intéresse à une onde plane monochromatique de fréquence ω se propageant dans un cristal non centrosymétrique. Le champ incident s'écrit :

$$E_{inc}(z, t) = E_{\omega}(z)e^{j(\omega t - k(\omega)z)} + c.c.. \quad (\text{II.26})$$

Il donne lieu à une polarisation non-linéaire du second ordre dont l'amplitude s'écrit :

$$P^{NL}(z, t) = P_{2\omega}^{NL}e^{2j(\omega t - k(\omega)z)} + c.c.. \quad (\text{II.27})$$

Cette polarisation non-linéaire génère une onde à la fréquence 2ω . On parle d'un doublage de fréquence ou de la génération de second harmonique (voir figure II.2(a)). L'amplitude du champ rayonné est définie par :

$$E_{SHG}(z, t) = E_{2\omega}(z)e^{j(2\omega t - k(2\omega)z)} + c.c., \quad (\text{II.28})$$

où $k(\omega)$ et $k(2\omega)$ désignent respectivement les nombres d'onde de l'onde fondamentale et de l'onde à la fréquence double. Ils sont définis par :

$$\begin{cases} k(\omega) = n(\omega)\frac{\omega}{c_0}, \\ k(2\omega) = n(2\omega)\frac{2\omega}{c_0}. \end{cases} \quad (\text{II.29})$$

La question qui se pose maintenant est de quoi dépend l'efficacité de ce processus ? Pour répondre à cette question déterminons l'intensité du champ oscillant à la fréquence double et pour ce faire résolvons le système d'équations couplées (II.21) en négligeant les

perdes dans le cristal et en supposant que l'onde incidente est faiblement dépeuplée. Ceci implique que :

$$A_\omega(z) = A_\omega(0) = A_\omega(L) = \text{constante}, \quad (\text{II.30})$$

où L est la longueur du cristal. On obtient l'équation différentielle du premier ordre suivante :

$$\frac{dA_{2\omega}(z)}{dz} = -j\xi A_\omega^2(0) e^{j\Delta kz}. \quad (\text{II.31})$$

La résolution de (II.31) nous permet d'établir l'expression de l'amplitude complexe du champ à la fréquence double qui s'exprime :

$$A_{2\omega}(z) = -j\xi A_\omega^2(0) z e^{j\Delta \frac{kz}{2}} \left(\frac{\sin \frac{\Delta kz}{2}}{\frac{\Delta kz}{2}} \right). \quad (\text{II.32})$$

Or, sachant que l'intensité à la fréquence 2ω est définie par :

$$I_{2\omega} = \varepsilon_0 c_0 \omega |A_{2\omega}(z)|^2, \quad (\text{II.33})$$

on déduit de (II.32) et (II.33) l'intensité à la fréquence du second harmonique qui s'écrit :

$$I_{2\omega}(z) = \frac{\omega^2 d_{\text{eff}}^2 z^2}{2(\varepsilon_0 c_0)^3 n_\omega^2 n_{2\omega}} I_\omega^2 \text{sinc}^2 \frac{\Delta kz}{2\pi}. \quad (\text{II.34})$$

L'équation (II.34) montre que la puissance du second harmonique est une fonction périodique de z de période $2L_c$, où $L_c = \frac{2\pi}{\Delta k}$ est par définition la longueur de cohérence (voir la figure II.2(b)). Physiquement cela signifie que sur une distance L_c (une demi-période) le transfert d'énergie se fait de l'onde fondamentale vers le second harmonique. Le sens de transfert d'énergie s'inverse sur la demi-période suivante (voir la figure II.2(b)). Ce phénomène limite fortement l'épaisseur utilisable pour le cristal non-linéaire et donc l'efficacité du processus. Si on veut optimiser l'efficacité de processus non-linéaire il faut s'affranchir de cette limitation en se plaçant dans des conditions telles que $\Delta k = 0$, ce qui correspond à la condition d'accord de phase. Sachant qu'un photon transporte une impulsion $\mathbf{p}(\omega_m) = \hbar \mathbf{k}(\omega_m)$, la condition d'accord de phase n'est ni plus ni moins que la conservation de la quantité du mouvement pour les photons qui interagissent. Elle s'écrit dans le cas d'un doublage de fréquence comme :

$$2\hbar \mathbf{k}(\omega) = \hbar \mathbf{k}(2\omega); \quad (\text{II.35})$$

$$n(2\omega) = n(\omega), \text{ type I.} \quad (\text{II.36})$$

La condition (II.36) n'est pas réalisée naturellement dans les matériaux car l'indice à la fréquence double est en général plus grand qu'à la fréquence fondamentale en raison de la dispersion. Néanmoins, il existe deux techniques d'accord de phase couramment utilisées. Ils s'agit de l'accord de phase par biréfringence et du quasi-accord de phase. Dans la suite de cette section on décrira ces deux méthodes.

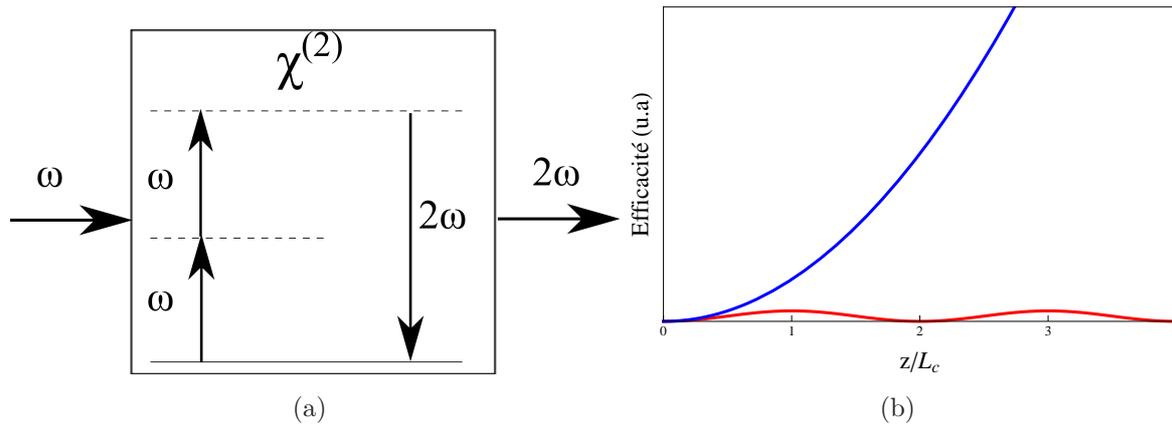


FIGURE II.2 – (a) : Illustration du mécanisme à l'origine de la génération de second harmonique. (b) : Dépendance de la puissance produite de l'accord de phase. Courbe en bleu : accord de phase réalisé. Courbe en rouge : accord de phase non réalisé.

II.4.b. Les techniques d'accord de phase

L'accord de phase par biréfringence

L'accord de phase par biréfringence est une technique très utilisée. Apparue dès le début de l'optique non-linéaire [89, 90], elle utilise le caractère biréfringent [91] des cristaux non-linéaires. Limitons-nous pour simplifier au cas des cristaux uniaxes. Ces cristaux sont caractérisés par un indice ordinaire n^o et un indice extraordinaire n^e . Si on définit la biréfringence comme $\Delta n = n^e - n^o$, on distingue deux types des cristaux uniaxes :

- cristaux uniaxes positifs si $\Delta n > 0$;
- cristaux uniaxes négatifs si $\Delta n < 0$.

Ainsi, une onde électromagnétique se propageant dans un tel milieu anisotrope peut voir deux indices de réfraction. À chaque indice correspond un mode de propagation dans le cristal. Le mode de propagation ordinaire (O) associé à l'indice ordinaire (n_ω^o) dont la valeur est indépendante de la direction de propagation. Puis le mode de propagation extraordinaire (E) associé à l'indice extraordinaire $N_\omega^e(\theta)$ et dont la valeur dépend de la direction de propagation (c'est-à-dire de l'angle θ que fait la direction de propagation de l'onde par rapport à l'axe optique du cristal) tel que $N_\omega^e(\theta = 0) = n_\omega^e$ et $N_\omega^e(\theta = 90^\circ) = n_\omega^o$. Moyennant un choix judicieux de θ on est en mesure de mélanger ondes ordinaire (O) et extraordinaire (E) dans un cristal anisotrope et réaliser l'accord de phase. Dans ce cas on parle d'accord de phase critique. Comme son nom l'indique, cet accord de phase est très sensible à l'alignement des faisceaux à cause de la faible acceptation angulaire. En outre, dans ce cas d'accord de phase le vecteur de Poynting $\mathbf{\Pi}$ et le vecteur d'onde \mathbf{k} ne sont pas parallèles pour l'onde extraordinaire. De ce fait les ondes ordinaire et extraordinaire se propagent initialement avec des vecteurs d'onde parallèles divergent rapidement au fur et à mesure qu'elles se propagent dans le cristal. Ce phénomène connu sous le nom de « walk-off » limite le recouvrement spatial des ondes qui interagissent et réduit par conséquent l'efficacité du processus non-linéaire. Cependant dans certains cristaux, il est possible d'obtenir l'accord de phase à $\theta = 90^\circ$. Cet accord de phase dit non

critique présente de nombreux avantages notamment l'insensibilité aux petites variations angulaires et l'absence de walk-off (possibilité d'utiliser des faisceaux de faible diamètre). Dans ce cas on se sert de la dépendance des indices ordinaire et extraordinaire en fonction de la température pour satisfaire la condition d'accord de phase.

D'une manière générale on distingue deux géométries possibles d'accord de phase suivant que les trois vecteurs d'onde sont colinéaires ou non colinéaires. Ensuite les polarisations des ondes permettent de définir le type de l'accord de phase. Le tableau suivant (II.1) résume les différentes possibilités d'accord de phase dans le cas d'un mélange à trois ondes.

type d'accord de phase	cristal uniaxe positif	cristal uniaxe négatif
	$\Delta n > 0$	$\Delta n < 0$
Type I	$n^o(\omega_3)\omega_3 = n^e(\omega_1)\omega_1 + n^e(\omega_2)\omega_2$	$n^e(\omega_3)\omega_3 = n^o(\omega_1)\omega_1 + n^o(\omega_2)\omega_2$
Type II	$n^o(\omega_3)\omega_3 = n^o(\omega_1)\omega_1 + n^e(\omega_2)\omega_2$	$n^e(\omega_3)\omega_3 = n^e(\omega_1)\omega_1 + n^o(\omega_2)\omega_2$

TABLE II.1 – Possibilités d'accord de phase dans les cristaux uniaxes.

- *Accord de phase de type I* : les polarisations de l'onde signal et de l'onde complémentaire sont parallèles entre elles et perpendiculaires à la polarisation de l'onde de pompe.
- *Accord de phase de type II* : les polarisations de l'onde signal et de l'onde complémentaire sont perpendiculaires entre elles et la polarisation de l'une d'entre elles est parallèle à celle de l'onde de pompe.

L'accord de phase par biréfringence est basé sur le fait que les polarisations des ondes interagissant sont différentes. De ce fait l'accord de phase dit de *type 0* où les polarisations sont identiques ne peut être obtenu avec ce type d'accord de phase. Néanmoins l'accord de phase de type 0 peut être approché dans le cas du quasi-accord de phase.

Le quasi-accord de phase

Le quasi-accord de phase (quasi-phase matching en anglais) est introduit en 1962 par Armstrong *et al.* [76]. Cependant la première mise en œuvre date seulement des années 90 [75] avec le développement des techniques de renversement périodique des domaines ferroélectriques. Aujourd'hui le quasi-accord de phase constitue une véritable alternative à l'accord de phase par biréfringence. Il permet entre autres de s'affranchir du walk-off très limitant dans le cas de l'accord de phase par biréfringence. Il permet aussi d'accéder au coefficient non linéaire le plus élevé du cristal, ce qui est souvent impossible dans le cas de l'accord de phase par biréfringence. Sur le plan théorique, le quasi-accord de phase consiste à compenser le désaccord de phase en inversant le signe de la polarisation non-linéaire à chaque longueur de cohérence L_c (voir plus haut). Cela revient à moduler périodiquement le signe du coefficient non linéaire d_{eff} . En fonction de la direction de propagation z ce coefficient non linéaire prend la forme d'une fonction carrée d'amplitude

$\pm d_{\text{eff}}$. Elle se développe en série de Fourier comme :

$$d(z) = d_{\text{eff}} \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} g_n e^{jK_n z}, \quad (\text{II.37})$$

avec $K_n = \frac{2\pi n}{\Lambda}$, où Λ est la période de retournement des domaines ferroélectriques, et $g_n = \frac{2}{\pi n} \sin(n\pi a)$. a est le facteur de forme défini par le rapport entre la largeur du créneau et la période de celui-ci. On remarquera qu'au premier ordre la valeur maximale de d pour un cristal à quasi-accord de phase est réduite d'un facteur $\frac{2}{\pi}$ par rapport à un cristal massif équivalent. Au premier ordre la période de retournement Λ fait deux fois la longueur de cohérence. La condition d'accord de phase pour un mélange à trois ondes s'écrit alors comme suit :

$$\frac{2\pi}{\Lambda} = k(\omega_3) - k(\omega_2) - k(\omega_1), \quad (\text{II.38})$$

soit

$$\Lambda = \frac{2\pi}{n(\omega_3)\omega_3 - n(\omega_2)\omega_2 - n(\omega_1)\omega_1}. \quad (\text{II.39})$$

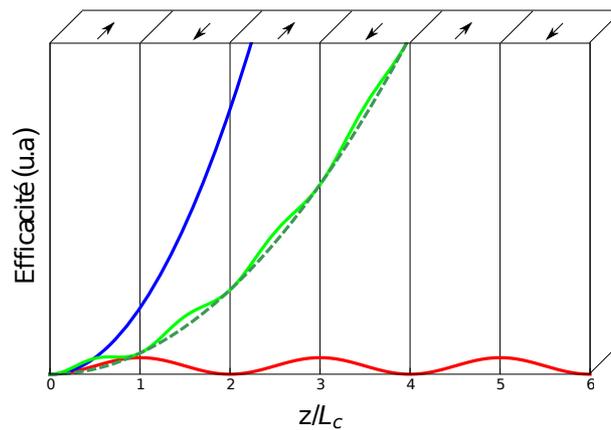


FIGURE II.3 – Efficacité de conversion d'un processus non-linéaire d'ordre deux dans le cas du quasi-accord de phase (courbe en vert) dans un cristal polarisé périodiquement, à accord de phase parfait (courbe en bleu) et en présence de désaccord de phase (courbe en rouge).

De nos jours la technique la plus utilisée pour élaborer des matériaux à quasi-accord de phase est l'inversion périodique des domaines ferroélectriques. Deux familles de matériaux ont été particulièrement utilisées. Il s'agit, d'une part, du KTP et des cristaux dérivés, KTA, RTA, d'autre part du LiNbO_3 et du LiTaO_3 . Les matériaux ferroélectriques possèdent une polarisation électrique spontanée. Cette polarisation peut être inversée périodiquement et d'une façon permanente. Pour ce faire on commence par déposer un masque d'électrodes microstructurées tout au long du cristal puis à travers ces électrodes on applique au cristal une haute tension (quelques kV typiquement). Pour obtenir un retournement de la polarisation il faut que le champ électrique soit supérieur au champ coercitif ($21 \text{ kV}\cdot\text{mm}^{-1}$ dans le cas du LiNbO_3). L'efficacité de cette technique d'inversion

périodique des domaines ferroélectriques est limitée en épaisseur, épaisseur qui est d'autant plus faible que la période est courte. Aujourd'hui les cristaux polarisés périodiquement disponibles commercialement font 0,5 mm d'épaisseur pour des périodes supérieures à 6 μm .

II.5 L'oscillateur paramétrique optique

II.5.a. Principe et fonctionnement

L'interaction d'une onde pompe intense à la fréquence ω_p avec un cristal non-linéaire permet de produire, suivant un processus de fluorescence paramétrique, et d'amplifier deux ondes : une onde signal de fréquence ω_s et une onde complémentaire de fréquence ω_c . En terme de photons, lors de l'interaction paramétrique, un photon pompe d'énergie $\hbar\omega_p$ s'annihile et donne naissance à un photon signal d'énergie $\hbar\omega_s$ et photon complémentaire d'énergie $\hbar\omega_c$. Deux conditions doivent être respectées :

- la conservation de l'énergie : $\hbar\omega_p = \hbar\omega_s + \hbar\omega_c$;
- la conservation de l'impulsion : $\mathbf{k}_p = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_c$.

Si maintenant on envoie sur le cristal non-linéaire, simultanément, une onde pompe intense et une onde signal faible nous allons montrer que cette dernière est amplifiée. On parle donc d'amplification paramétrique. L'existence d'un gain (gain paramétrique) peut être exploitée pour maintenir une oscillation en plaçant le milieu à gain (le cristal non-linéaire) dans une cavité. Selon que cette cavité est résonnante pour l'onde signal ou l'onde complémentaire seule ou à la fois pour les deux, nous aurons affaire, respectivement, à un oscillateur paramétrique simplement ou doublement résonnant. Pour calculer le gain de l'amplification ou pour déterminer la condition de seuil de l'oscillation, nous partons des équations (II.21). Nous supposons de plus que les pertes dans le cristal sont négligeables ($\eta(\omega_m) = 0$) et que la pompe n'est pas dépeuplée au cours de l'interaction non-linéaire ($A_p(z) = A_p(0)$). Compte tenu de ces conditions le système d'équation (II.21) devient :

$$\begin{cases} \frac{dA_s}{dz} = -j\xi A_p(0)A_c^* e^{-j\Delta kz}, \\ \frac{dA_c}{dz} = -j\xi A_p(0)A_s^* e^{-j\Delta kz}. \end{cases} \quad (\text{II.40})$$

En tenant compte des conditions aux limites les solutions des équations (II.40) s'expriment ainsi [92] :

$$A_s(z) = A_s(0)e^{(-j\frac{\Delta kz}{2})} \left(\text{ch}\Gamma z + j\frac{\Delta k}{2\Gamma} \text{sh}\Gamma z \right) - j\xi A_c^*(0)A_p(0)e^{(-j\frac{\Delta kz}{2})} \text{sh}\Gamma z, \quad (\text{II.41})$$

et

$$A_c(z) = A_c(0)e^{(-j\frac{\Delta kz}{2})} \left(\text{ch}\Gamma z + j\frac{\Delta k}{2\Gamma} \text{sh}\Gamma z \right) - j\xi A_s^*(0)A_p(0)e^{(-j\frac{\Delta kz}{2})} \text{sh}\Gamma z, \quad (\text{II.42})$$

avec :

$$\Gamma = \left(\gamma^2 - \left(\frac{\Delta k}{2} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (\text{II.43})$$

avec

$$\gamma^2 = \frac{2\omega_s\omega_c d_{\text{eff}}^2}{\varepsilon_0 n(\omega_p) n(\omega_c) n(\omega_s) c^3} I(\omega_p). \quad (\text{II.44})$$

$A_s(0)$, $A_c(0)$ sont respectivement les amplitudes complexes des champs aux fréquences ω_s et ω_c à l'entrée du cristal.

Maintenant, si on se place dans le cas où seule l'onde à la fréquence ω_s est présente à l'entrée du cristal ($A_{\omega_c}(0) = 0$). On est capable d'exprimer le gain en simple passage pour cette onde. Ce gain s'exprime comme $G = \left| A_{\omega_s}(L)/A_{\omega_s}(0) \right|^2 - 1$. En tenant compte de l'équation (II.42) ce gain devient :

$$G = \gamma^2 L^2 \left(\frac{\text{sh}\Gamma L}{\Gamma L} \right)^2. \quad (\text{II.45})$$

Pour un gain paramétrique faible ($\gamma L \ll 1$) et pour $\left(\frac{\Delta k L}{2} \right)^2 \gg (\gamma L)^2$ ce gain simple passage s'écrit :

$$G \cong \gamma^2 L^2 \left(\frac{\sin \frac{\Delta k L}{2}}{\frac{\Delta k L}{2}} \right)^2. \quad (\text{II.46})$$

Comme le montrent ces équations, le gain simple passage dans le cristal est proportionnel au carré de la longueur du cristal et au carré du coefficient non-linéaire de celui-ci ainsi qu'à l'intensité de la pompe et aux fréquences des ondes qui interagissent. L'équation (II.46) montre que le gain n'est pas nul sur une certaine gamme de $\Delta k \neq 0$ (voir la figure II.4). On a une certaine tolérance au désaccord de phase. Bien entendu, ce gain passe par un maximum à l'accord de phase ($\Delta k = 0$). Pour un faible gain paramétrique on a $G(\Delta k = 0) \cong \gamma^2 L^2$.

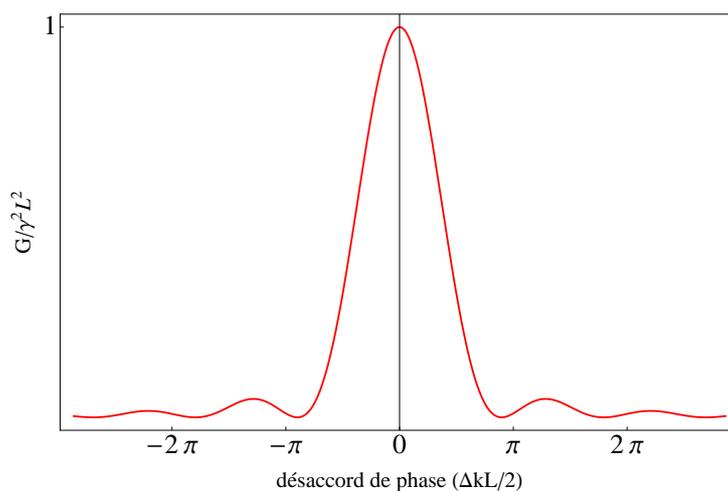


FIGURE II.4 – Gain simple passage en fonction du désaccord en phase obtenu à partir de l'équation (II.46)

Compte tenu de cette acceptation au désaccord en phase, on peut définir une bande de fréquence sur laquelle l'efficacité de l'amplification paramétrique est non nulle malgré

$\Delta k \neq 0$. On définit donc une certaine bande du gain dont la largeur totale vaut :

$$\Delta\nu = \left| \frac{\frac{c}{L}}{(n_{\omega_s} - n_{\omega_c}) - \lambda_s \left(\frac{\partial n_{\omega_s}}{\partial \lambda_s} \right) + \lambda_c \left(\frac{\partial n_{\omega_c}}{\partial \lambda_c} \right)} \right|. \quad (\text{II.47})$$

Les détails du calcul sont donnés dans l'annexe A. Pour se donner une idée de l'ordre de grandeur de $\Delta\nu$, prenons le cas de l'interaction paramétrique d'une onde pompe ($\lambda_p = 532$ nm), d'une onde signal ($\lambda_s = 955,7$ nm), et d'une onde complémentaire ($\lambda_c = 1200$ nm) dans un cristal non-linéaire de PPSLT¹. La bande de gain mesure typiquement 410 GHz de large à 100°C.

Maintenant, si un tel milieu à gain est placé dans une cavité résonante pour une, deux ou même trois ondes couplées par l'interaction paramétrique, on peut réaliser un oscillateur. À l'instar d'un laser, pour qu'il y ait oscillation, il faut que les pertes (absorption, coefficients de réflexion des miroirs inférieurs à 100%, etc.) subies par l'onde résonnante (ou les ondes résonnantes) lors de son (respectivement leurs) parcours dans la cavité, soient inférieures au gain paramétrique. Cherchons maintenant à établir l'expression de ce seuil d'oscillation dans le cas d'ondes planes. Un modèle plus réaliste prenant en compte le caractère gaussien peut être trouvé dans la référence [94]. Ecrivons la condition d'oscillation pour le signal et le complémentaire en partant des équations (II.41) et (II.42), en supposant que $\Delta k = 0$, et en introduisant les pertes par tour de cavité subies par le signal et le complémentaire ($\alpha_{s,c}$) tel que $A_{s,c}(0) = (1 - \alpha_{s,c}) A_{s,c}(L)$ on obtient dans le cas d'un DROPO à cavités découplées :

$$\frac{1}{1 - \alpha_s} A_s(0) = A_s(0) \text{ch} \gamma L - j \xi A_c^*(0) A_p(0) \text{sh} \gamma L, \quad (\text{II.48})$$

et

$$\frac{1}{1 - \alpha_c} A_c^*(0) = A_c^*(0) \text{ch} \gamma L + j \xi A_s(0) A_p^*(0) \text{sh} \gamma L. \quad (\text{II.49})$$

Les solutions non triviales s'obtiennent en prenant le déterminant de ce système égal à zéro :

$$\left(\text{ch} \gamma L - \frac{1}{1 - \alpha_s} \right) \left(\text{ch} \gamma L - \frac{1}{1 - \alpha_c} \right) - \text{sh}^2 \gamma L = 0 \quad (\text{II.50})$$

soit

$$\text{ch} \gamma L = 1 + \frac{\alpha_s \alpha_c}{2 - \alpha_s - \alpha_c}. \quad (\text{II.51})$$

Pour un faible gain ($\gamma^2 L^2$) et pour des faibles pertes ($\alpha_{s,c} \ll 1$) l'équation (II.51) devient :

$$\gamma^2 L^2 \cong \alpha_s \alpha_c. \quad (\text{II.52})$$

Compte tenu de l'expression de γ^2 et en utilisant l'équation (II.52) on peut exprimer l'intensité de la pompe au seuil :

$$I(\omega_p)^{th, DROPO} \cong \frac{\varepsilon_0 n(\omega_p) n(\omega_c) n(\omega_s)}{2 \omega_s \omega_c d_{\text{eff}}^2} \alpha_s \alpha_c. \quad (\text{II.53})$$

1. Les données relatives à ce cristal sont données dans l'article de Bruner *et al.* [93]

Pour atteindre le seuil d'oscillation, il faut donc soit diminuer les pertes, soit augmenter la puissance de la pompe, soit utiliser un cristal avec un fort d_{eff} . Si seule l'onde signal (ω_s) est résonante ($\alpha_c = 1$), la condition d'oscillation pour cette onde s'écrit pour un gain faible :

$$\gamma^2 L^2 \cong 2\alpha_s. \quad (\text{II.54})$$

De la même manière que dans le cas où les deux ondes sont résonnantes on exprime l'intensité de la pompe au seuil comme suit :

$$I(\omega_p)^{th, SROPO} \cong 2 \frac{\varepsilon_0 n(\omega_p) n(\omega_c) n(\omega_s)}{2\omega_s \omega_c d_{\text{eff}}^2} \alpha_s. \quad (\text{II.55})$$

Les équations (II.53) et (II.55) montrent que le seuil d'oscillation d'un OPO doublement résonnant (DROPO) est plus faible que celui d'un OPO simplement résonnant (SROPO) d'un facteur $\alpha_c/2$.

On a vu que le processus paramétrique est régi par deux conditions : la conservation de l'énergie et la conservation de l'impulsion (accord de phase). Contrairement à un laser dont la longueur d'onde d'émission est imposée par les transitions entre les niveaux du milieu actif et par conséquent figée, l'avantage principal d'un OPO, à savoir l'accordabilité, résulte de cette remarquable souplesse de la condition d'accord de phase. En effet en agissant sur les paramètres de cette condition on peut transformer un OPO en une source cohérente accordable sur des plages spectrales très larges. Pour ce faire on peut par exemple changer l'indice du milieu en jouant sur la température du cristal, l'angle du cristal, le pas du réseau dans le cas d'un quasi-accord de phase. Si on dispose d'une pompe accordable, on peut également changer les longueurs d'onde du signal et du complémentaire en gardant les paramètres du cristal fixes et en variant la longueur d'onde de la pompe. On peut aussi accorder finement la fréquence d'un OPO en balayant la longueur de la cavité OPO ou aussi en se servant d'éléments sélectifs en fréquence comme un étalon Fabry-Perot ou un réseau.

II.5.b. L'oscillateur paramétrique optique simplement résonnant

Dans cette configuration, seule une des ondes signal et complémentaire est résonante dans la cavité. La fréquence de l'onde résonnante ne peut prendre que des valeurs bien définies qui correspondent aux modes longitudinaux de la cavité. Ces modes sont espacés par l'intervalle spectral libre (ISL) de la cavité résonnante (inversement proportionnel à la longueur optique de la cavité). Comme dans un laser, les modes se trouvant dans la bande de gain peuvent osciller dès que le seuil d'oscillation est franchi. La largeur de bande de gain paramétrique est grande par rapport à l'ISL. De ce fait l'oscillation de l'OPO peut en principe s'établir sur plusieurs modes. L'insertion dans la cavité d'un élément sélectif en fréquence tel qu'un réseau [95] ou un étalon Fabry-Perot [81] force l'OPO à osciller sur un mode longitudinal choisi. L'ajout d'un élément supplémentaire augmente les pertes de la cavité et par conséquent le seuil d'oscillation. Ce problème est moins gênant aujourd'hui étant donné qu'on dispose de lasers de pompe puissants avec une bonne qualité de faisceau

ainsi que de cristaux avec de forts coefficients non-linéaires. Les SROPOs peuvent émettre plusieurs Watts de rayonnement cohérent.

Revenons maintenant à la relation de conservation de l'énergie. On sait que lorsqu'un faisceau de pompe assez puissant arrive sur un cristal non-linéaire non centrosymétrique, les photons pompes (ω_p) s'annihilent en engendrant deux photons de moindre énergie : un photon signal (ω_s) et un photon complémentaire (ω_c). La conservation de l'énergie donne : $\omega_p = \omega_s + \omega_c$. La question qui se pose est : que se passe-t-il si la fréquence de la pompe est contaminée par un bruit d'origine quelconque que l'on note $\delta\omega_p(t)$. Le principe de conservation de l'énergie impose que le terme de bruit se transforme en un bruit sur la fréquence du signal et sur la fréquence du complémentaire : $\omega_p + \delta\omega_p(t) = \omega_s + \delta\omega_s(t) + \omega_c + \delta\omega_c(t)$. Maintenant si on considère le cas particulier d'un SROPO dont la cavité est résonante pour l'onde signal par exemple, la cavité impose une contrainte supplémentaire à l'onde signal dont la fréquence ne peut prendre que des valeurs bien déterminées, tandis que la fréquence du complémentaire est libre de toute contrainte (en dehors de la conservation de l'énergie et de l'impulsion). Si on s'arrange pour que la longueur de la cavité reste fixe (en utilisant un asservissement) par conséquent la valeur de ω_s est fixe aussi. Il est alors possible de transférer les fluctuations de fréquence de la pompe à l'onde complémentaire. Cela assouplit en quelque sorte les conditions sur le laser de pompe puisqu'on peut même imaginer de pomper un SROPO avec un laser multimode, ce qui en réduit considérablement le coût.

II.5.c. L'oscillateur paramétrique optique doublement résonnant

L'intérêt principal du DROPO réside dans son seuil très bas. Ce seuil est atteint dès que le gain paramétrique en simple passage compense les pertes des ondes résonnantes (signal et complémentaire). Les équations (II.51) et (II.52) montrent que le seuil d'un DROPO est réduit d'un facteur $2/\alpha_c$ par rapport à celui d'un SROPO oscillant pour l'onde signal. Cependant un DROPO souffre de nombreuses limitations :

- En cavité linéaire les ondes signal, complémentaire et pompe traversent le cristal non-linéaire dans les deux sens. À l'aller le transfert de l'énergie se fait de la pompe vers les ondes signal et complémentaire. En revanche, au retour le sens de ce transfert d'énergie peut s'inverser, selon la valeur de la phase relative des trois ondes. Les ondes signal et complémentaires se recombinaison alors pour produire une onde à la fréquence pompe. Ce processus de recombinaison réduit l'efficacité du DROPO d'une manière drastique. On peut surmonter ce problème en optant pour des cavités en anneau. Dans ce cas les ondes ne traversent le cristal que dans un seul sens. Il existe également une solution plus sophistiquée mise en œuvre à l'ONERA qui consiste à utiliser une cavité linéaire tout en contrôlant la phase relative des différentes ondes en utilisant une géométrie particulière du cristal non-linéaire [96].
- Les fortes fluctuations de l'intensité émise et l'absence d'oscillation pour certaines plages de longueurs d'onde qui résultent d'un effet dit de « cluster de modes ». Pour comprendre ce comportement spécifique aux DROPOs, mettons sous forme d'équations les différentes contraintes imposées aux ondes résonnantes (l'accord de

phase est supposé réalisé). La première équation est liée à la conservation de l'énergie que l'on écrira de manière à faire apparaître la dégénérescence ($\frac{\omega_p}{2}$) :

$$\frac{\omega_p}{2} - \omega_s = \omega_c - \frac{\omega_p}{2}. \quad (\text{II.56})$$

Les deux équations suivantes expriment les contraintes imposées par la cavité résonnante :

$$\omega_s = \frac{c}{2L_s}m = \Delta\omega_s m, \quad (\text{II.57})$$

$$\omega_c = \frac{c}{2L_c}n = \Delta\omega_c n. \quad (\text{II.58})$$

$L_{s,c}$ sont les longueurs optiques « vues » par l'onde signal et l'onde complémentaire, m et n étant deux entiers. Le DROPO ne peut émettre qu'aux longueurs d'onde qui vérifient les équations (II.56), (II.57), (II.58) et dont le gain relatif vérifie la condition du seuil. Il est possible de déterminer les solutions de manière graphique (diagramme de Giordmaine et Miller) (voir la figure II.5(b)), en traçant les fréquences de résonance des deux cavités (signal et complémentaire) sur deux axes de sens opposés, qui coïncident à la dégénérescence, afin de respecter la loi de conservation de l'énergie. Dans ce diagramme, chaque couple de modes signal et complémentaire alignés suivant la verticale pourra osciller à condition de se trouver sous la courbe de gain paramétrique (voir la figure II.5(b)). Dans le cas où les ondes signal et complémentaire partagent la même cavité la différence entre les longueurs optiques pour les ondes signal et complémentaire ne dépend que de la dispersion du cristal non-linéaire il s'ensuit une émission « en cluster de modes » autour d'une superposition exacte pour un couple de modes (voir la figure II.5(a)). La distance spectrale entre deux clusters s'écrit :

$$\Delta\omega_{s,c} = \left| \frac{\Delta\omega_s \Delta\omega_c}{\Delta\omega_c - \Delta\omega_s} \right|. \quad (\text{II.59})$$

Les clusters de modes situés dans la bande de gain paramétrique peuvent conduire à une émission paramétrique ($\Delta\omega_{s,c} < \Delta\omega$). Dans ces conditions, l'émission sera très instable car sensible aux moindres variations de température et aux instabilités mécaniques et exige l'emploi d'une pompe très stable en fréquence. Dans le cas contraire ($\Delta\omega_{s,c} > \Delta\omega$), le DROPO présentera des zones où aucune émission paramétrique n'est possible.

Une solution consiste à réaliser une architecture dans laquelle les deux cavités (signal et complémentaire) sont découplées : on parle de DROPO à cavité duale.

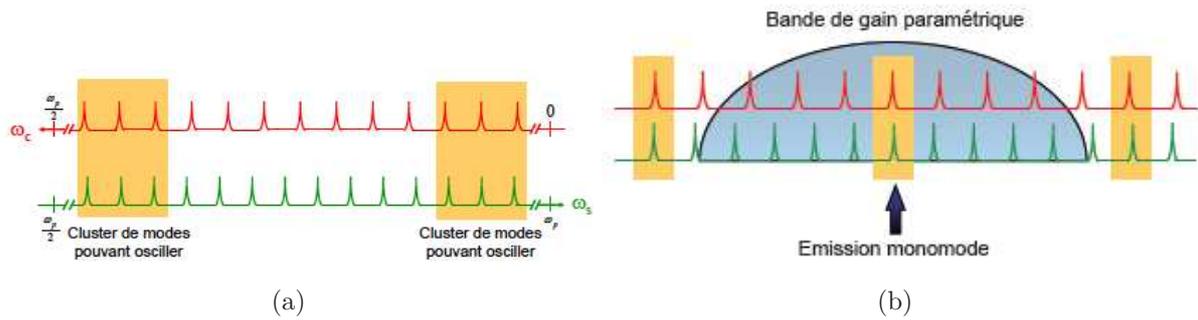


FIGURE II.5 – (a) : Diagramme illustrant le fonctionnement en cluster dans un DROPO (b) : Possibilité de fonctionnement monomode dans un DROPO.

II.6 Conclusion

À travers cette introduction théorique, nous avons présenté les principes généraux de la conversion paramétrique d'ordre deux. Nous avons également donné les principes élémentaires de deux applications de ces processus : le doublage de fréquence et les oscillateurs paramétriques optiques.

Chapitre III

OPO simplement résonant doublé en fréquence

Sommaire

III.1	SROPO continu doublé en fréquence en intracavité	55
III.1.a.	introduction : vers une source continue émettant dans l'orange -rouge	55
III.1.b.	Le laser de pompe	56
III.1.c.	Conception de la cavité résonnante	62
III.1.d.	Le doublage de fréquence	63
III.1.e.	Accordabilité en fréquence	64
III.1.f.	Fonctionnement monomode et stabilité en fréquence	66
III.1.g.	Conclusion	67
III.2	Les OPOs stabilisés en fréquence dans la littérature	69
III.3	Conclusion : bilan	72

III.1 SROPO continu doublé en fréquence en intracavité

III.1.a. introduction : vers une source continue émettant dans l'orange-rouge

En vue de développer une source solide pour la manipulation cohérente des ions Pr^{3+} et Eu^{3+} en matrices solides, plusieurs possibilités ont été testées dans notre laboratoire. Dans un premier temps, un SROPO émettant directement dans le rouge fonctionnant en régime quasi-continu a été développé [80]. Il était pompé par un laser Nd :YAG doublé et émettant des impulsions longues ($170 \mu\text{s}$) avec une cadence de 40 Hz. Une puissance crête de 30 W était donc accessible avec ce laser tout en ayant une puissance moyenne faible de seulement 200 mW. En choisissant ce régime de fonctionnement, on se donne la possibilité de pomper avec des fortes puissances crête tout en limitant les effets thermiques. Pour ce SROPO quasicontinu un cristal non-linéaire de PPSLT dopé au MgO était utilisé. Ce cristal a une longueur de 30 mm pour 0,5 mm d'épaisseur. Il comporte 5 réseaux de pas différents. Il assure un quasi-accord de phase entre une pompe à 532 nm, un signal résonnant situé dans le rouge (640 à 600 nm) et un complémentaire, alors, dans l'infrarouge moyen (3152 à 4694 nm). La cavité OPO est une cavité en anneau à 4 miroirs constituée de 2 miroirs concaves de rayon de courbure $R=150$ mm et de deux miroirs plans. Le cristal non-linéaire est placé entre les miroirs concaves de telle sorte que son centre corresponde au premier waist de la cavité ($w_0=37 \mu\text{m}$). Les premiers résultats obtenus avec ce SROPO quasi-continu notamment l'accordabilité (601-640 nm pour le signal) et la puissance dans le rouge (au niveau du Watt) ont été très prometteurs. Ils ont motivé le passage au régime continu. Ces promesses ont été tenues avec la réalisation du premier SROPO pompé dans le vert et émettant directement dans le rouge. En partant de la même cavité utilisée dans le cadre du SROPO quasicontinu et en utilisant un laser de pompe continu commercial, un Verdi V-10 (voir paragraphe suivant III.1.b.), il était possible d'obtenir un SROPO fonctionnant en régime continu avec une accordabilité pour la longueur d'onde signal allant de 619 à 640 nm. Sans éléments intracavité le seuil d'oscillation est d'environ 3,6 W pour une longueur d'onde signal de 635 nm. Il passe à 4,7 W lorsqu'un étalon de 2 mm d'épaisseur est inséré dans la cavité de l'OPO. Ce seuil est d'autant plus important que l'on s'éloigne de la dégénérescence. À ceci s'ajoutent des effets indésirables liés à l'absorption du cristal non-linéaire dans le visible. L'ensemble de ces problèmes limite l'efficacité de cet OPO à émission directe dans le visible. Tout ces problèmes ont fait de 606 nm une longueur d'onde difficile à atteindre.

Pour contourner ces problèmes tout en tirant parti des avantages de la configuration simplement résonante, on a choisi de développer un OPO pompé dans le vert par la même source commerciale tout en choisissant un point de fonctionnement proche de la dégénérescence. Ce travail a fait l'objet de la thèse de Thu-Hien My. Le choix de cette configuration est motivé par les deux raisons suivantes :

- (i) un seuil relativement bas accessible sans peine avec notre source commerciale et un cristal non-linéaire ayant un d_{eff} relativement grand (cas du PPSLT par exemple) ;
- (ii) une accordabilité optimale en fonction de la température (voir la figure III.1).

Dans ce cas l'OPO émet un rayonnement infrarouge. Si on s'arrange pour que la longueur d'onde de l'une des ondes générées soit autour de $1,2 \mu\text{m}$, on peut atteindre la gamme orange/rouge qui nous intéresse moyennant simplement un doublage de fréquence. Maintenant, si on fait en sorte que l'onde utile soit celle qui résonne dans la cavité tout en veillant à ce que les miroirs de la cavité soient hautement réfléchissants à cette longueur d'onde, on peut disposer d'une puissance intracavité assez conséquente pour l'onde résonnante. On peut tirer profit de cette forte puissance en insérant un cristal doubleur dans la cavité afin d'avoir une bonne efficacité de doublage.

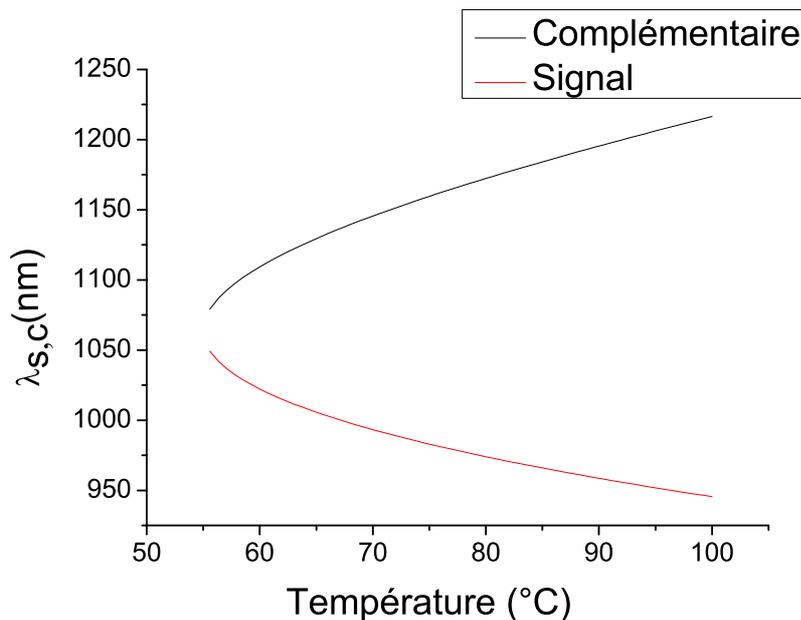


FIGURE III.1 – Accordabilité en fonction de la température d'un cristal de PPSLT mono-réseau ($\Lambda = 7,97\mu\text{m}$) pompé dans le vert à 532 nm .

III.1.b. Le laser de pompe

Le laser de pompe est un laser commercial Verdi V-10 de chez Coherent. C'est un laser continu vert monomode longitudinal délivrant une puissance de 10 W . Deux diodes laser de puissance (808 nm) pompent un cristal de $\text{Nd}:\text{YVO}_4$, un doublage intracavité de fréquence étant réalisé par un cristal de LBO afin d'obtenir un faisceau à 532 nm avec une bonne qualité spatiale ($M^2 < 1,2$). Les caractéristiques du Verdi, notamment les propriétés spatiales du faisceau, sont légèrement différentes à faible et à forte puissance de sortie. Afin d'avoir un faisceau de pompe avec des qualités optimales nous avons choisi de figer la puissance du Verdi à sa valeur maximale. Avec une lame demi-onde et un cube séparateur de polarisation on réalise une sorte de robinet de puissance qui permet d'ajuster la puissance de la pompe (avec la bonne polarisation) envoyée dans le cristal de l'OPO sans changer la puissance du Verdi. Le faisceau de pompe est ensuite focalisé dans le milieu du cristal par l'intermédiaire d'une lentille. La focale de la lentille ainsi que la distance qui la sépare du miroir d'entrée de l'OPO sont choisis pour avoir un « waist » dans le cristal

$w_0 = 53\mu\text{m}$. Cela correspond à un paramètre de focalisation [97, 98] $l = L/(\frac{2\pi w_0^2}{\lambda}) = 0,9$, L étant la longueur du cristal non-linéaire. Pour caractériser la stabilité en fréquence à long terme du Verdi, nous avons observé son évolution temporelle sur plus d'une heure. Les résultats sont reportés sur la figure III.2. Pour cette mesure nous avons utilisé un lambdamètre dont la résolution est de 0,02 pm (20 MHz) (HighFinesse Ångstrom-WS-U). On constate que la fréquence du Verdi présente deux types de fluctuations :

- des fluctuations rapides limitées par la résolution du lambdamètre ;
- des fluctuations lentes dont l'amplitude avoisine 50 MHz.

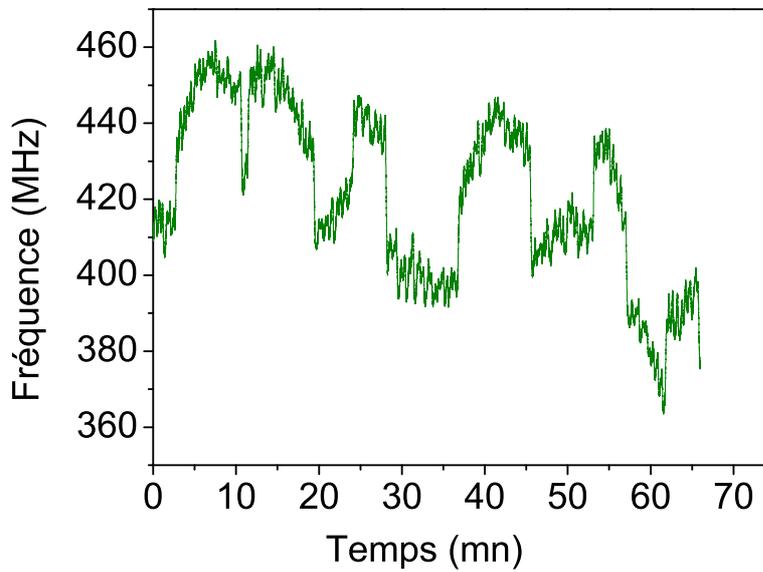


FIGURE III.2 – Evolution temporelle de la fréquence du laser de pompe mesurée avec un lambdamètre de résolution 0,02 pm

Pour étudier la stabilité à court terme de la fréquence de la pompe, nous avons utilisé une cavité Fabry-Perot. Celle-ci est confocale d'intervalle spectral libre $ISL = 750$ MHz avec une finesse, à 532 nm, de 16. La figure III.4 reproduit la densité spectrale de puissance du bruit de fréquence du Verdi mesuré sur 1 s à partir de l'analyse du signal transmis par la cavité d'analyse. Avant de discuter le résultat de cette mesure, nous commençons par donner au lecteur une description du comportement d'une cavité Fabry-Perot en transmission et comment cela peut être exploité pour déterminer les fluctuations de fréquence d'une source lumineuse donnée.

Considérons une cavité Fabry-Perot de longueur L et composée de deux miroirs M_1 et M_2 . Pour simplifier nous supposons que les miroirs ont les mêmes coefficients de réflexion et de transmission. Nous négligeons également les autres pertes. On désigne, respectivement, par r et t les coefficients de réflexion et de transmission pour le champ ($|r|^2 + |t|^2 = 1$). La transmission en intensité du Fabry-Perot s'exprime comme :

$$T(\nu) = \frac{I_t}{I_i} = \frac{|t|^4}{(1 - |r|^2)^2} \frac{1}{1 + \frac{4|r|^2}{(1 - |r|^2)^2} \sin^2 2\pi\nu L/c}, \quad (\text{III.1})$$

où I_i et I_t sont respectivement l'intensité incidente et l'intensité transmise par le Fabry-Perot et ν est la fréquence du laser. Si nous introduisons la largeur à mi-hauteur de la courbe de transmission du Fabry-Perot $\Delta\nu_{1/2} = \frac{c}{2L\mathcal{F}}$ l'équation (III.1) devient :

$$T(\nu) = \frac{T_0}{1 + \left(\frac{2\mathcal{F}}{\pi}\right)^2 \sin^2\left(\pi \frac{1}{\mathcal{F}} \frac{\nu}{\Delta\nu_{1/2}}\right)}, \quad (\text{III.2})$$

où $T_0 = \frac{|t|^4}{(1-|r|^2)^2}$ est la transmission à résonance et $\mathcal{F} = \frac{\pi\sqrt{|r|^2}}{1-|r|^2}$ est la finesse de la cavité Fabry-Perot à la longueur d'onde en question. Qui se passe-il maintenant si on se place sur le flanc de la courbe de transmission du Fabry-Perot tel que $T(\nu = \Delta\nu_{1/2}) = \frac{T_0}{2}$ (transmission à mi-hauteur) et que la fréquence du laser varie d'une petite quantité $\Delta\nu_L \ll \Delta\nu_{1/2}$? Pour répondre à cette question nous commençons par écrire un développement limité de $T(\nu)$ autour de $\Delta\nu_{1/2}$:

$$\begin{aligned} T(\nu) &= T(\Delta\nu_{1/2}) + \left(\frac{dT}{d\nu}\right)_{\Delta\nu_{1/2}} \Delta\nu_L, \\ &= T_0 \left(\frac{1}{2} + \frac{\Delta\nu_L}{\Delta\nu_{1/2}}\right). \end{aligned} \quad (\text{III.3})$$

De l'équation (III.3) on peut déduire la fluctuation en fréquence du laser :

$$\Delta\nu_L = \left(\frac{T(\nu)}{T_0} - \frac{1}{2}\right) \Delta\nu_{1/2}. \quad (\text{III.4})$$

L'équation (III.4) montre que chaque fluctuation de la fréquence du laser se manifeste par une fluctuation sur la transmission du Fabry-Perot. Il est donc possible de mesurer des bruits de fréquence d'un laser à partir du signal transmis par le Fabry-Perot en se plaçant sur un flanc de pic de transmission à condition que la bande passante du bruit soit inférieure à la bande passante de la cavité d'analyse définie par $(\Delta\nu_{1/2})/2$ et que l'amplitude crête à crête des fluctuations de fréquence soit inférieure à $\Delta\nu_{1/2}$.

Décrivons maintenant la mise en œuvre expérimentale ayant conduit au spectre de la figure III.4. On commence par coupler le faisceau de pompe à analyser dans la cavité d'analyse. Typiquement 1 mW est suffisant. On applique ensuite des rampes de tension à l'élément piézoélectrique portant un de deux miroirs du Fabry-Perot. Une photodiode placée derrière la cavité (Thorlabs PDA36A) et reliée à un oscilloscope de grande profondeur mémoire permet de visualiser l'ensemble des pics d'Airy (voir la figure III.3). On ajuste l'amplitude des rampes de tension afin de couvrir au moins un ISL de la cavité. En jouant sur les miroirs de renvoi on optimise la transmission de la cavité Fabry-Perot. Cela se manifeste par une augmentation de l'amplitude des pics de transmission. À l'issue de cette étape intermédiaire nous sommes capables de déterminer la finesse \mathcal{F} ainsi que la transmission à résonance (T_0) de la cavité d'analyse. Le maximum de la transmission étant repéré, on coupe la rampe de tension et on la remplace par une alimentation haute tension continue. On ajuste le niveau de la tension en veillant à que le niveau moyen du signal transmis s'établisse à $T_0/2$. On enregistre ensuite le signal sur une durée de 1 s

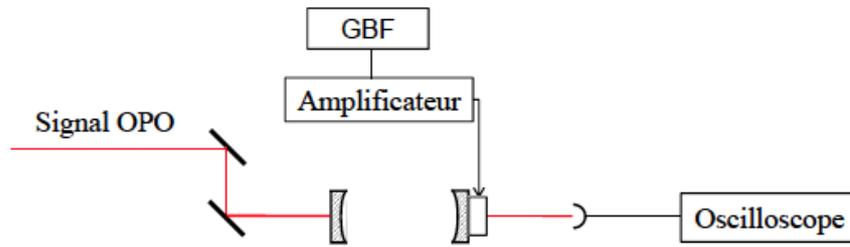


FIGURE III.3 – Le signal sortant d'un générateur basse fréquence (GBF) est amplifié et envoyé au piézo d'un des deux miroirs du Fabry-Perot. Le signal transmis par le Fabry-Perot est mesuré à l'aide d'une photodiode..

en utilisant la mémoire de oscilloscope. Ce signal n'est ni plus ni moins que $T[\nu(t)]$ qui représente les fluctuations de la transmission de la cavité lorsque la fréquence du laser varie au cours du temps. Connaissant chacun des paramètres suivant : l'ISL, la finesse \mathcal{F}

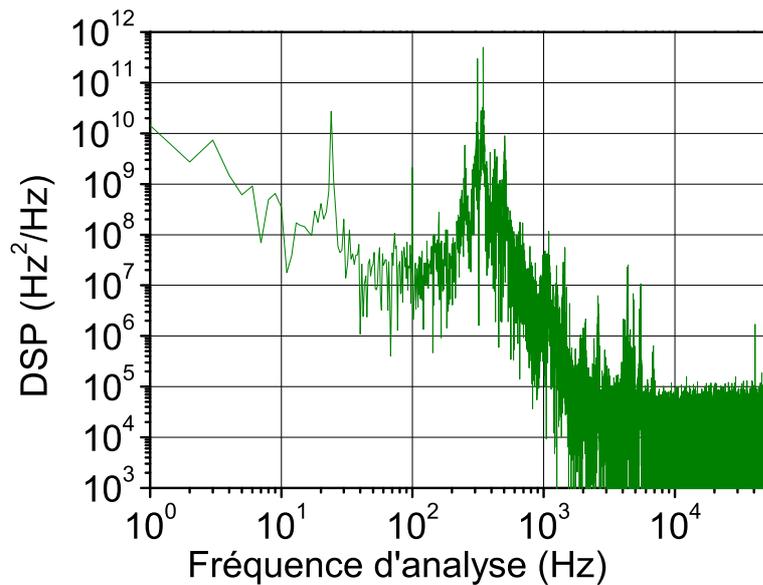


FIGURE III.4 – densité spectrale de puissance du bruit de fréquence de la pompe mesurée sur une seconde.

et la transmission à résonance T_0 et en se servant de la relation (III.4), on calcule la variation instantanée de la fréquence au cours du temps $\Delta\nu_L(t)$ à partir du signal enregistré $T[\nu(t)]$. Ensuite on calcule numériquement la transformée de Fourier (FFT) de $\Delta\nu_L(t)$ pour remonter à la densité spectrale de puissance de bruit de fréquence (DSP) représentée sur la figure III.4.

Ce spectre montre que le bruit de fréquence du Verdi est majoritairement situé dans les basses fréquences (jusqu'à 2 kHz). Sur une bande de fréquence allant de 1 à 100 Hz, le bruit semble suivre une loi en $1/f^\alpha$. On rencontre ensuite une zone dense en pics de bruit de fréquence allant de 250 à 600 Hz où le bruit atteint un niveau avoisinant 10^{12}

Hz²/Hz (vers 300 Hz) (on peut se référer au tableau III.1 pour la position et la valeur de la DSP aux fréquences des pics les plus importants). Le bruit redécroit de nouveau suivant une loi en $1/f^\alpha$ mais avec une pente plus raide pour la gamme de fréquences allant de 300 Hz à 2 kHz. Au-delà, la mesure est limitée par le bruit de détection, un plancher de bruit s'établissant à 9×10^4 Hz²/Hz. Dans cette partie du spectre on note la présence de quelques pics qui se détachent du niveau global du plancher de bruit. La position de ces pics ainsi que la valeur de de la DSP correspondante sont renseignés dans le tableau III.1.

fréquence de bruit (Hz)	valeur de la DSP correspondante (Hz ² /Hz)
250	5×10^9
300	3×10^{11}
400	5×10^{11}
1000	3×10^7
1050	3×10^7
2000	1×10^6
3000	4×10^6
4000	2×10^7
5000	1×10^7

TABLE III.1 – Tableau récapitulatif donnant les principaux pics de bruit affectant la fréquence de laser de pompe.

Si nous intégrons cette DSP entre 1 et 50 kHz on obtient un écart type de 400 kHz environ. Nous allons maintenant montrer comment on peut exploiter la DSP du bruit de fréquence pour remonter à la la DSP du champ électrique et par conséquent à la largeur de raie laser. Nous commençons par écrire l'expression d'un champ laser en présence d'un bruit de phase $\phi(t)$:

$$E(t) = E_0 \exp j (2\pi\nu_L t + \phi(t)). \quad (\text{III.5})$$

La fréquence instantanée d'un tel laser est reliée à la phase par la relation :

$$\begin{aligned} \nu(t) &= \nu_L + \frac{1}{2\pi} \frac{d\phi(t)}{dt} \\ &= \nu_L + \delta\nu(t). \end{aligned} \quad (\text{III.6})$$

Avec :

$$\delta\nu(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\phi(t)}{dt}. \quad (\text{III.7})$$

En négligeant le bruit d'amplitude sur E_0 , la fonction d'autocorrélation du champ $R_E(\tau)$ s'écrit dans ce cas :

$$R_E(\tau) = \langle E(t + \tau).E^*(t) \rangle = |E_0|^2 \cdot \exp j (2\pi\nu_L \tau) \langle \exp j [\phi(t + \tau) - \phi(t)] \rangle. \quad (\text{III.8})$$

En supposant que la variable $\phi(t + \tau) - \phi(t)$ est une variable aléatoire gaussienne et centrée, ce qui nous autorise à utiliser le théorème des moments applicable à des processus gaussiens, on obtient :

$$R_E(\tau) = |E_0|^2 \exp \left\{ -\frac{1}{2} \langle [\phi(t + \tau) - \phi(t)]^2 \rangle \right\} \exp(2j\pi\nu_L\tau). \quad (\text{III.9})$$

En prenant en compte le caractère stationnaire de $\phi(t)$ on peut développer l'argument de l'exponentielle pour faire apparaître l'autocorrélation $R_\phi(\tau)$ de la phase :

$$\begin{aligned} \langle [\phi(t + \tau) - \phi(t)]^2 \rangle &= \underbrace{\langle \phi(t + \tau)^2 \rangle}_{R_\phi(0)} + \underbrace{\langle \phi(t)^2 \rangle}_{R_\phi(0)} - 2\langle \phi(t + \tau)\phi(t) \rangle \\ &= 2R_\phi(0) - 2R_\phi(\tau) \end{aligned} \quad (\text{III.10})$$

Le théorème de Wiener-Khintchine au bruit de phase $\phi(t)$ nous permet de définir la DSP à partir de la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation :

$$\begin{aligned} S_\phi(f) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \langle \phi(t)\phi(t + \tau) \rangle e^{-j2\pi f\tau} d\tau \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} R_\phi(\tau) e^{-j2\pi f\tau} d\tau. \end{aligned} \quad (\text{III.11})$$

Inversement nous définissons $R_\phi(\tau)$ par la transformée de Fourier inverse de $S_\phi(f)$:

$$R_\phi(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} S_\phi(f) e^{j2\pi f\tau} df. \quad (\text{III.12})$$

Compte tenu de (III.12) l'équation (III.10) devient :

$$2R_\phi(0) - 2R_\phi(\tau) = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} S_\phi(f) (1 - e^{j2\pi f\tau}) df \quad (\text{III.13})$$

Nous cherchons à présent à exprimer la DSP de bruit de phase en fonction de la DSP en bruit de fréquence ($S_\nu(t)$). En prenant en compte la relation (III.7) celle-ci s'exprime comme suit :

$$S_\phi(f) = \frac{S_\nu(f)}{f^2}. \quad (\text{III.14})$$

En se servant de la relation (III.14) nous écrivons :

$$\begin{aligned} \langle [\phi(t + \tau) - \phi(t)]^2 \rangle &= 2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{S_\nu(f)}{f^2} (1 - e^{j2\pi f\tau}) df \\ &= 2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{S_\nu(f)}{f^2} (1 - \cos(2\pi f\tau)) df. \end{aligned} \quad (\text{III.15})$$

Enfin en tenant compte des relations (III.10) et (III.15), on déduit la fonction d'autocorrélation du champ laser qui s'écrit :

$$R_E(\tau) = |E_0|^2 \cos(2\pi\nu_L\tau) \exp \left[- \int_{-\infty}^{+\infty} S_\nu(f) \left(\frac{1 - \cos(2\pi f\tau)}{f^2} \right) df \right]. \quad (\text{III.16})$$

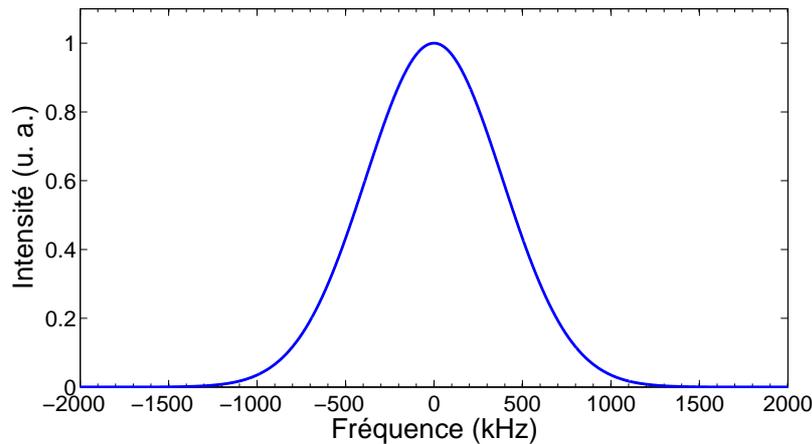


FIGURE III.5 – Spectre du Verdi reconstruit à partir de la densité spectrale de puissance de bruit de fréquence de la figure III.4

L'équation (III.16) montre que la connaissance la DSP de bruit de fréquence nous donne accès à l'autocorrection du champ laser et donc au spectre du laser. En calculant numériquement cette fonction puis en effectuant la FFT dans le cas de notre laser de pompe, on obtient la DSP du champ électrique présentée sur la figure III.5. On retrouve un spectre gaussien, typique d'un champ affecté par un bruit basse fréquence. L'ajustement de ce spectre par une gaussienne nous indique que la largeur de raie de notre laser de pompe est de l'ordre d'environ 1 MHz sur une seconde.

III.1.c. Conception de la cavité résonnante

La cavité de l'OPO simplement résonnant est représentée sur la figure III.6. C'est une

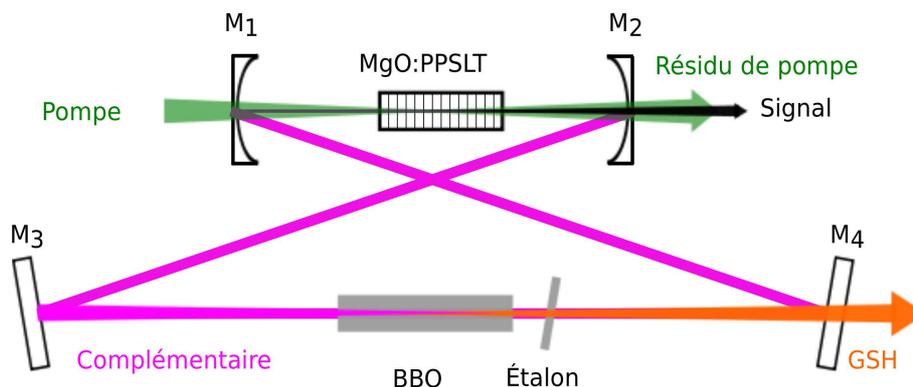


FIGURE III.6 – Dispositif expérimental de l'OPO simplement résonnant doublé en intracavité.

cavité en anneau de 1,15 m de longueur formée par 4 miroirs : deux miroirs concaves M_1 et M_2 et deux miroirs plans M_3 et M_4 . Les deux miroirs plans sont montés sur deux cales piézoélectriques. Le rayon de courbure des miroirs concaves mesure 150 mm. Les paramètres géométriques de la cavité sont choisis pour qu'elle soit stable. En plus l'angle d'incidence

sur les miroirs concaves est limité à 10° afin de réduire l'astigmatisme. Les miroirs M_1 , M_2 et M_3 possèdent un traitement diélectrique hautement réfléchissant ($R > 99,98\%$) entre 1200 et 1400 nm avec une forte transmission ($T > 95\%$) à 532 nm et entre 850 et 950 nm afin de garantir un fonctionnement simplement résonnant. Pour le miroir M_4 on a choisi d'utiliser un coupleur de sortie dont la transmission est de quelques fractions de pourcent autour de 1200 nm. Ce choix de transmission non nulle est justifié par les effets indésirables qui interviennent aux fortes puissances intracavité à la longueur d'onde complémentaire lorsque tout les miroirs sont hautement réfléchissants [99]. Le cristal non-linéaire est un LiTaO_3 stœchiométrique polarisé périodiquement (PPSLT) dopé au MgO (1%). Ce cristal a une épaisseur de 0,5 mm et une longueur de 30 mm. Ce cristal contient un réseau unique avec une période de $7,97 \mu\text{m}$. Il est conçu pour assurer un quasi-accord de phase (QPM) pour une longueur d'onde complémentaire entre 1200 nm et 1400 nm et une pompe à 532 nm, selon la température qu'on lui impose. Pour éviter l'effet d'étalon parasite les deux faces du cristal sont traitées antireflet aux différentes longueurs d'onde (pompe, signal, et complémentaire). Le cristal est monté dans un four commercial (TC038-PC de chez HC-Photonics) permettant de le chauffer entre 25 et 200°C . L'ensemble (cristal+four) est monté sur une translation YZ permettant de régler la position du cristal. La stabilité de la température est essentielle pour la stabilité en fréquence de l'OPO : une pièce en Téflon isole passivement le cristal des fluctuations de température de l'environnement extérieur au four. En plus le four est régulé en température avec un système PID (Proportionnel Intégrale Dérivée). Lorsque les paramètres de la régulation sont bien choisis on peut atteindre une stabilité en température d'environ $0,1^\circ\text{C}$. Un autre paramètre essentiel à la stabilité du système est la stabilité mécanique. L'OPO est monté sur une plaque en Invar afin de réduire l'effet de la dilatation thermique et donc les fluctuations de fréquence de l'OPO. Prenons un exemple pour se convaincre de l'importance de la stabilité mécanique pour notre montage : si la longueur de la cavité OPO ($L_{OPO} = 1,15 \text{ m}$) change de $\delta L_{OPO} = 1 \text{ nm}$, la fréquence du complémentaire ($\lambda_c = 1200 \text{ nm}$) voit sa valeur changer de $\delta \nu_c = \frac{\nu_c}{L_{OPO}} \times \delta L_{OPO} = 200 \text{ kHz}$. L'ensemble est enfermé dans une boîte en métal et isolé des vibrations avec du caoutchouc puis posé sur une table optique montée sur des pieds à coussin d'air asservis. Le tout est placé sous flux laminaire isolant l'OPO des poussières extérieures.

III.1.d. Le doublage de fréquence

Rappelons que l'idée qui nous anime est de faire une source visible couvrant la transition optique du praséodyme à 606 nm. Le rayonnement visible est obtenu par doublage de fréquence du complémentaire résonnant dans la cavité. Il est donc clair que le choix du cristal doubleur va conditionner l'efficacité du doublage et par conséquent celle de la source. Le choix doit tenir compte :

- de la transparence du cristal. Ce cristal doit être transparent pour toute la gamme des longueurs d'onde de l'OPO ;
- du coefficient non linéaire effectif du cristal. Si on se rappelle que l'efficacité du doublage est proportionnelle au carré de d_{eff} (cf.(II.34)), on doit opter pour un

- cristal avec un bon coefficient non-linéaire ;
- de l'angle de double réfraction (walk-off) . L'effet du "walk-off" limite l'efficacité du processus de doublage. Il impose au cristal une longueur limite qui doit être inférieure à une valeur critique $L_\rho \approx \frac{2w}{\rho}$, où w et ρ sont respectivement le waist au centre du cristal et le walk-off du cristal. Sachant que l'efficacité de doublage est proportionnelle au carré de la longueur du cristal (cf.(II.34)), il faut choisir un cristal avec un faible walk-off afin de maximiser L_ρ .
- de la tenue au flux lumineux. La puissance à la longueur d'onde complémentaire peut atteindre 100 W focalisés sur $370 \mu\text{m}$ ("waist" secondaire de la cavité). Il faut par conséquent utiliser un cristal qui tient bien cette forte intensité.

Parmi les cristaux permettant des conversions de fréquences intéressantes en terme d'efficacité de conversion et de gamme de longueurs d'onde atteintes, notre choix a porté, dans un premier temps, sur un cristal de BBO. Ce cristal est choisi pour son seuil de dommage optique élevé et de sa large bande de transparence (189-3300 nm). En revanche son d_{eff} est de seulement 2 pm/V avec un walk-off relativement élevé (52,13 mrad). Cependant l'effet de walk-off ne représente pas une limitation majeure dans le sens où le faisceau complémentaire est relativement large ($2w=0,740 \text{ mm}$). Le cristal doubleur de 25 mm de longueur est placé entre les deux miroirs plans. Il est placé dans une monture XY afin de pouvoir changer son orientation. L'ensemble est monté sur une translation en Z permettant de régler finement la position du « waist » dans le cristal. Ce cristal est taillé selon les angles $\theta = 21^\circ$ et $\phi = 0^\circ$ pour l'accord de phase de type I pour le doublage du complémentaire autour de 1212 nm. Il est aussi traité anti-reflet à la longueur d'onde du complémentaire et de son second harmonique. La figure III.7 reproduit la puissance à 606 nm en sortie de l'OPO en fonction de la puissance de la pompe. Au maximum de puissance de pompe ($P_p=7,5 \text{ W}$), le système produit 220 mW de rayonnement orange, ce qui est suffisant pour nos applications (conformément au cahier des charges I.1.c.).

III.1.e. Accordabilité en fréquence

L'OPO est accordé en longueur d'onde en changeant la température du cristal non-linéaire de PPSLT. En effet, en changeant la température du four on vient aussi changer la condition d'accord de phase et par conséquent on change la longueur d'onde du complémentaire et du signal pour lesquelles l'accord de phase est réalisé (voir figure III.1). Le changement de longueur d'onde du complémentaire conduit à un changement de l'angle d'accord de phase pour le processus de doublage de fréquence. La modification de l'orientation du cristal doubleur s'accompagne d'un léger désalignement de la cavité. Il faut donc retoucher à l'alignement de la cavité pour optimiser le fonctionnement de l'OPO. La figure III.8 montre le domaine d'accordabilité de l'OPO pour le signal non résonnant, le complémentaire et l'harmonique deux du complémentaire en fonction de la température du cristal. L'OPO peut être accordé d'une façon continue entre 1170 et 1355 nm pour le complémentaire, et entre 876 et 975 nm pour le signal lorsque on varie la température du cristal entre 80 et 200°C. En ajustant l'orientation du cristal de BBO sur une plage angulaire de 2° , le second harmonique du complémentaire est accordé entre 579 et 678 nm

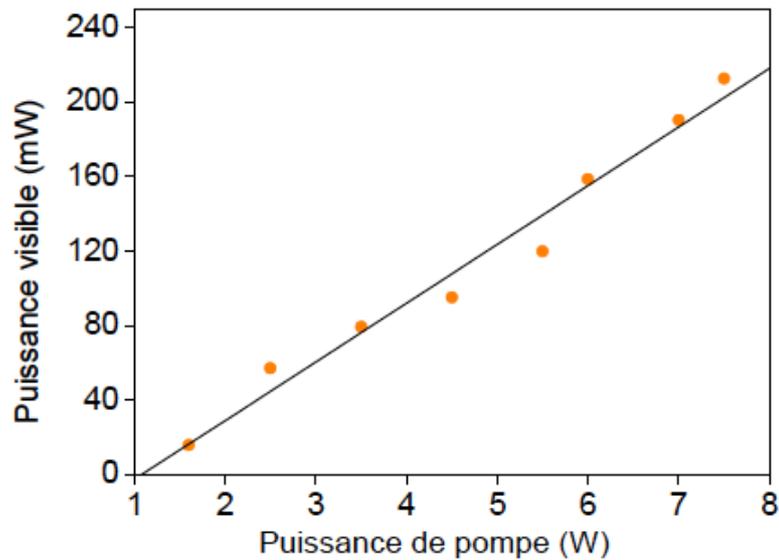


FIGURE III.7 – Puissance du signal visible à 606 nm issue de la génération du second harmonique du complémentaire. Figure d'après la thèse de Thu-Hien My [5].

soit plus de 90 nm d'accordabilité dans le visible. Le système est optimisé pour produire un rayonnement visible à 606 nm. Par conséquent, pour une puissance de pompe donnée, les puissances pour les longueurs d'onde signal, complémentaire et complémentaire doublé chutent en s'écartant de ce point de fonctionnement suite à l'augmentation des pertes dues aux traitements des optiques de la cavité et en particulier au traitement du cristal doubleur.

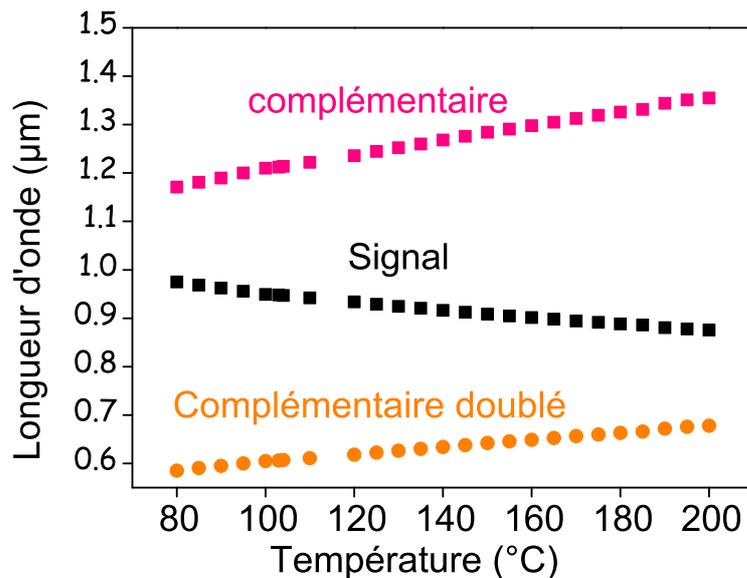


FIGURE III.8 – Accordabilité en longueur d'onde de l'OPO pour le signal, le complémentaire et le complémentaire doublé en fréquence en fonction de la température du cristal non-linéaire de PPSLT pour une puissance de pompe de 6 W.

III.1.f. Fonctionnement monomode et stabilité en fréquence

Pour les applications de traitement de l'information quantique utilisant le rayonnement orange issu du doublage du complémentaire, le fonctionnement monomode et stable de l'OPO est essentiel. Un fonctionnement monomode est assuré en utilisant un étalon Fabry-Perot de 1,5 mm d'épaisseur, inséré dans la cavité entre le cristal doubleur et le miroir de sortie de l'OPO. Les faces de l'étalon sont traitées autour de 1212 nm afin que la finesse de celui-ci soit d'environ 3 à cette longueur d'onde. La présence de l'étalon dans la cavité introduit des pertes supplémentaires qui sont plus importantes lorsque l'étalon est incliné. Par conséquent, le seuil de l'OPO passe à 800 mW. En fonctionnement libre la fréquence du signal à 606 nm dérive de 20 MHz/mn. Un premier essai de stabilisation de fréquence à long terme de l'OPO utilise un interféromètre de Michelson à double voie [81] asservi sur un laser He-Ne stabilisé en fréquence. L'OPO reste alors asservi pendant plus de 20 mn. Les fluctuations de fréquence mesurées sur le signal visible ont un écart type de 4,2 MHz. Rappelons que pour nos applications on a besoin d'une source avec une largeur de raie au niveau de kHz sur 1 s. Il est donc intéressant d'examiner la stabilité à court terme de notre OPO doublé en fréquence. Pour cette mesure nous avons utilisé la technique décrite au paragraphe III.1.b.. La température du four étant fixée à 103°C la longueur d'onde du signal visible mesurée au lambdamètre est de 602 nm. La puissance de pompe est fixée à 3,4 W. On prélève une partie du faisceau orange que l'on injecte dans une cavité Fabry-Perot confocale de 750 MHz d'intervalle spectral libre et dont la finesse est d'environ 60 à 602 nm. On maintient manuellement la fréquence du signal doublé sur le flanc d'un pic de transmission de la cavité d'analyse en appliquant une tension à l'élément piezoélectrique portant un miroir de la cavité Fabry-Perot. Le signal transmis est détecté par une photodiode (Thorlabs PDA36A) puis enregistré sur 1 s en utilisant un oscilloscope à grande profondeur de mémoire. La densité spectrale de puissance de bruit de fréquence du complémentaire doublé mesurée à partir de ce signal enregistré est rapportée sur la figure III.9. Le point le plus important qu'il faut retenir de cette mesure est que le bruit de fréquence de l'OPO est principalement situé dans les basses fréquences. Il est réparti sur une bande de fréquences allant jusqu'à 1 kHz avec la présence de plusieurs pics qui sortent du niveau moyen du bruit. Les principaux pics sont donnés dans le tableau III.2. Une origine probable de certains pics de bruit est la contamination du système par le 50 Hz du secteur. Au delà de 1 kHz la mesure est limitée par le bruit de la détection responsable du plancher de bruit qui s'établit à 2×10^6 Hz²/Hz. L'écart type des fluctuations de fréquence obtenu à partir de l'intégration de la DSP du complémentaire doublé entre 1 Hz et 50 kHz est d'environ 1,2 MHz. La figure III.10 montre la densité spectrale de puissance du champ électrique du complémentaire doublé obtenue à partir de la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrection calculée numériquement à partir de la densité spectrale de puissance de bruit de fréquence. On retrouve un spectre gaussien. L'ajustement de ce spectre par une gaussienne nous indique que la largeur de la raie du complémentaire doublé est de 2,5 MHz (1,25 MHz pour le fondamental).

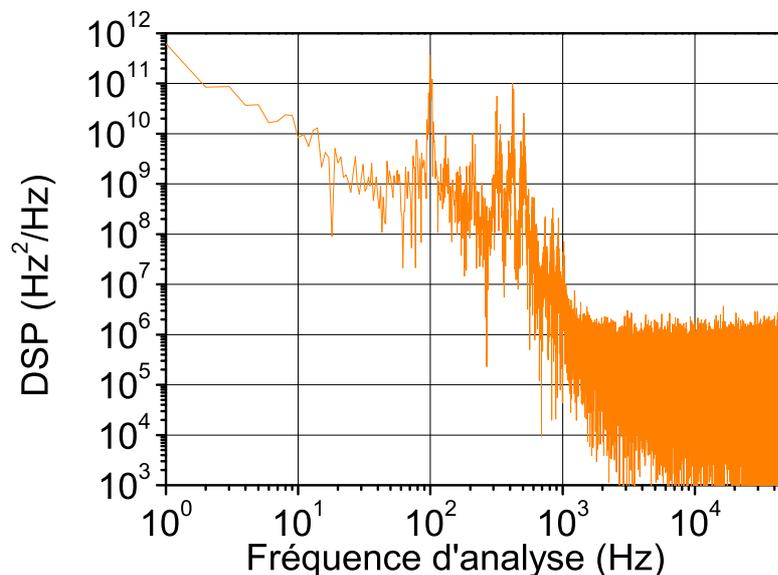


FIGURE III.9 – Densité spectrale de puissance du bruit de fréquence de signal orange mesurée sur une seconde.

fréquence de bruit (Hz)	valeur de la DSP correspondante (Hz ² /Hz)
100	4×10^{11}
300	4×10^{10}
400	1×10^{11}
500	2×10^{10}
700	2×10^8
800	3×10^{10}
900	2×10^{10}

TABLE III.2 – Tableau récapitulatif donnant les principaux pics de bruit affectant la fréquence de l'OPO doublé.

III.1.g. Conclusion

Pour récapituler, nous avons développé une source laser basée sur un oscillateur paramétrique optique simplement résonnant pompé dans le vert par une laser commercial. Ce SROPO fonctionne près de la dégénérescence et est résonnant pour l'onde complémentaire autour de 1200 nm. Le doublage en fréquence de l'onde complémentaire permet de produire un rayonnement visible accordable sur plus de 90 nm en changeant la température du cristal non-linéaire de PPSLT. Plus de 200 mW de puissance à 606 nm sont extraites du système. Un fonctionnement monomode est obtenu en utilisant un étalon. L'analyse du bruit de fréquence du complémentaire doublé nous a permis de déterminer une largeur de raie de 2,5 MHz sur 1 s. L'étude de la stabilité à court terme du laser de

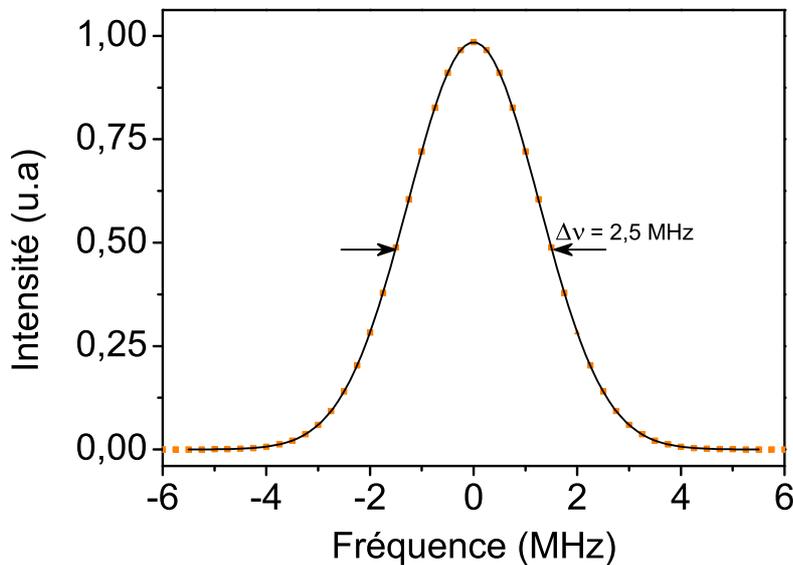


FIGURE III.10 – Spectre de complémentaire doublé calculé à partir de la DSP de bruit de fréquence de la figure III.9 (courbe en pointillé orange) et son ajustement par une gaussienne (courbe en trait noir).

pompe nous a permis de déduire une largeur de raie de 1 MHz sur 1 s. Dans l'état, notre source remplit certaines conditions définies dans le cahier de charge notamment en ce qui concerne l'émission dans la gamme orange/rouge des longueurs d'onde, la puissance disponible, et l'accordabilité en longueur d'onde. Cependant la largeur de raie est au niveau du MHz. Or, pour nos application nous avons besoin d'une source au niveau du kHz sur 1 s. La stabilisation en fréquence de notre source est donc indispensable. La souplesse de la configuration simplement résonnante (par opposition à la configuration doublement résonnante) nous autorise à utiliser une pompe moyennement fine spectralement. La fréquence de l'onde résonnante (le complémentaire dans notre cas) est imposée par la cavité bien que le processus paramétrique soit un processus cohérent. En verrouillant la longueur de la cavité résonnante sur une référence stable on peut transférer la gigue en fréquence de la pompe au signal non-résonnant dont la fréquence est libre (voir le paragraphe II.5.b.). En plus de tout cela, la mesure du bruit de fréquence a montré que contrairement à un laser à colorant, le bruit de fréquence est situé dans les basses fréquences (jusqu'à 1 kHz). Cette propriété assez importante simplifiera considérablement la tâche de stabilisation en fréquence. Avant de discuter le choix de la technique de stabilisation nous proposons, d'abord, de donner au lecteur un aperçu général des travaux réalisés à ce jour et qui font l'état de l'art des oscillateurs paramétriques optiques stabilisés en fréquence.

III.2 Les OPOs stabilisés en fréquence dans la littérature

En 1997 Schneider *et al.* [100] ont réalisé un OPO basé sur un cristal non-linéaire de PPLN multiréseaux et pompé à $1,064 \mu\text{m}$ par un laser Nd :YAG stabilisé en fréquence au niveau du kHz. L'OPO est accordable entre $1,66$ et $1,99 \mu\text{m}$ pour l'onde signal et de $2,29$ à $2,96 \mu\text{m}$ pour l'onde complémentaire. La cavité OPO est une cavité linéaire semi-monolithique composée d'un miroir plan déposé sur la face d'entrée du cristal non-linéaire et d'un miroir concave monté sur un élément piézoélectrique (voir figure III.11). La cavité OPO est conçue pour être résonante pour les ondes signal et pompe. Compte tenu de cette configuration (pompe résonnante), le seuil SROPO est réduit à 260 mW . La stabilité de la pompe est transférée au signal résonant par l'intermédiaire d'un contrôle actif de la longueur de la cavité en la maintenant à résonance avec la pompe. Une largeur de raie en dessous de 5 MHz est rapportée par les auteurs.

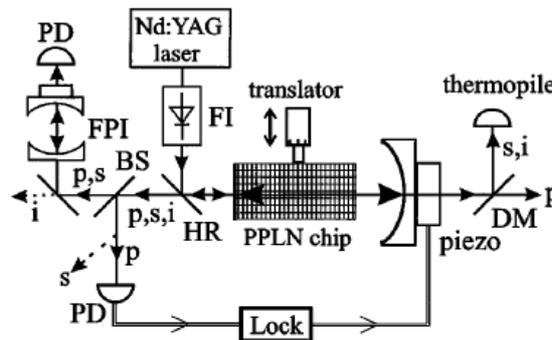
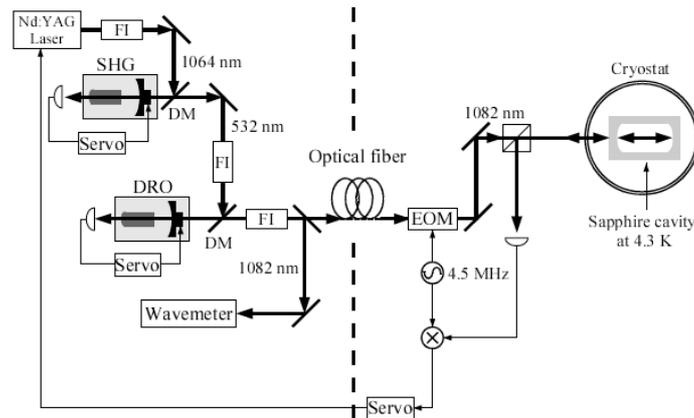
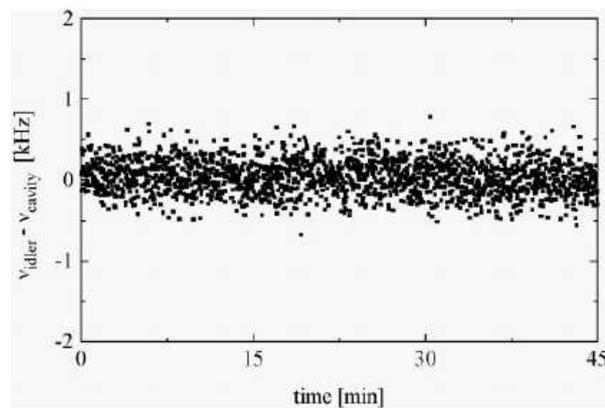


FIGURE III.11 – Dispositif expérimental adapté de l'article [100]

Dans un autre travail Schneider *et al.* [101] décrivent un OPO pompé à 532 nm par un laser Nd :YAG doublé en fréquence et dont la largeur de raie est au niveau du kHz. En utilisant la même technique de stabilisation que dans leur travail précédent [100], les auteurs obtiennent une largeur de raie pour l'onde complémentaire de l'ordre de 160 kHz . Cette mesure est limitée principalement par la résolution de la cavité d'analyse. En 1998 Al-Tahtamouni *et al.* [102] ont démontré un DROPO à cavité semi-monolithique résonnante aux longueurs d'onde signal ($\lambda_s = 1,046 \mu\text{m}$) et complémentaire ($\lambda_c = 1,082 \mu\text{m}$) pompé dans le vert à 532 nm par un laser Nd :YAG doublé en fréquence. Les deux faces du cristal, un MgO :PPLN, avec le bon traitement et la bonne qualité de polissage plus un troisième miroir monté sur une cale piézoélectrique matérialisent la cavité DROPO. La fréquence de la pompe est contrôlée ainsi que celle du DROPO afin que le complémentaire soit maintenu à résonance avec la cavité de référence. La source doublement résonnante est stabilisée en fréquence à long terme en dessous du kHz. Deux boucles d'asservissement sont utilisées. La première boucle a pour rôle d'éviter les sauts de mode (partie gauche des pointillés de la figure III.12(a)). Cet asservissement consiste à forcer le signal ou le complémentaire à rester sur un mode. D'un point de vue technique, pour obtenir le signal de rétroaction, une modulation est appliquée au cristal de l'OPO ($f_{m_1} = 1,2 \text{ MHz}$). Le signal d'erreur est obtenu en démodulant le signal transmis par le DROPO et détecté



(a)



(b)

FIGURE III.12 – (a) : Schema de principe de l’asservissement mis en œuvre par Al-Tahtamouni *et al.* [102] (b) : Courbe expérimentale adaptée de la même référence que III.12(a) montrant la stabilité à long terme du complémentaire par rapport à la cavité de référence (échantillonnage = 1s).

par une photodiode rapide. Le signal de rétroaction obtenu à partir du signal d’erreur est appliqué à la cale piézoélectrique portant un miroir de la cavité de l’OPO. Le deuxième asservissement consiste à verrouiller la fréquence du DROPO sur une référence de fréquence absolue : une cavité Fabry-Perot en saphir portée à des températures cryogéniques (4,3 K). Lors de cet asservissement une fraction du faisceau à la longueur d’onde complémentaire est modulée en phase ($f_{m_2}=4,5$ MHz) avec un cristal électro-optique puis couplée au mode fondamental de la cavité de référence. Le signal réfléchi par la cavité en saphir est détecté par une photodiode rapide puis démodulé pour générer le signal d’erreur. Après filtrage par le filtre de boucle, le signal de rétroaction est envoyé sur l’entrée piézoélectrique du laser de pompe dont la fréquence est accordable sur 10 GHz. Dans un travail similaire à celui de Schneider *et al.*, Strößner *et al.* [103] développent un OPO pompé dans le vert par un laser Nd :YAG doublé en fréquence. La fréquence de l’onde signal, résonnante dans la cavité, est stabilisée en verrouillant la longueur de la cavité en la maintenant à résonance avec la pompe. En utilisant une référence atomique (une raie du Cs à 852 nm), Zaske *et*

al. [104] ont réussi à stabiliser en fréquence un OPO simplement résonnant en dessous du niveau de 2 MHz. Cet asservissement consiste à moduler la longueur de la cavité OPO en appliquant une faible modulation sinusoïdale (3 kHz) à un actionneur piezoélectrique portant un miroir de la cavité. Le signal transmis par la cellule contenant l'absorbant saturable est détecté puis mélangé avec le signal de modulation afin d'aboutir au signal d'erreur. Ce dernier, après avoir été filtré et amplifié par l'électronique de la boucle, est appliqué à l'élément piezoélectrique portant un miroir de cavité.

Lenhard *et al.* [105] ont stabilisé un OPO pompé à 923 nm par une diode laser. La cavité est résonante à la fois pour l'onde complémentaire et la pompe. La stabilisation en fréquence de l'onde complémentaire est assurée en stabilisant la longueur de la cavité OPO sur la pompe avec la technique de Pound-Drever-Hall (voir figure III.13). Pour générer le signal d'erreur, la pompe est modulée en phase ($f_m=70$ MHz) en modulant le courant d'injection de la diode laser. La pompe réfléchiée par la cavité de l'OPO est détectée par une photodiode rapide. Le signal en provenance de la photodiode est ensuite démodulé et filtré pour aboutir à un signal proportionnel au désaccord de fréquence entre la pompe et la cavité de l'OPO. Ce signal d'erreur, après filtrage par le filtre de boucle, est envoyé sur l'entrée d'un actionneur piezoélectrique portant un des miroirs de la cavité de l'OPO. Avec un tel asservissement les auteurs ont obtenu une largeur de raie en dessous de 5 kHz. Dans leur article de 2011 [106] Andrieux *et al.* décrivent un OPO résonnant pour

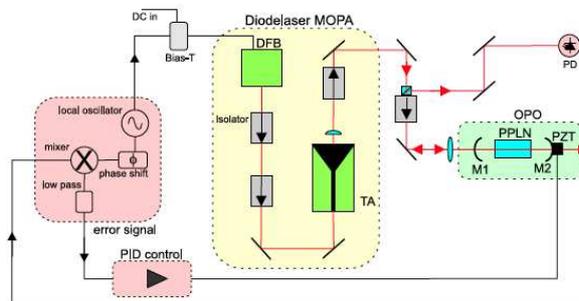


FIGURE III.13 – Dispositif expérimental utilisé par Lenhar *et al.* [105]

l'onde signal (1,449-1,648 μm) et pompé dans l'infrarouge (1,064 μm) par un laser à fibre. La cavité en anneau est constituée de 4 miroirs : deux miroirs concaves et deux miroirs plans. Un miroir plan est fixé sur un transducteur piézoélectrique permettant de contrôler la longueur de la cavité et par conséquent la fréquence de l'onde résonnante. L'utilisation d'une cavité Fabry-Perot d'une finesse moyenne ($F=250$) comme référence de fréquence a permis de stabiliser la fréquence de l'OPO à quelques kHz ($\sigma_{\nu_s}=4$ kHz : écart type sur le bruit de fréquence calculé sur une bande de fréquence de 300 Hz). Le signal d'erreur (c'est-à-dire la dérivée d'un pic d'Airy) est élaboré en modulant la longueur de la cavité de référence ($f_m=55$ kHz) et en démodulant le signal produit par une photodiode placée à la sortie de la référence (voir figure III.14).

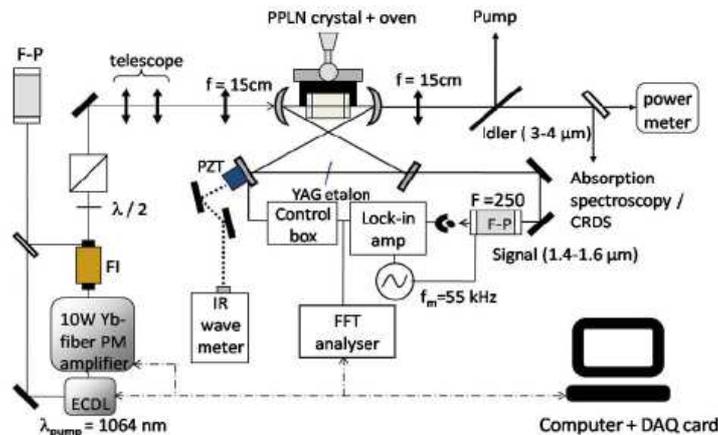


FIGURE III.14 – Schéma de principe de l'OPO réalisé par Andrieux *et al.* et mettant en avant le dispositif expérimental utilisé pour asservir un SROPO sur un pic de transmission d'une cavité Fabry-Perot

Le signal d'erreur filtré par l'électronique de la boucle et amplifié par un amplificateur haute tension est envoyé à l'entrée piezoélectrique de la cavité OPO afin de maintenir l'onde signal à résonance avec la cavité de référence.

III.3 Conclusion : bilan

Nous venons de voir, à travers cette revue de la littérature, que dans les principaux travaux sur la stabilisation des OPOs rapportés à ce jour, trois types de références de fréquence ont été utilisées :

- Le laser de pompe. Dans ce cas, l'utilisation d'une pompe stable en fréquence et une cavité résonnante pour celle-ci s'impose. Il se trouve que dans le cas de notre système, le laser de pompe, dont la largeur de raie est au niveau de MHz, ne nous permet pas d'envisager une telle technique de stabilisation.
- Une référence atomique. Le principal avantage de celle-ci réside dans la stabilité à long terme qu'une telle référence peut apporter au système. En revanche, cela fait perdre à une source comme l'OPO son avantage majeur à savoir la grande accordabilité.
- Une référence mécanique et en particulier un interféromètre de Fabry-Perot. Bien qu'elle ne soit pas une référence absolue, donc susceptible de dériver à long terme¹, elle présente une bonne stabilité sur le court terme. De plus, l'asservissement sur ce type de référence nécessite une faible puissance.

C'est donc la dernière catégorie de référence que nous avons choisie pour la stabilisation en fréquence de notre source.

1. Cette limitation peut être contournée grâce à l'emploi d'un contrôle actif de la longueur de cavité notamment en utilisant une référence atomique.

Chapitre IV

Stabilisation en fréquence de l'OPO simplement résonant

Sommaire

IV.1	Introduction : Généralités sur les asservissements de sources lasers	75
IV.1.a.	Le discriminateur	75
IV.1.b.	Les transducteurs	75
	Modification de la longueur optique de la cavité	76
	Commande de la fréquence du laser en dehors de la cavité	77
IV.1.c.	Electronique d'amplification et de correction	77
IV.2	Le Fabry-Perot comme discriminateur de fréquence	78
IV.3	Asservissement sur un flanc de pic	81
IV.3.a.	Principe	81
IV.3.b.	Mise en œuvre expérimentale	83
	La partie optique de la boucle	84
	La partie électronique de la boucle	85
IV.3.c.	Résultats et discussion	91
IV.3.d.	Conclusion	93
IV.4	Asservissement utilisant la technique de Pound-Drever-Hall (PDH)	94
IV.4.a.	Principe	94
IV.4.b.	Mise en œuvre expérimentale	98
IV.4.c.	Résultats et discussion	102
IV.5	Conclusion	109

IV.1 Introduction : Généralités sur les asservissements de sources lasers

Avant d'aborder en détail les deux techniques de stabilisation mises en œuvre dans le cas de l'OPO simplement résonnant doublé en fréquence que nous venons de présenter au chapitre III, nous consacrons ce paragraphe à de brefs rappels sur les asservissements de sources lasers. Nous allons nous restreindre ici aux aspects spécifiques aux asservissements en fréquence des sources lasers continues en nous plaçant dans le cas de systèmes linéaires. Le schéma de la figure IV.1 illustre le principe d'un tel asservissement. Dans ce paragraphe introductif nous passerons d'abord en revue les différents éléments constituant une boucle d'asservissement type. Nous examinerons ensuite les contraintes que l'on rencontre dans la réalisation pratique d'un tel système.

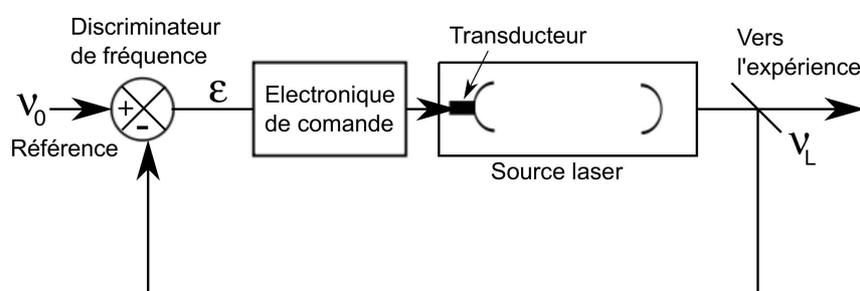


FIGURE IV.1 – Schéma de principe d'une source laser asservie en fréquence. ν_0 est la fréquence de référence, ν_L est la fréquence instantanée du laser, et ε est le signal d'erreur de l'asservissement en sortie de comparateur et défini comme la différence entre ν_0 et ν_L

IV.1.a. Le discriminateur

C'est l'élément qui élabore le signal. Le discriminateur fait correspondre à une variation de fréquence (ou de phase) une variation d'amplitude proportionnelle à celle-ci (voir la figure IV.2). Pour qu'il assure convenablement le rôle de comparateur dans le système asservi, sa réponse doit être centrée sur la fréquence de référence ν_0 . On dispose alors à sa sortie d'une tension proportionnelle à la différence de fréquence $\varepsilon = \nu_0 - \nu_L$.

Le discriminateur de fréquence joue en vérité deux rôles :

- celui de convertisseur fréquence-tension, le signal qui en découle (signal d'erreur) est utilisé pour rétroagir sur le laser,
- celui de référence de fréquence pour le laser.

La réalisation d'un discriminateur de hautes performances est un des problèmes clé pour la stabilisation en fréquence d'un laser, car c'est à ce niveau-là que l'on rencontre les difficultés principales (stabilité de la référence, sensibilité de la méthode...).

IV.1.b. Les transducteurs

Pour agir sur la fréquence de la source laser on peut utiliser deux types de procédés :

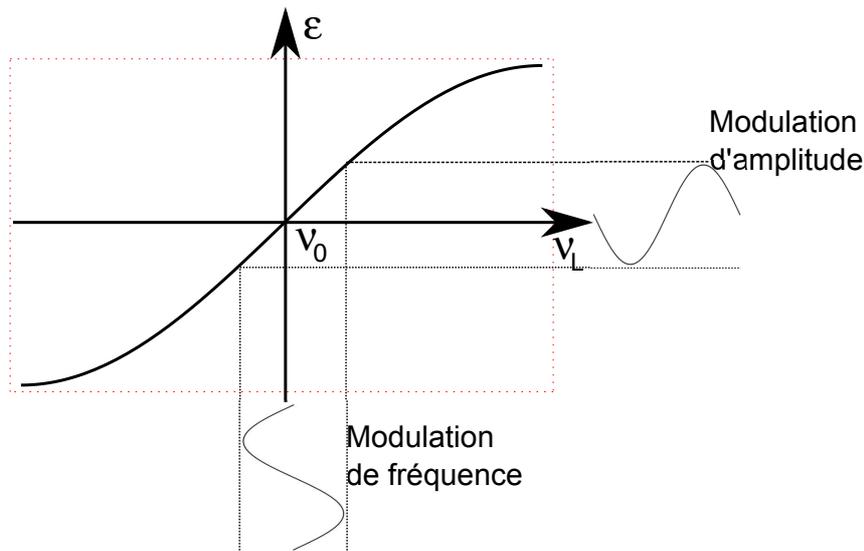


FIGURE IV.2 – Représentation schématique de la réponse d'un discriminateur de fréquence

Modification de la longueur optique de la cavité

Pour cela on peut envisager de faire appel à une céramique piézoélectrique agissant sur la position d'un miroir. Cependant ce procédé n'est utilisable que dans un domaine limité de fréquence. À titre d'exemple avec un miroir de 6 g de masse collé sur une céramique carrée ($L \times L = 10\text{mm} \times 10\text{mm}$) et d'épaisseur $e = 2\text{mm}$, on peut atteindre une bande passante de quelques dizaines de kHz¹.

La limitation la plus importante provient en général des fréquences de résonance de l'ensemble céramique plus miroir. Ces résonances sont gênantes pour l'asservissement car elles font osciller le système pour des gains très faibles dans la boucle de rétroaction. À noter que la technique de collage joue un rôle important pour l'amortissement des résonances. Nous avons obtenu de bons résultats en utilisant de la cire vierge. La première fréquence de résonance f_r est d'autant plus basse que la masse du miroir est élevée. La valeur de la première fréquence de résonance suit une loi de la forme² :

$$f_r = f_0 \frac{M_{\text{eff}}}{(M_{\text{ex}} + M_{\text{eff}})}, \quad (\text{IV.1})$$

où f_0 est la fréquence de résonance de la céramique à vide, M_{ex} est la masse de l'objet porté par la céramique, enfin M_{eff} est la masse effective de l'actionneur qui vaut typiquement $1/3$ de la masse propre de ce dernier. Une autre limitation provient des temps de réponse mis en jeu. Il s'agit surtout du retard pur introduit par les temps de propagation de l'onde sonore dans la céramique et dans le miroir. Ce retard pur se traduit par un déphasage catastrophique pour la stabilité d'un système asservi.

1. Exemple qui correspond à nos conditions expérimentales

2. Le lecteur désirant en connaître d'avantage est renvoyé à la note pratique disponible sur le site de piezomechanik : <http://www.piezomechanik.com/en/home/introduction/index.html>

Lorsqu'on souhaite corriger des fréquences très élevées, (jusqu'à quelques MHz), comme c'est typiquement le cas pour un laser à colorant, on utilise un cristal électro-optique placé à l'intérieur de la cavité [107].

Commande de la fréquence du laser en dehors de la cavité

Le but ici est de contrôler la fréquence du faisceau fourni par le laser sans intervenir sur la cavité. Le moyen le plus commode pour y parvenir consiste à utiliser un modulateur acousto-optique. En sortie du modulateur le faisceau laser est dévié suivant l'angle de Bragg correspondant à l'ordre de diffraction n du réseau de phase généré dans le milieu, suite à la propagation de l'onde acoustique, et sa fréquence est décalée de quantité $n\Omega$. On obtient ainsi, à la sortie du modulateur un faisceau laser de fréquence réglable $\nu_L + n\Omega$. On peut également utiliser un cristal électro-optique en tant que modulateur de phase pour contrôler directement à l'extérieur de la cavité les fluctuations très rapides de la phase de l'onde laser [108, 109]. La limitation majeure de cette technique réside dans la faible sensibilité du transducteur. Il est donc obligatoire d'amplifier le signal d'erreur d'une façon considérable. Cependant en amplifiant ce signal on amplifie également le bruit de l'électronique sans oublier le déphasage accumulé dans la boucle, conséquence du temps de propagation de l'information dans la chaîne d'amplification. Tout ceci tend, d'une part, à limiter fortement le niveau de stabilisation de la fréquence et peut engendrer, d'autre part, des oscillations de la boucle.

Cependant, comme nous venons de le voir dans la section III.1.f., le spectre de bruit de l'OPO est contenu dans la bande 0 – 2 kHz et la pureté spectrale requise par nos expériences de manipulation cohérente des ions Pr^{3+} n'est de quelques kHz. Nous n'avons donc pas cherché à utiliser les systèmes les plus rapides. Dans nos expériences de stabilisation nous avons exclusivement utilisé comme transducteur une céramique piezoélectrique.

IV.1.c. Electronique d'amplification et de correction

Lorsqu'on se limite au cas de systèmes linéaires, on peut décrire un système asservi à partir de sa fonction de transfert totale en boucle ouverte (BO) $\tilde{H}_{BO}(f)$. L'amplitude de chaque composante de Fourier $\delta\tilde{\nu}_{\text{libre}}(f)$ du bruit de fréquence de la source est alors réduite sous l'effet de l'asservissement, pour s'établir à la valeur suivante, en boucle fermée :

$$\delta\tilde{\nu}_{\text{asservi}} = \frac{\delta\tilde{\nu}_{\text{libre}}(f)}{1 + \tilde{H}_{BO}(f)}. \quad (\text{IV.2})$$

Il s'agit d'optimiser $\tilde{H}_{BO}(f)$ en tenant compte des différentes fonctions de transfert imposées par les différents étages de la boucle d'asservissement. Généralement, ce sont les réponses en fréquence du discriminateur et du transducteur qui limitent le plus souvent la bande passante totale du système. On peut traduire leur effet par une fonction de transfert $\tilde{A}_{BO}(f)$ de sorte que la fonction de transfert totale en boucle ouverte s'écrit :

$$\tilde{H}_{BO}(f) = \tilde{A}_{BO}(f) \cdot \tilde{E}(f), \quad (\text{IV.3})$$

où $\tilde{E}(f)$ représente la fonction de transfert de l'électronique de la boucle d'asservissement. En général, $\tilde{A}_{BO}(f)$ peut se mettre sous la forme :

$$\tilde{A}_{BO}(f) = A_0 \cdot \tilde{a}(f), \quad (\text{IV.4})$$

où A_0 représente le gain statique en boucle ouverte (gain à la fréquence nulle). Compte tenu de l'équation (II.12), on peut réécrire (IV.2) de manière à y faire apparaître le gain statique de la boucle :

$$\delta\tilde{\nu}_{\text{asservi}} = \frac{\delta\tilde{\nu}_{\text{libre}}(f)}{1 + A_0 \cdot \tilde{a}(f) \cdot \tilde{E}(f)}. \quad (\text{IV.5})$$

En prenant en compte l'expression (IV.5), en gardant à l'esprit qu'on cherche à réduire $\delta\tilde{\nu}_{\text{asservi}}$, il est clair qu'il faut chercher à augmenter A_0 . Cela doit pouvoir être réalisé tout en continuant à garantir les conditions de stabilité du système.

IV.2 Le Fabry-Perot comme discriminateur de fréquence

Nous allons revenir dans ce paragraphe sur la fonction assurée par le discriminateur de fréquence dans le cas particulier de la stabilisation en fréquence d'une source laser sur un résonateur Fabry-Perot. Il est utile de rappeler que le rôle principal d'un discriminateur de fréquence est de fournir le signal dont le zéro est centré sur une fréquence de référence, qui sert de signal d'erreur dans la boucle d'asservissement. Ses caractéristiques essentielles sont :

- sa stabilité,
- sa bande passante,
- la forme du signal d'erreur dont il est la source.

De nombreuses approches ont été proposées pour réaliser un discriminateur de fréquence à partir d'un résonateur de Fabry-Perot (F.P.). On peut les regrouper dans deux catégories :

- celles qui détectent l'intensité transmise (ou réfléchi) par le F.P., c'est le cas de l'asservissement sur le flanc du pic de transmission par exemple,
- celles qui détectent la phase du champ réfléchi par le F.P., c'est le cas de la technique de Pound-Drever-Hall par exemple.

Afin de pouvoir déterminer par la suite les caractéristiques du discriminateur obtenu avec une méthode donnée, nous allons d'abord rappeler les expressions des intensités transmise et réfléchi lorsque le faisceau laser incident présente des fluctuations de fréquence.

Pour simplifier, nous allons nous placer dans le cas d'un F.P. constitué de deux miroirs identiques séparés d'une distance L . Ces miroirs sont caractérisés par leurs coefficients de transmission t et t' et leurs coefficients de réflexion r et r' définis pour le champ lumineux (voir la figure IV.3). On supposera également que les pertes au niveau des miroirs sont négligeables.

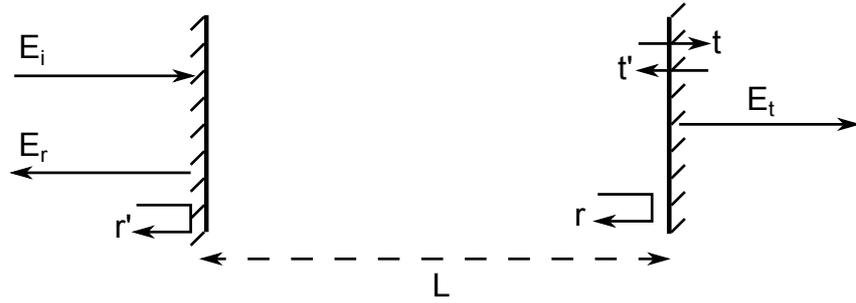


FIGURE IV.3 – Cavité Fabry-Perot

Dans ce cas, ces coefficients vérifient les relations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} |r|^2 = |r'|^2 = R, \\ |t|^2 = |t'|^2 = T, \\ R + T = 1, \\ r = -r', \\ tt' = Te^{j\varphi}, \\ rr' = r'r' = Re^{j\varphi}, \end{array} \right. \quad (\text{IV.6})$$

où R et T sont, respectivement, les coefficients de réflexion et de transmission en intensité. Ces coefficients sont réels tandis que les coefficients r , r' et t , t' sont complexes. $\varphi/2$ est le déphasage subi par l'onde à la réflexion. Pour un champ complexe incident $E_i(t)$ de fréquence ν donnée, les champs complexes transmis $E_t(t)$ et réfléchi $E_r(t)$ sont, respectivement, donnés par :

$$E_t = Te^{j\varphi} \sum_{n=0}^{n=+\infty} (re^{jn\varphi})^n E_i(t - \frac{1}{2}(1+2n)\tau_{FP}), \quad (\text{IV.7})$$

$$E_r = -rE_i(t) + tt'e^{j\varphi} \sum_{n=0}^{+\infty} (re^{j\varphi})^n E_i(t - (n+1)\tau_{FP}), \quad (\text{IV.8})$$

où $\tau_{FP} = 2L/c$ est le temps nécessaire pour que la lumière fasse un aller-retour dans la cavité. Les équations (IV.7) et (IV.8) peuvent se mettre sous la forme d'un produit de convolution de manière à mettre en évidence les réponses percussionnelles en transmission $T_{FP}(t)$ et en réflexion $R_{FP}(t)$, respectivement :

$$\left\{ \begin{array}{l} E_t(t) = T_{FP}(t) \otimes E_i(t), \\ E_r(t) = R_{FP}(t) \otimes E_i(t), \end{array} \right. \quad (\text{IV.9})$$

avec :

$$T_{FP}(t) = Te^{j\varphi} \sum_{n=0}^{n=+\infty} (re^{n\varphi})^n \delta(t - \frac{1}{2}(1+2n)\tau_{FP}), \quad (\text{IV.10})$$

et

$$R_{FP}(t) = -r\delta(t) + tt'e^{j\varphi} \sum_{n=0}^{+\infty} (re^{j\varphi})^n \delta(t - (n+1)\tau_{FP}). \quad (\text{IV.11})$$

Les expressions (IV.9) ne sont ni plus ni moins que les équations décrivant la réponse d'un filtre linéaire. La cavité se comporte donc comme un filtre linéaire pour les champs électriques transmis et réfléchis. La réponse fréquentielle de ce filtre s'obtient en faisant une transformée de Fourier, ce qui nous permet d'aboutir aux fonctions de transfert d'une cavité F.P. en transmission et en réflexion (à un facteur de phase globale près) suivantes :

$$\tilde{T}_{FP}(\nu) = \frac{T}{1 - R \exp[-j(2\pi\nu\tau_{FP} - \varphi)]}, \quad (\text{IV.12})$$

$$\begin{aligned} \tilde{R}_{FP}(\nu) &= \sqrt{R} \left(-1 + \frac{T \exp[-j(2\pi\nu\tau_{FP} - \varphi)]}{1 - R \exp[-j(2\pi\nu\tau_{FP} - \varphi)]} \right) \\ &= \sqrt{R} \left(\frac{\exp[-j(2\pi\nu\tau_{FP} - \varphi)] - 1}{1 - R \exp[-j(2\pi\nu\tau_{FP} - \varphi)]} \right). \end{aligned} \quad (\text{IV.13})$$

Ce sont des fonctions périodiques en ν dont la période n'est autre que l'intervalle spectral libre de la cavité (ν_{ISL}). Maintenant plaçons nous dans le cas où la fréquence ν_L du laser est proche d'une fréquence de résonance de la cavité F.P. ν_0 . En tenant compte de la condition de résonance : $2\pi\nu_0\tau_{FP} - \varphi = 0$ les fonctions de transfert en transmission et en réflexion deviennent :

$$\tilde{T}_{FP}(\nu) = \frac{T}{1 - R \exp[-j(2\pi\Delta\nu\tau_{FP})]}, \quad (\text{IV.14})$$

et

$$\tilde{R}_{FP}(\nu) = \left(\frac{\exp[-j(2\pi\Delta\nu\tau_{FP})] - 1}{1 - R \exp[-j(2\pi\Delta\nu\tau_{FP})]} \right), \quad (\text{IV.15})$$

avec $\Delta\nu$ l'écart entre la fréquence du laser et la résonance du F.P. en question. Si on se place dans le cas d'un F.P. de haute finesse ($R \sim 1$) et qu'on considère que malgré ses fluctuations, la fréquence du laser reste proche de la résonance ($\Delta\nu \ll \tau_{FP}$), les équations (IV.14) et (IV.15) se réécrivent comme suit :

$$\tilde{T}_{FP}(\nu) \simeq \frac{T}{1 - R(1 - j2\pi\Delta\nu\tau_{FP})}, \quad (\text{IV.16})$$

$$\tilde{R}_{FP}(\nu) \simeq \left(\frac{-j2\pi\Delta\nu\tau_{FP}}{1 - R(1 - j2\pi\Delta\nu\tau_{FP})} \right). \quad (\text{IV.17})$$

En se rappelant de l'expression de la largeur à mi-hauteur des pics de transmission et de réflexion d'une cavité F.P. en fonction de la finesse (\mathcal{F}) :

$$\begin{aligned} \Delta\nu_{1/2} &= \frac{1}{\mathcal{F}\tau_{FP}}, \\ &= \frac{1 - R}{\pi\sqrt{R}} \frac{1}{\nu_{FP}}, \\ &\simeq \frac{T}{\pi} \frac{1}{\nu_{FP}}, \end{aligned}$$

on arrive après quelques lignes de calcul aux expressions suivantes :

$$\tilde{T}_{FP}(\nu) \simeq \frac{1}{1 + 2j\left(\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_{1/2}}\right)} \quad (\text{IV.18})$$

et

$$\tilde{R}_{FP}(\nu) \simeq \frac{-2j\left(\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_{1/2}}\right)}{1 + 2j\left(\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_{1/2}}\right)}. \quad (\text{IV.19})$$

On remarquera l'identité suivante :

$$|\tilde{R}_{FP}(\nu)|^2 + |\tilde{T}_{FP}(\nu)|^2 = 1. \quad (\text{IV.20})$$

IV.3 Asservissement sur un flanc de pic

IV.3.a. Principe

Cette méthode est une des plus couramment utilisées du fait qu'elle est simple à mettre en œuvre. Lorsque la fréquence du laser est voisine de la valeur correspondant à la mi-hauteur du pic de transmission du F.P., ce dernier convertit les variations de fréquence du laser en variations d'intensité du faisceau transmis. L'intensité transmise est ensuite détectée par une photodiode. En comparant ce signal, à l'aide d'un amplificateur opérationnel en montage différentiel, à une tension de référence S_0 , on obtient un signal d'erreur qui peut être utilisé comme signal de rétroaction. Les caractéristiques de stabilité de la cavité de référence sont bien entendu essentielles à une bonne stabilité de l'OPO puisque le rôle de la stabilisation est de transmettre les caractéristiques de la référence à celui-ci. Nous proposons maintenant de déterminer la réponse d'un Fabry-Perot dans le cas d'un champ laser en présence d'un bruit de phase $\phi(t)$. En outre nous considérons que la fonction $\phi(t)$ est un processus aléatoire gaussien centré et à valeurs réelles. Un tel champ s'écrit :

$$E_i(t) = \frac{1}{2}E_0 \exp[j(2\pi\nu_0 t + \phi(t))]. \quad (\text{IV.21})$$

Le champ transmis n'est autre que le produit de convolution de la fonction de transmission du F.P. ($T_{FP}(t)$) et du champ incident $E_i(t)$

$$E_t(t) = T_{FP}(t) \otimes E_i(t) \quad (\text{IV.22})$$

L'intensité transmise par le Fabry-Perot est définie comme :

$$I_t(t) = E_t(t)E_t^*(t). \quad (\text{IV.23})$$

Cette intensité se réécrit en fonction de la fonction de réponse du F.P. en transmission comme suit :

$$I_t(t) = I_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} T_{FP}(t') T_{FP}^*(t'') \exp(-j2\pi\nu_0 t') \exp(j2\pi\nu_0 t'') \times \exp[j(\phi(t-t') - \phi(t-t''))] dt' dt'', \quad (\text{IV.24})$$

où $I_0 = E_0^2$.

Lorsque le laser est asservi on peut avancer les deux hypothèses suivantes :

- sa fréquence est à résonance avec la cavité à $\Delta\nu_{1/2}$ près,
- le bruit de phase est petit ($\phi(t) \ll 1$). Cette condition nous permet d'effectuer l'approximation suivante :

$$\exp \left[j \left(\phi(t-t') - \phi(t-t'') \right) \right] \simeq 1 + j \left(\phi(t-t') - \phi(t-t'') \right). \quad (\text{IV.25})$$

Compte tenu de ces considérations l'intensité transmise s'exprimera comme suit :

$$\begin{aligned} I_t(t) = & I_0 \left| \tilde{\text{T}}_{FP}(\nu_0) \right|^2 + j I_0 \tilde{\text{T}}_{FP}^*(\nu_0) \int_{-\infty}^{+\infty} \text{T}_{FP}(t') \exp(-j2\pi\nu_0 t') \phi(t-t') dt' \\ & - j I_0 \tilde{\text{T}}_{FP}(\nu_0) \int_{-\infty}^{+\infty} \text{T}_{FP}^*(t'') \exp(j2\pi\nu_0 t'') \phi(t-t'') dt''. \end{aligned} \quad (\text{IV.26})$$

Le premier membre de cette expression est constant, il exprime l'intensité transmise par le Fabry-Perot pour un champ laser en absence de bruit de phase. Le deuxième terme correspond aux fluctuations d'intensité en présence d'un bruit de phase. La valeur moyenne de ce terme est nulle. La valeur moyenne de l'intensité transmise par le F.P est donc égale à l'intensité transmise par celui-ci en absence de bruit de phase. L'information sur le bruit de phase se trouve donc dans le deuxième terme de l'équation (IV.26).

$$\begin{aligned} \delta I(t) = & j I_0 \tilde{\text{T}}_{FP}^*(\nu_0) \int_{-\infty}^{+\infty} \text{T}_{FP}(t') \exp(-j2\pi\nu_0 t') \phi(t-t') dt' \\ & - j I_0 \tilde{\text{T}}_{FP}(\nu_0) \int_{-\infty}^{+\infty} \text{T}_{FP}^*(t'') \exp(j2\pi\nu_0 t'') \phi(t-t'') dt''. \end{aligned} \quad (\text{IV.27})$$

Cette équation met en évidence le comportement de la cavité F.P. vis-à-vis du bruit de phase. En effectuant la transformée de Fourier de $\delta I(t)$ nous obtenons la fonction de transfert de ce filtre :

$$\delta \tilde{I}(f) = j I_0 \left[\tilde{\text{T}}_{FP}^*(\nu_0) \tilde{\text{T}}_{FP}(\nu_0 + f) - \tilde{\text{T}}_{FP}(\nu_0) \tilde{\text{T}}_{FP}^*(\nu_0 - f) \right] \tilde{\phi}(f). \quad (\text{IV.28})$$

Par ailleurs, pour nous intéresser aux fluctuations de la fréquence du laser plutôt qu'à celles de la phase, nous pouvons utiliser la propriété $\tilde{\phi}(f) = \delta \tilde{\nu}(f)/jf$. L'expression du spectre de $\delta \tilde{I}(f)$ en fonction du spectre des variations de la fréquence du laser $\tilde{\nu}(f)$ devient :

$$\delta \tilde{I}(f) = \frac{1}{f} I_0 \left[\tilde{\text{T}}_{FP}^*(\nu_0) \tilde{\text{T}}_{FP}(\nu_0 + f) - \tilde{\text{T}}_{FP}(\nu_0) \tilde{\text{T}}_{FP}^*(\nu_0 - f) \right] \delta \tilde{\nu}(f). \quad (\text{IV.29})$$

En utilisant l'expression de $\tilde{\text{T}}_{FP}(\nu)$, et en prenant en compte le fait que le laser est proche d'une résonance du F.P. on obtient finalement l'expression suivante du spectre de $\delta \tilde{I}(\nu)$ en fonction de $\tilde{\nu}(f)$:

$$\delta \tilde{I}(f) = I_0 \frac{\frac{-8\Delta\nu}{(\Delta\nu_{1/2})^2}}{\left[1 + 4 \left(\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_{1/2}} \right)^2 \right] \left[\left(1 + j \frac{2f}{\Delta\nu_{1/2}} \right)^2 + 4 \left(\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_{1/2}} \right)^2 \right]} \delta \tilde{\nu}(f) = \tilde{H}(f) \delta \tilde{\nu}(f). \quad (\text{IV.30})$$

Or, lorsque la fréquence du laser est verrouillée sur le flanc du pic de transmission du Fabry-Perot, le désaccord en fréquence avec la résonance de la cavité vaut $\Delta\nu = \pm\frac{1}{2}\Delta\nu_{1/2}$, (\pm selon que l'on est sur le flanc droit ou gauche du pic d'Airy). On a alors, pour la partie ascendante par exemple :

$$\delta\tilde{I}(f) = 2I_0 \frac{1}{\Delta\nu_{1/2}} \frac{1}{\left(1 + j\frac{2f}{\Delta\nu_{1/2}}\right)^2 + 1} \delta\tilde{\nu}(f). \quad (\text{IV.31})$$

Le module et la phase d'une telle fonction de transfert sont reproduits sur la figure IV.4. La fonction de transfert du F.P. est plate jusqu'à $\Delta\nu_{1/2}$. Elle suit parfaitement les dérives de fréquence du laser. Au-delà de $\Delta\nu_{1/2}$ la cavité se comporte, vis-à-vis des fluctuations de fréquence comme un filtre passe-bas du second ordre. Dans la suite on décrira la mise

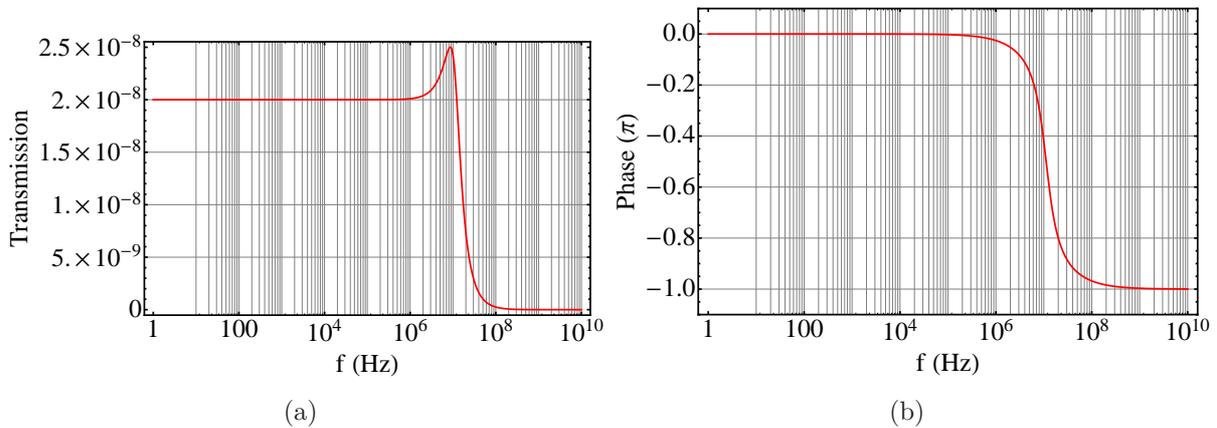


FIGURE IV.4 – Module (a) et phase en unités de π (b) de la fonction de transfert d'une cavité Fabry-Perot avec $\Delta\nu_{1/2} = 10$ MHz.

en place pratique de cet asservissement ainsi que les principaux résultats obtenus avec cette technique tout en évoquant ses limitations majeures.

IV.3.b. Mise en œuvre expérimentale

Plusieurs éléments sont nécessaires pour la réalisation pratique de cet asservissement. On a tout d'abord besoin d'une référence à laquelle la fréquence de l'OPO sera comparée. Ce rôle est assuré par la cavité Fabry-Perot. Ensuite on a besoin d'une détection. C'est l'élément de la boucle capable d'interpréter l'évolution de la fréquence de l'OPO par rapport à la référence, se traduisant par une variation du flux lumineux, en un signal électrique proportionnel à ces variations. Cet élément est aussi l'interface entre la partie optique et la partie électronique de la boucle. Le signal issu de la détection est ensuite pris en charge par un étage électronique (filtres, amplificateurs) ayant pour mission de générer un signal de rétroaction prêt à être appliqué à l'entrée piezoélectrique de l'OPO. Le transducteur piézoélectrique portant un miroir de l'OPO constitue l'interface électrique-optique de la boucle. Dans cette partie, nous décrirons chacun des éléments et nous donnerons les motivations de nos choix.

La partie optique de la boucle

Le résonateur Fabry-Perot utilisé est une cavité commerciale de chez Toptica³, modèle FPI100. C'est une cavité confocale comportant deux miroirs identiques dont le rayon de courbure est de 75 mm. Le miroir d'entrée est monté sur une céramique piezoélectrique de forme cylindrique offrant la possibilité de balayer la longueur de la cavité tandis que le second miroir est fixe. Ces deux miroirs sont maintenus à une distance de 75 mm l'un de l'autre avec un tube en Invar. Une lentille dont la distance focale est de 50 mm est intégrée à la cavité et assure le couplage entre un faisceau laser donné et la cavité. Enfin l'ensemble est scellé dans une monture en aluminium. Pour cette cavité on obtient un intervalle spectral libre de 1 GHz. Le montage optique est reproduit sur la figure IV.5. Un filtre orange permet de filtrer le résidu de pompe. Ce filtre est suivi d'une lentille L₁ dont la focale vaut 400 mm. Après la lentille on récupère un faisceau collimaté dont une partie est prélevée par une lame séparatrice et injectée dans la cavité Fabry-Perot en jouant sur deux miroirs de renvoi M et M' placés en vis-à-vis. Lorsque le couplage est optimisé, en appliquant une rampe de tension à l'entrée de balayage de la cavité Fabry-Perot tout en s'arrangeant pour que l'amplitude de cette rampe soit suffisante au moins pour couvrir un intervalle spectral libre de la cavité, on mesure le rapport entre la largeur d'un pic et l'intervalle séparant deux pics consécutifs. On trouve ainsi une valeur de la finesse d'environ 100. Ceci correspond à une largeur de résonance de la cavité $\Delta\nu_{1/2} = 10$ MHz.

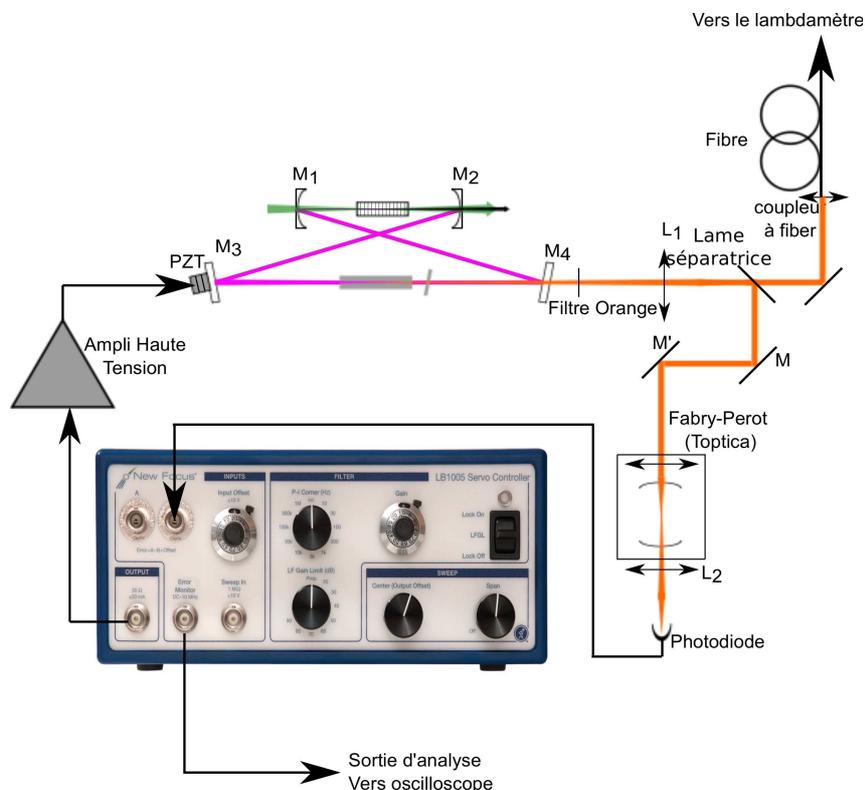


FIGURE IV.5 – Montage de l'expérience d'asservissement sur frange de pic de transmission.

3. <http://www.toptica.com>

Un autre élément dont vont dépendre les performances de l'asservissement est la photodiode de détection. Les paramètres importants sont le bruit de la photodiode qui doit être faible devant le signal utile, la bande passante qui doit être supérieure à la bande passante du bruit de l'OPO (quelques kHz typiquement), et le rendement quantique à la longueur d'onde utilisée. Notre choix s'est porté sur une photodiode de chez Thorlabs, modèle PDA36A⁴. C'est une photodiode préamplifiée à gain variable dont la bande passante peut aller de 17 MHz pour 0 dB de gain à 12,5 kHz pour 70 dB de gain. À 0 dB de gain, elle a un rendement de 270 V/W pour une impédance de sortie de 50 Hz. La puissance équivalente de bruit est très faible de l'ordre du pV/ $\sqrt{\text{Hz}}$.

La partie électronique de la boucle

Maintenant que le signal optique est traduit par la photodiode en un signal électronique il va servir à élaborer le signal d'erreur qui sera filtré par le filtre de boucle et ensuite utilisé pour asservir l'OPO. Nous avons choisi d'utiliser un système commercial, le LB1005 de chez NewFocus⁵. Cette boîte de contrôle se compose de trois étages en cascade :

- Un étage de comparaison avec deux entrées qui sont simplement les entrées A et $-B$ d'un amplificateur opérationnel en montage différentiel. Un offset variable entre ± 10 V peut être utilisé pour ajuster la valeur de cette différence. Au bout de ce maillon on dispose d'une sortie de contrôle nous permettant de suivre l'évolution du signal en sortie de cet étage.
- Un étage de filtrage ayant pour entrée le signal issu de l'étage de comparaison. Il s'agit d'un filtre Proportionnel-Intégral dont on peut changer le gain proportionnel entre -40 et +40 dB, la fréquence de coupure entre 10 Hz et 1 MHz et même limiter le gain à basse fréquence. La fonction de transfert d'un tel filtre s'écrit comme suit :

$$H_{\text{PI}}(f) = K \frac{1}{\left(j \frac{f}{f_{\text{PI}}}\right)} \left(1 + j \frac{f}{f_{\text{PI}}}\right), \quad (\text{IV.32})$$

où K est le facteur de gain proportionnel du correcteur et f_{PI} est la fréquence du coude.

4. <http://www.thorlabs.us/Thorcat/13000/13053-S01.pdf>

5. <http://www.newport.com/images/webDocuments-EN/images/19226.pdf>

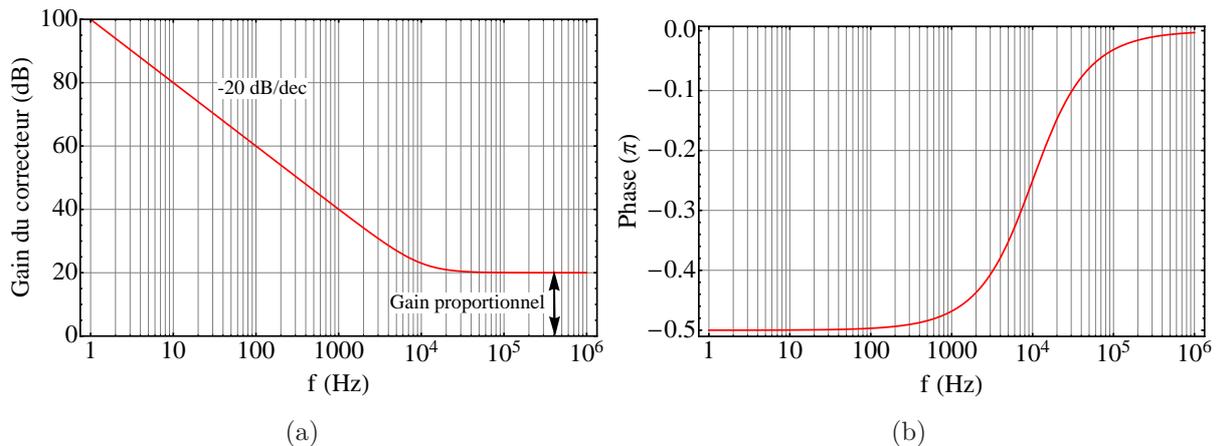


FIGURE IV.6 – (a) : Gain du correcteur pour un gain proportionnel de 20 dB et une fréquence de coude de 10 kHz (b) : Évolution de la phase du correcteur en unités de π .

- Un étage de sortie qui s'articule autour d'un amplificateur opérationnel en montage sommateur. Il permet de sommer le signal filtré en sortie du proportionnel intégrateur à un éventuel signal de balayage utile pour retrouver un point de verrouillage. Il permet également de limiter l'amplitude et d'adapter le signe de signal de contrôle en fonction des propriétés du système sur lequel on contre-réagit.

En sortie du correcteur on récupère un signal filtré pouvant servir de signal de rétroaction. Les figures IV.6(a) et IV.6(b) montrent, respectivement, l'évolution du gain et de la phase d'un tel correcteur.

Avant d'être appliqué à l'entrée du piézoélectrique qui porte un miroir de la cavité OPO, le signal issu du filtre de boucle doit passer par un amplificateur haute tension. Pour augmenter la bande passante on doit choisir un amplificateur haute tension qui est capable de débiter suffisamment de courant pour des tensions « raisonnables ». L'autre solution est d'utiliser une céramique avec une capacité modérée. Outre la condition sur la capacité, en quelque sorte imposée par l'amplificateur haute tension, le choix du transducteur piézoélectrique doit tenir compte de deux propriétés. Tout d'abord, la fréquence de sa première résonance doit être suffisamment haute. Ces résonances sont en effet gênantes pour l'asservissement dans la mesure où elles font osciller le système même pour des gains sur la boucle de rétroaction très faibles. En plus ces résonances sont sensibles à l'environnement mécanique de la céramique (voir IV.1.b.). On a donc intérêt non pas seulement à choisir un transducteur piézoélectrique qui a la fréquence de résonance la plus élevée mais aussi de minimiser la charge qu'il porte. On sait qu'une tension appliquée à la céramique piézoélectrique, y compris due au bruit de l'électronique, se traduit par un changement de longueur de la cavité OPO qui se traduit à son tour par une variation de la fréquence optique émise par l'OPO. Il est donc plus commode de choisir une céramique de faible sensibilité. Notre choix s'est porté sur un amplificateur haute tension de la marque *Piezomechanik*, modèle SVR 150/3, composé de trois amplificateurs indépendants. Chaque amplificateur peut délivrer une tension allant de -30 à 150 V avec un

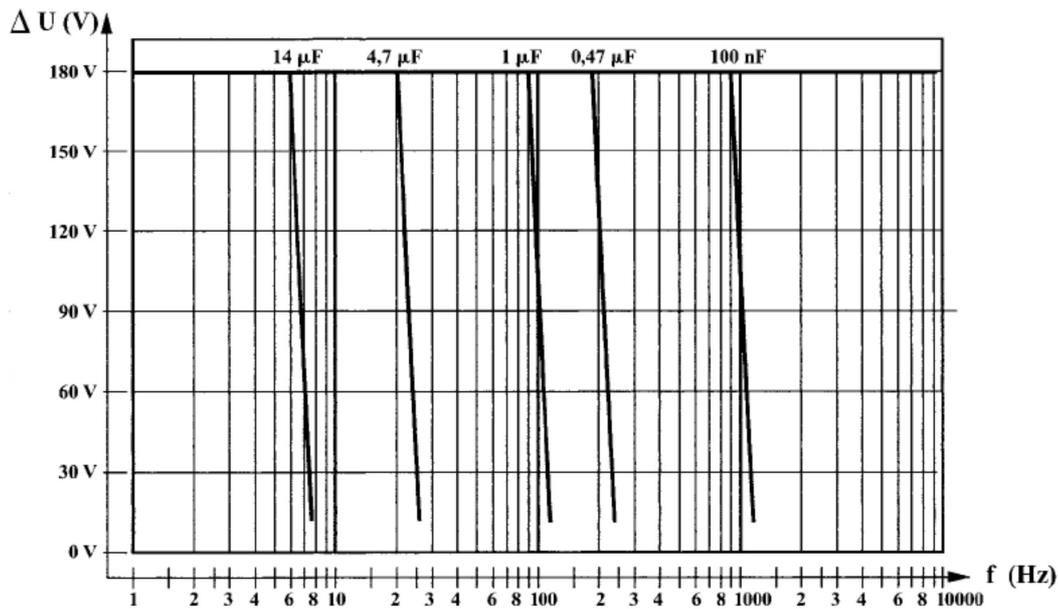


FIGURE IV.7 – Bande passante de l'ampli haute tension *SVR150/3* en fonction de la charge capacitive.

gain variable de 1 à 30 et débitant un courant maximal de 60 mA. Le bruit de chaque amplificateur est relativement faible (environ 0,3 mV crête-à-crête). La figure IV.7 montre l'évolution de la bande passante de l'amplificateur haute tension en fonction de la charge capacitive qu'il alimente. Pour le transducteur piézoélectrique nous avons sélectionné une céramique de la marque *Piezomechanik*, modèle Pst 150/10 × 10/2. C'est une céramique monobloc de forme carrée (10 × 10 mm). Elle a une capacité C de 480 nF, une fréquence de résonance à vide supérieure à 500 kHz et une course de 2 μm pour une tension de 150 V. Afin de limiter la charge portée par cette dernière nous avons découpé le miroir de l'OPO mesurant initialement 1 pouce pour en récupérer un morceau pesant 6 g. Ce miroir est fixé sur la céramique en utilisant de la cire vierge. Pour déterminer la sensibilité de la cale piézoélectrique qui est essentielle pour la conception de la boucle, nous avons réalisé l'expérience suivante. Nous avons appliqué à l'entrée du transducteur piézoélectrique une rampe de tension ayant une amplitude de 30 V tout en suivant l'évolution de la fréquence du faisceau orange couplé dans une fibre et envoyé à l'entrée fibrée d'un lambdamètre. Nous avons fixé la fréquence des rampes de tension à 1 Hz afin de se placer dans le domaine de réponse linéaire du lambdamètre. Les résultats de cette mesure sont reportés sur la figure IV.8. À partir de cette courbe on déduit une sensibilité $K_{\text{Piezo}} = \frac{250}{30} = 8,3 \text{ MHz/V}$. L'autre donnée essentielle pour la stabilité de boucle qui nous reste à déterminer est la première résonance de la céramique piézoélectrique. Pour ce faire nous avons utilisé un interféromètre de Mach-Zehnder. L'idée de base est de mesurer des petits déplacements induits par l'application d'un signal sinusoïdal à la cale piézoélectrique en fonction de la fréquence. Une résonance va se traduire par un déplacement relativement important. Nous avons réalisé le montage schématisé sur la figure IV.9. Un faisceau laser He-Ne est envoyé sur un interféromètre Mach-Zehnder équilibré. Il comporte deux lames séparatrices 50-50 et deux miroirs plans dont l'un est celui de l'OPO monté sur la céramique piézoélectrique

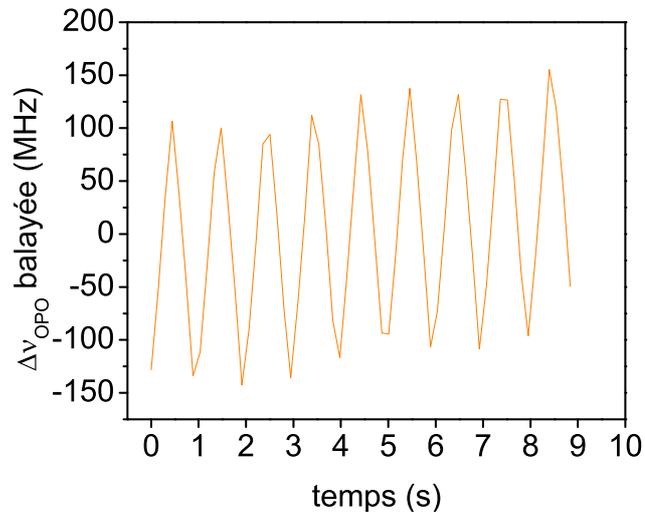


FIGURE IV.8 – Evolution de la fréquence du complémentaire doublé lorsque la longueur de la cavité est balayée à une fréquence de 1 Hz.

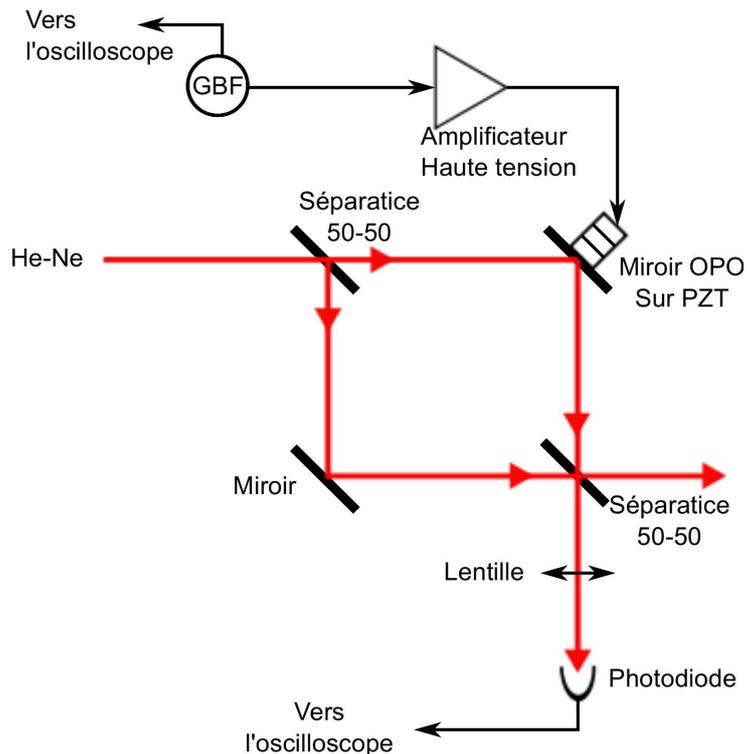


FIGURE IV.9 – Représentation schématique du montage expérimental mis en place pour la mesure de la résonance mécanique de la cale piézoélectrique.

qu'on veut caractériser. En arrivant sur la première lame séparatrice le faisceau est coupé en deux faisceaux identiques entre les deux bras de l'interféromètre. Les deux faisceaux ayant suivi deux chemins différents sont recombinés de nouveau après la deuxième lame

séparatrice. L'intensité lumineuse détectée par la photodiode est donnée par :

$$I = I_r + I_s + 2\sqrt{I_r I_s} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta d\right), \quad (\text{IV.33})$$

où I_r et I_s sont respectivement les intensités du faisceau de référence (faisceau ayant suivi le chemin optique 1) et de faisceau sonde (faisceau ayant suivi le chemin optique 2). Notons que la différence entre I_r et I_s est liée à la différence de réflectivité entre les deux miroirs (miroir optimisé pour le visible pour le bras 1 et le miroir de l'OPO optimisé pour l'infrarouge pour le bras 2). Δd est la différence de marche optique entre les faisceaux de référence et sonde. Enfin λ est la longueur d'onde du laser. Dans notre cas nous désirons mesurer des petits déplacements liés aux vibrations de la cale piézoélectrique, il est plus commode de se placer en un point où la réponse en intensité de l'interféromètre est linéaire. Cela revient à se placer autour de $I = I_r + I_s$, c'est-à-dire qu'il faut que la phase relative entre le faisceau de référence et le faisceau sonde soit proche de $\pi/2 + p\pi$, $p \in \mathbf{Z}$. Autour de ce point de fonctionnement tout mouvement d'amplitude $\delta d_{\text{piezo}}(t)$ de la cale piézoélectrique entraînera une différence de marche de :

$$\Delta d(t) = \delta d_{\text{piezo}}(t) + (2p + 1)\lambda/4. \quad (\text{IV.34})$$

Pour cette valeur de différence de marche la photodiode voit une intensité :

$$I = I_r + I_s \pm 2\sqrt{I_r I_s} \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} \delta d_{\text{piezo}}\right) \simeq I_r + I_s \pm 2\sqrt{I_r I_s} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \delta d_{\text{piezo}}(t)\right). \quad (\text{IV.35})$$

Cette approximation n'est valable que pour $\delta d_{\text{piezo}}(t)$ suffisamment faible devant la longueur d'onde. Le signe \pm dépend du fait que p soit entier ou demi-entier. Il est donc possible de mesurer la réponse fréquentielle de la cale piézoélectrique en lui appliquant une tension sinusoïdale. En réalité cette fonction de transfert est le produit de la fonction de transfert de la céramique piézoélectrique et de celle de l'amplificateur haute tension (en supposant que la réponse de la photodiode est plate sur la gamme de fréquence sur laquelle la mesure est faite). Dans la pratique, on commence par régler l'interféromètre pour avoir une teinte plate. On applique ensuite une faible modulation sinusoïdale à basse fréquence à l'entrée de l'élément piézoélectrique. L'intensité lumineuse du signal d'interférence alors détecté par la photodiode nous permet de déterminer l'amplitude crête-à-crête (V_{pp}). En coupant cette modulation et en appliquant une tension continue de $V_{\text{pp}}/2$ on se place en régime linéaire. Il suffit ensuite d'appliquer une très faible modulation sinusoïdale V_e à la céramique et de mesurer l'amplitude V_s des oscillations du signal lumineux autour de $V_{\text{pp}}/2$. Cela nous permet de déterminer la réponse de l'amplificateur haute tension et du transducteur piézoélectrique V_s/V_e . Le résultat de cette mesure est reporté sur les figures IV.10(b) et IV.10(a). Elles montrent respectivement l'évolution de la phase ainsi que de la norme de V_s/V_e en fonction de la fréquence. L'évolution du module de V_s/V_e présente un comportement similaire à celui d'un filtre passe-bas a priori de premier ordre avec une fréquence de coupure (f_{HT}) d'environ 300 Hz combiné à un filtre passe bas de second ordre ayant une fréquence de coupure (f_{Res}) d'environ 35 kHz. Plus loin en fréquence, le rebond vers 35 kHz est synonyme d'une résonance mécanique du système. La phase quant à elle subit une sorte de « glissement » avec une excursion d'environ 180°.

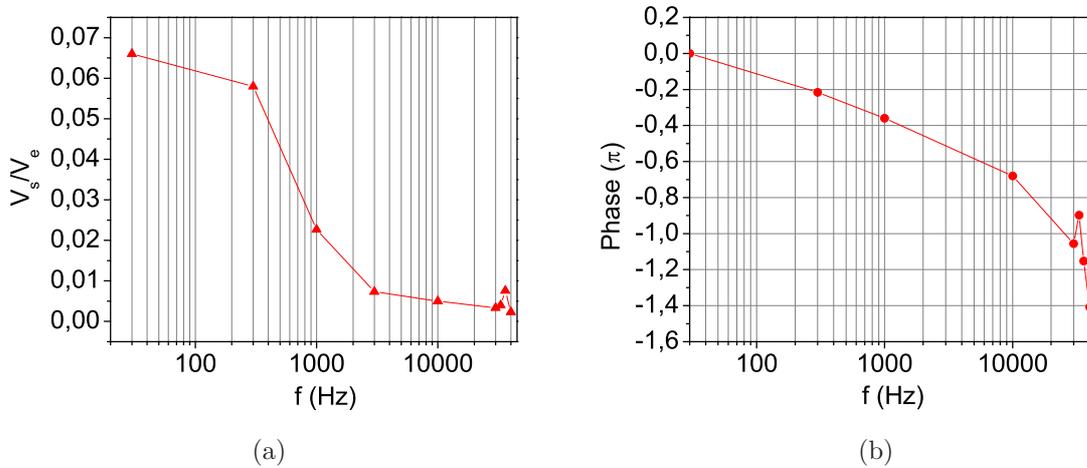


FIGURE IV.10 – courbes expérimentales montrant l'évolution de la réponse du transducteur piézoélectrique et de l'amplificateur haute tension en fonction de la fréquence (a) norme de V_s/V_e . (b) phase de V_s/V_e .

Compte tenu de ces résultats on peut modéliser la réponse globale en fonction de la fréquence de l'OPO dont un miroir est monté sur l'élément piézoélectrique et de l'amplificateur haute tension par la fonction suivante :

$$\tilde{F}(f) = \underbrace{\frac{G_{\text{HT}} K_{\text{Piezo}}}{1 + j\left(\frac{f}{f_{\text{HT}}}\right)}}_{(1)} + \underbrace{\frac{\frac{K_{\text{Piezo}}}{k}}{1 + j\frac{1}{Q}\left(\frac{f}{f_{\text{Res}}}\right) - \left(\frac{f}{f_{\text{Res}}}\right)^2}}_{(2)}, \quad (\text{IV.36})$$

où Q est le facteur de qualité de la résonance qui est de l'ordre de 10 (conformément à la figure IV.10(a)), G_{HT} est le gain de l'amplificateur haute tension (variable entre 1 et 30). Il est pris égal à 15 dans le calcul suivant. Enfin, k est un facteur de couplage qui définit en quelque sorte « le poids » de la fonction (2) par rapport à la fonction (1). La valeur de ce rapport peut être estimée graphiquement à partir de la figure IV.10(a). Il est de l'ordre de 9. Le gain et la phase de cette fonction sont reproduits sur les figures IV.11(a) et IV.11(b), respectivement. Ce modèle simplifié semble décrire correctement, au moins pour le gain, ce qui se passe dans la réalité. Pour conclure, cette étude nous a permis de dégager essentiellement les deux points suivants :

- un point fort qui se résume principalement par l'absence de résonance mécanique jusqu'à 35 kHz. Cela nous autorise, en principe, à mettre plus de gain en basse fréquence, notamment sur toute la bande passante de bruit, et donc de mieux corriger ce bruit et sans être limité par la résonance de l'élément piezoélectrique.
- un point faible qui est la bande passante de 300 Hz de l'ensemble céramique-amplificateur haute tension. Cela pose peu de problèmes dans le sens où on dispose d'un gain statique (gain à fréquence nulle) assez conséquent. En plus, le fait d'avoir une résonance mécanique assez haute en fréquence nous autorise à mettre un gain important au niveau du correcteur afin de compenser l'atténuation au-delà de 300 Hz sans risque d'oscillation de la boucle.

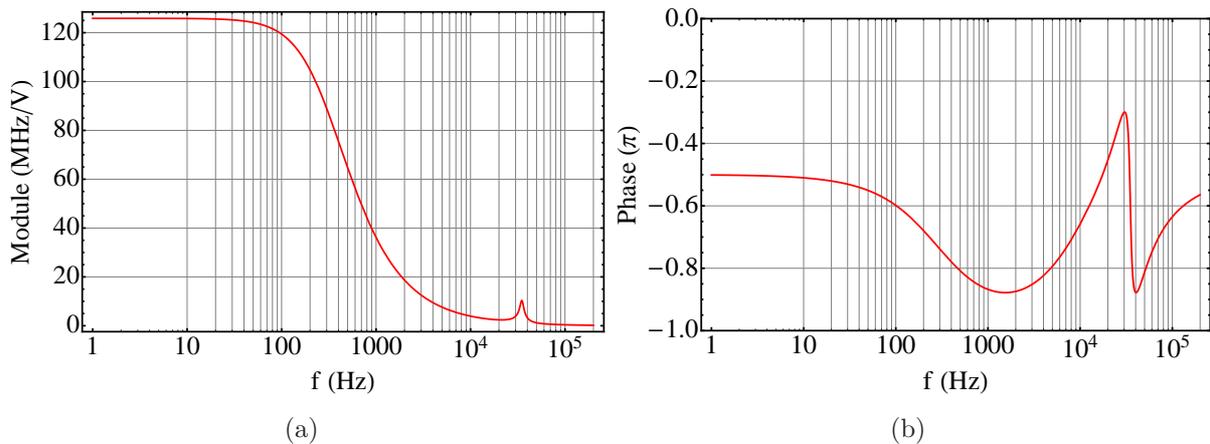


FIGURE IV.11 – (a) : Modélisation du gain de l'ensemble OPO, transducteur piézoélectrique et de l'amplificateur haute tension. (b) : Modélisation de l'évolution de la phase de l'ensemble en unité de OPO, transducteur piézoélectrique et de l'amplificateur haute tension.

IV.3.c. Résultats et discussion

Nous réglons la puissance du faisceau orange injecté dans la cavité de référence de façon à ne pas saturer la photodiode et donc à bénéficier de sa réponse linéaire sans pour autant dégrader le rapport signal à bruit. En fixant le gain au niveau de la photodiode nous mesurons des pics d'Airy de 1 V d'amplitude. Nous envoyons le signal en provenance de la photodiode à l'entrée $-B$ du filtre de boucle. Nous fixons la consigne à 500 mV soit à une valeur qui, une fois l'asservissement enclenché, fixera la fréquence de l'OPO sur le flanc de pic de transmission du Fabry-Perot. Nous fixons le gain de l'amplificateur haute tension à 15 et le gain du filtre de boucle à son minimum. Nous fermons alors la boucle. Le signal transmis par le Fabry-Perot s'établit à 500 mV tandis que le signal d'erreur s'installe autour de zéro avec de légères fluctuations. Nous augmentons alors le gain de la boucle progressivement. Cela se manifeste sur le signal d'erreur par une diminution de l'amplitude des fluctuations. Au delà d'une certaine valeur de ce gain la boucle se met à osciller. Nous relevons alors une valeur du gain optimale au niveau du correcteur d'environ 0 dB pour une fréquence de coupure $f_{PI}=10$ kHz. Le calcul de la fonction de transfert en boucle ouverte de notre système nous permet de déduire une bande passante de 2,8 kHz (fréquence du gain unitaire) (voir figures IV.12(a) et IV.12(b)).

Dans ces conditions, nous enregistrons le signal d'erreur sur un oscilloscope à grande profondeur de mémoire. Nous analysons ce signal en suivant l'algorithme détaillé au chapitre III. Nous obtenons le spectre de la figure IV.13. Il représente la densité spectrale de puissance de bruit (DSP) de fréquence de l'OPO asservi sur un flanc de pic de transmission de la cavité de référence. Comme on peut le constater sur la figure IV.13, la DSP de bruit de fréquence est plate sur une plage de fréquence allant jusqu'à 300 Hz avec un niveau global de l'ordre de 10^3 Hz²/Hz. Cette plage de fréquence n'est autre que la bande passante de l'ensemble amplificateur haute tension et céramique piézoélectrique. Après

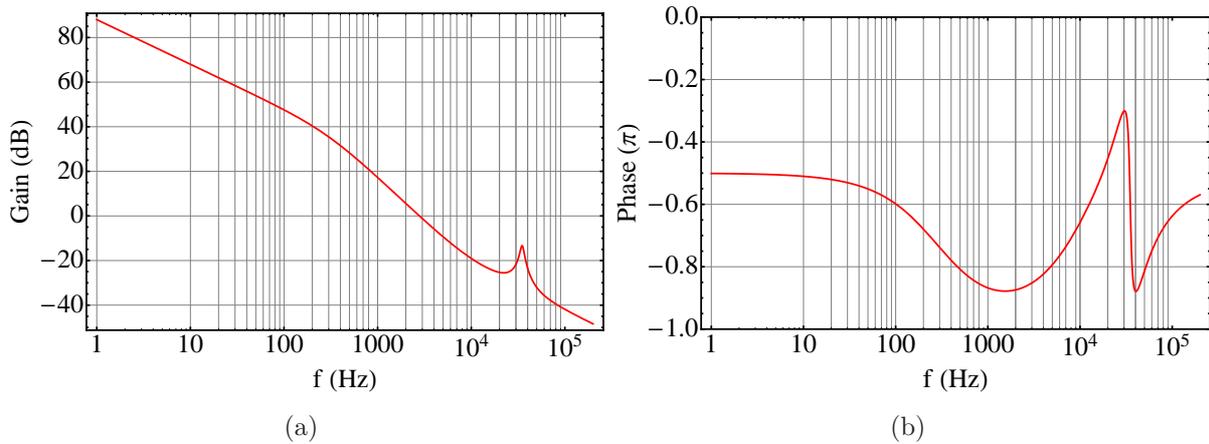


FIGURE IV.12 – Modélisation du gain de la fonction de transfert en boucle ouverte
(a) : Gain. (b) : Phase en unités de π .

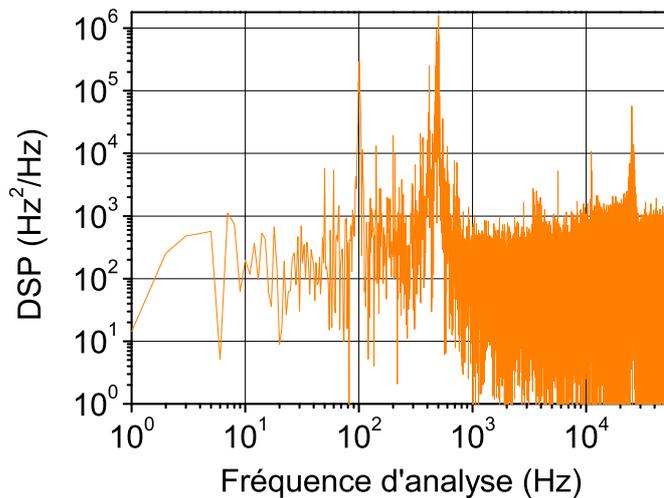


FIGURE IV.13 – Densité spectrale de puissance de bruit de fréquence du complémentaire de l'OPO doublé asservi sur un flanc de pic de transmission d'une cavité Fabry-Perot mesurée sur une seconde.

300 Hz on assiste à une augmentation du niveau de bruit. Cela est lié à l'atténuation imposée à la boucle par l'amplificateur haute tension et la cale piézoélectrique. Néanmoins la correction au-delà de cette bande reste efficace compte tenu de la bande passante de la boucle qui est de 3,3 kHz. La montée du niveau de bruit est très prononcée vers 400 Hz. Cette zone dense en pics de bruit nous rappelle un comportement similaire observé dans le cas de la pompe. Néanmoins, la correction nous a permis de baisser le niveau de bruit dans cette zone à un niveau de $1 \times 10^6 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$ alors que ce niveau est de $1 \times 10^{11} \text{ Hz}^2/\text{Hz}$ pour la pompe et pour l'OPO en fonctionnement libre. On a finalement réussi à corriger des bruits de fréquence à la limite de la bande passante de l'ensemble amplificateur haute tension et céramique piézoélectrique. Cela est possible en raison du fort gain statique de la boucle permettant d'étendre la bande passante de l'asservissement. En dehors de cette

zone dense en pics de bruit, nous observons plusieurs autres pics. Les plus importants sont :

- un pic fin à 100 Hz qui atteint un niveau de $2 \times 10^5 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$. Ce pic provient du réseau électrique,
- un pic relativement large à 30 kHz avec un niveau de $8 \times 10^5 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$. On peut attribuer ce pic à la résonance de la céramique piezoélectrique.

Au delà de 1 kHz le niveau de bruit s'établit à une valeur globale de $1 \times 10^3 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$. Ce plancher de bruit est lié à l'électronique de la boucle, en particulier à la photodiode. Le calcul numérique de l'intégrale de la DSP entre 1 et $50 \times 10^3 \text{ Hz}$ donne une valeur de 4 kHz pour l'écart type (σ_ν) du bruit de fréquence du complémentaire doublé de l'OPO. Rappelons que la valeur mesurée pour le laser de pompe (voir la section III.1.b.) est 100 fois plus grande. Nous avons vu au chapitre III qu'il est possible de calculer le spectre du champ électrique, et par conséquent la largeur de raie, en partant de la DSP de bruit de fréquence. En suivant ce calcul on obtient le spectre du champ du complémentaire doublé de la figure IV.14. La largeur de raie du signal orange par rapport à la cavité de référence mesurée à partir de ce spectre est d'environ 10 kHz. Une fois la boucle fermée, l'OPO

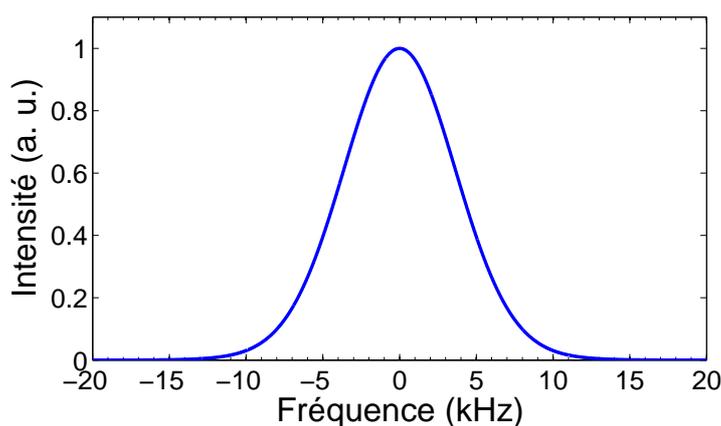


FIGURE IV.14 – Spectre du champ complémentaire de OPO doublé en fréquence et stabilisé sur un flanc de pic de transmission de Fabry-Perot calculé numériquement à partir de la DSP de bruit de fréquence mesurée sur 1 s.

demeure asservi sur des temps assez longs et limités seulement par les sauts de mode. La figure IV.15 est un résultat typique de la stabilité à long terme de l'OPO observée au lambdamètre (2 pm de résolution) sur plus d'une heure. On y observe une dérive de fréquence de l'ordre de 800 MHz/h. Cette dérive est liée principalement aux dérives thermiques de la cavité de référence. On peut faire face à ce problème en régulant la température de la cavité de référence ou en verrouillant sa longueur sur une référence absolue.

IV.3.d. Conclusion

Nous venons de démontrer la faisabilité d'un OPO simplement résonant dont la fréquence instantanée est stable au niveau du kHz tout en étant pompé par un laser stable au

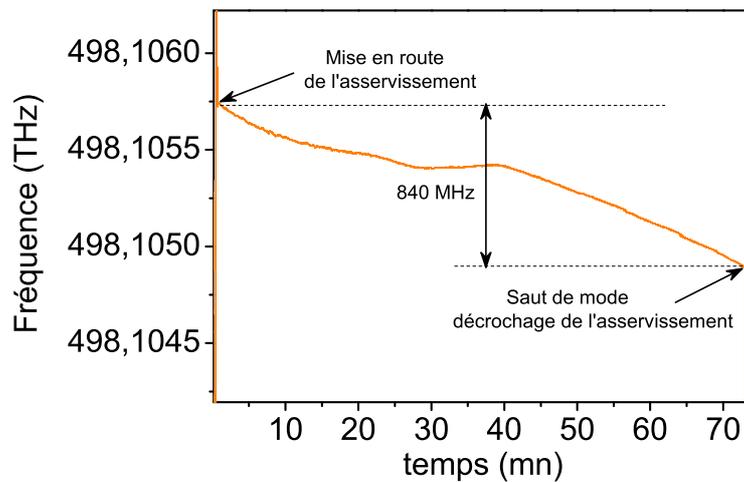


FIGURE IV.15 – Evolution de la fréquence de l'OPO asservi sur plus d'une heure.

niveau du MHz. En d'autres termes nous venons de démontrer que dans un SROPO il est possible de transférer le bruit de la pompe au rayonnement non résonnant. L'utilisation de cette technique de stabilisation simple dans sa mise en œuvre nous a permis de cerner les différentes particularités de notre système. Néanmoins, cette technique présente deux principales limitations. Premièrement, la bande passante de l'asservissement est limitée par le temps de stockage des photons dans la cavité. Ceci rend l'utilisation d'une cavité de très haute finesse impossible et limite donc la précision du discriminateur de fréquence. Deuxièmement, le bruit d'intensité est interprété par l'électronique de la boucle d'asservissement comme un bruit de fréquence. Nous nous sommes donc tournés vers une autre technique communément connue sous le nom de Pound-Drever-Hall (PDH) [110]. Cette technique rend possible l'utilisation d'une cavité de référence de très grande finesse. Ceci permet donc d'avoir un signal d'erreur (ou signal PDH) de plus grande pente et donc d'accroître la précision du discriminateur de fréquence. De plus, le signal PDH offre une large bande d'accrochage définie par la fréquence de modulation (quelques dizaines de MHz typiquement). L'asservissement PDH est aussi connu pour son immunité aux bruits d'intensité.

IV.4 Asservissement utilisant la technique de Pound-Drever-Hall (PDH)

IV.4.a. Principe

L'asservissement de type Pound-Drever-Hall (PDH) est la technique de stabilisation la plus performante et la plus utilisée. C'est avec cette technique que sont obtenues les largeurs de raie les plus faibles pour différents types de lasers [19, 111, 112]. Cette technique utilise l'information sur la phase codée dans le signal réfléchi pour générer un signal de

rétroaction. Le schéma synoptique de cet asservissement est représenté sur la figure IV.16. Le faisceau issu de l'OPO est modulé en phase par un oscillateur local (OL). La modulation de phase permet de créer deux bandes latérales à $\pm f_m$ autour de la porteuse optique. On s'arrange pour que la fréquence de modulation f_m soit suffisamment grande pour que les bandes latérales soit assez écartées de la résonance de la cavité Fabry-Perot afin d'être totalement réfléchies par la cavité lorsque la porteuse est à résonance avec celle-ci. Un détecteur, placé en réflexion, mesure le résultat des interférences entre les deux bandes latérales réfléchies par la cavité et la porteuse optique qui se trouve partiellement réfléchi et déphasé par la cavité. Ces interférences créent un battement optique à la fréquence de modulation f_m . Ce signal de battement, une fois démodulé avec la phase adéquate puis filtré, engendre un signal d'erreur non nul sur une plage de fréquence de $2f_m$. En choisissant une cavité de haute finesse, on peut alors avoir un discriminateur de fréquence très précis. Ce signal d'erreur filtré par le filtre de boucle peut servir de signal de rétroaction qui peut être appliqué à l'entrée piézoélectrique de l'OPO après passage par un amplificateur haute tension. Nous cherchons dans la suite de ce paragraphe à établir l'expression du signal d'erreur de Pound-Drever-Hall. Comme point de départ, considérons un champ laser modulé en phase arrivant sur une cavité Fabry-Perot. L'expression de l'amplitude du champ électrique d'un tel champ laser s'écrit comme suit :

$$E_i(t) = \frac{E_0}{2} e^{j2\pi\nu t + \beta \sin 2\pi f_m t} + c.c., \quad (\text{IV.37})$$

où β est la profondeur de modulation. Sa valeur est suffisamment faible de manière que la puissance soit répartie entre la porteuse optique et les deux premières bandes latérales à $\pm f_m$. L'équation (IV.37) peut se développer en une série de fonctions de Bessel de première espèce $J_n(\beta)$. Compte tenu de la condition sur la valeur de β , seuls les ordres 0 et ± 1 ont une valeur conséquente. Ainsi on écrit :

$$E_i(t) = \frac{E_0}{2} \left[J_0(\beta) e^{j2\pi\nu t} + J_1(\beta) e^{j2\pi(\nu+f_m)t} - J_1(\beta) e^{j2\pi(\nu-f_m)t} \right] + c.c.. \quad (\text{IV.38})$$

Le champ réfléchi par la cavité s'écrit comme un produit de convolution de la réflectivité de la cavité et du champ incident soit (conformément à (IV.9)) :

$$\begin{aligned} E_r(t) &= R_{FP}(t) \otimes E_i(t) \\ &= \frac{E_0}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} dt' R_{FP}(t') e^{j2\pi\nu(t-t')} \times \\ &\quad \left(J_0(\beta) + J_1(\beta) e^{j2\pi f_m(t-t')} - J_1(\beta) e^{-j2\pi f_m(t-t')} \right) + c.c. \\ &= \frac{E_0}{2} e^{j2\pi\nu t} \left(J_0(\beta) \int_{-\infty}^{+\infty} dt' R_{FP}(t') e^{-j2\pi\nu t'} + \right. \\ &\quad \left. \frac{E_0}{2} \left(J_1(\beta) e^{j2\pi f_m t} \int_{-\infty}^{+\infty} dt' R_{FP}(t') e^{-j2\pi(\nu+f_m)t'} - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \frac{E_0}{2} \left(J_1(\beta) e^{-j2\pi f_m t} \int_{-\infty}^{+\infty} dt' R_{FP}(t') e^{-j2\pi(\nu-f_m)t'} \right) \right) \right) + c.c.. \end{aligned} \quad (\text{IV.39})$$

On identifie dans l'expression du champ réfléchi les fonctions de transfert $\tilde{R}_{FP}(\nu)$, $\tilde{R}_{FP}(\nu+f_m)$ et $\tilde{R}_{FP}(\nu-f_m)$, ainsi on réécrira l'expression du champ réfléchi de manière à y faire

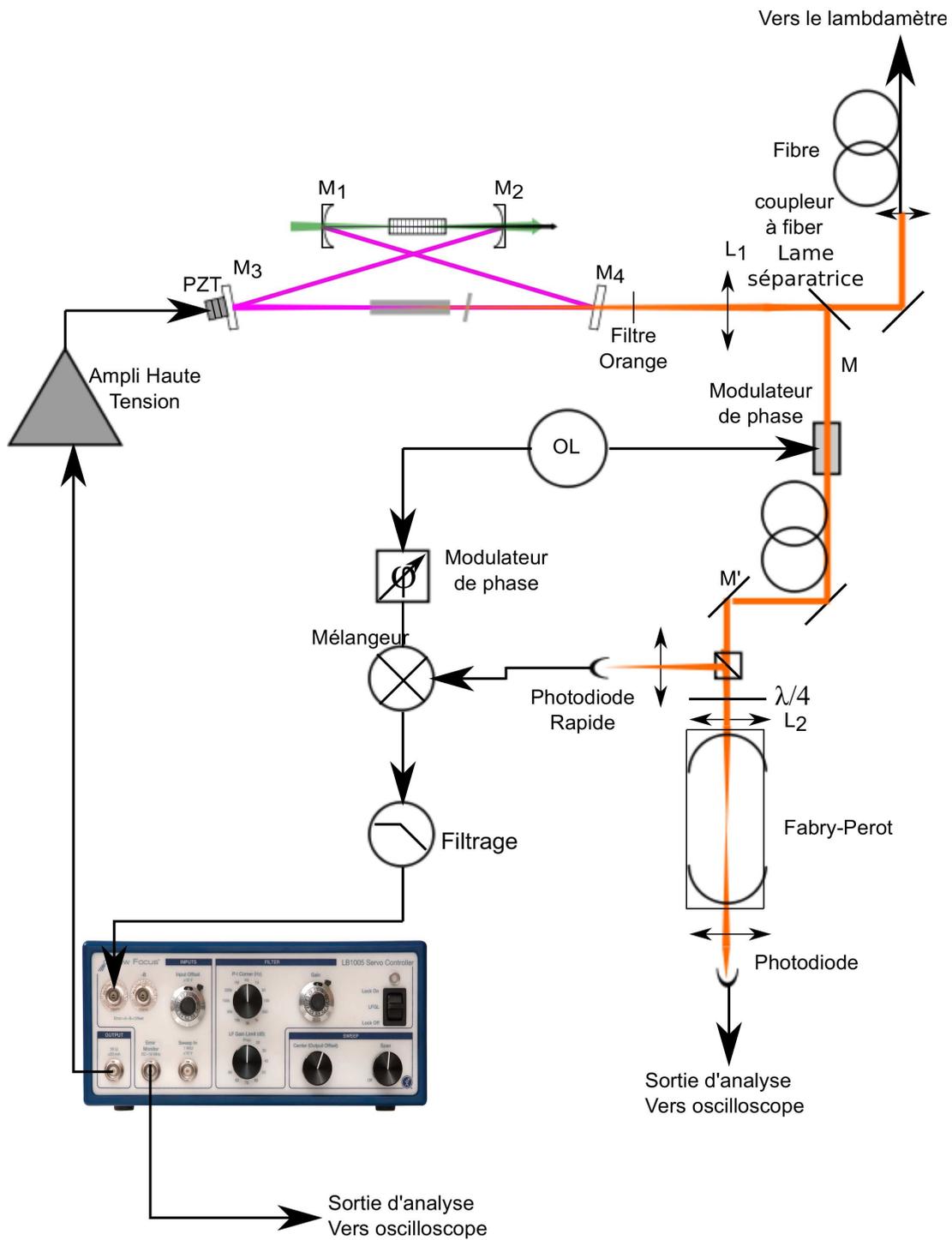


FIGURE IV.16 – Schéma de principe de l'asservissement PDH.

apparaître ces trois fonctions :

$$E_r(t) = \frac{E_0}{2} e^{j2\pi\nu t} \left[J_0(\beta) \tilde{R}_{FP}(\nu) + J_1(\beta) \tilde{R}_{FP}(\nu + f_m) + J_1(\beta) \tilde{R}_{FP}(\nu - f_m) \right] + c.c.. \quad (\text{IV.40})$$

Une photodiode assez rapide détectant le signal réfléchi fournit un photocourant proportionnel à $|E_r(t)|^2$. Ce signal de battement s'écrit :

$$\begin{aligned}
I_{\text{PDH}} = & I_0 \left[J_0(\beta)^2 |\tilde{R}_{FP}(\nu)|^2 + J_1(\beta)^2 |\tilde{R}_{FP}(\nu + f_m)|^2 + J_1(\beta)^2 |\tilde{R}_{FP}(\nu - f_m)|^2 \right] \\
& + 2I_0 J_0(\beta) J_1(\beta) \text{Re} \left[\tilde{R}_{FP}(\nu) \tilde{R}_{FP}^*(\nu + f_m) - \tilde{R}_{FP}(\nu) \tilde{R}_{FP}^*(\nu - f_m) \right] \cos(2\pi f_m t) \\
& - 2I_0 J_0(\beta) J_1(\beta) \text{Im} \left[\tilde{R}_{FP}(\nu) \tilde{R}_{FP}^*(\nu + f_m) - \tilde{R}_{FP}(\nu) \tilde{R}_{FP}^*(\nu - f_m) \right] \sin(2\pi f_m t) \\
& - 2I_0 J_1(\beta)^2 \text{Im} \left[\tilde{R}_{FP}(\nu + f_m) \tilde{R}_{FP}^*(\nu - f_m) \right] \cos(4\pi f_m t), \tag{IV.41}
\end{aligned}$$

avec $I_0 = |E_0/2|^2$. Ce signal de battement comporte un terme continu, deux termes en quadrature de phase oscillant à f_m et un terme oscillant en $2f_m$. Après filtrage du terme continu et celui oscillant à $2f_m$ il ne reste que les termes oscillant à f_m . En choisissant la phase adéquate à la démodulation, on a la possibilité de choisir l'une des quadratures. Cependant le terme en cosinus reste quasiment nul autour de la résonance (voir figure IV.17(a)). De ce fait la discrimination en fréquence est faible pour ce terme. En revanche le terme en sinus présente une variation rapide autour de la résonance (voir figure IV.17(b)). En plus, il garde une valeur non nulle sur une plage de fréquence de largeur $2f_m$. C'est, donc, ce terme en sinus que nous privilégions.

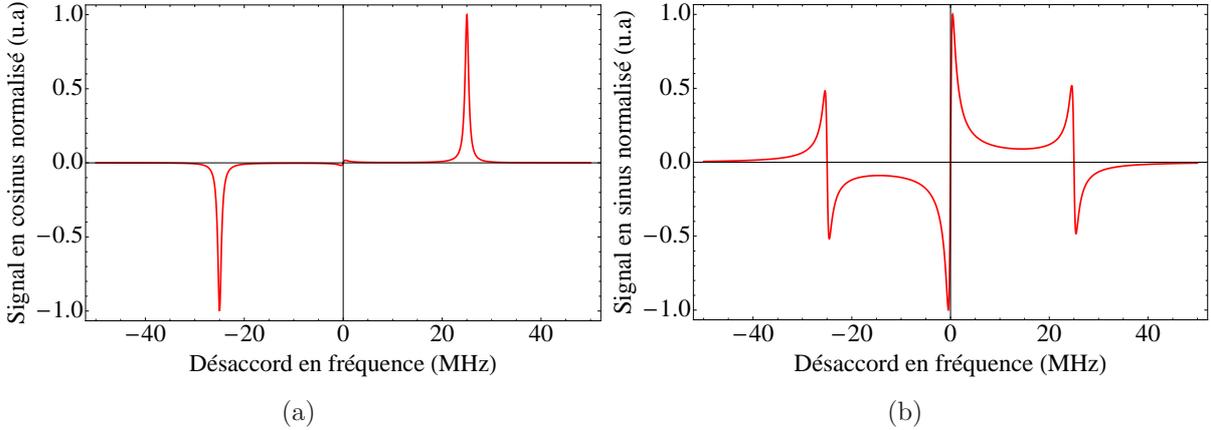


FIGURE IV.17 – Evolution de l'amplitude du signal PDH en fonction du désaccord en fréquence pour une fréquence de modulation de 25 MHz et une cavité de finesse égale à 3000. (a) : Terme en cosinus. (b) : Terme en sinus.

Maintenant si le laser est proche d'une résonance de la cavité Fabry-Perot, étant donné que f_m est grande devant la largeur d'une résonance $\Delta\nu_{1/2}$, les bandes latérales sont complètement réfléchies par la cavité. Il s'ensuit que $\tilde{R}_{FP}(\nu \pm f_m) = -1$. On a alors :

$$\begin{aligned}
\tilde{R}_{FP}(\nu) \tilde{R}_{FP}^*(\nu + f_m) - \tilde{R}_{FP}(\nu) \tilde{R}_{FP}^*(\nu - f_m) & \simeq \tilde{R}_{FP}(\nu) - \tilde{R}_{FP}(\nu) \\
& = \frac{2j\Delta\nu/\Delta\nu_{1/2}}{1 + 4\left(\Delta\nu/\Delta\nu_{1/2}\right)^2}. \tag{IV.42}
\end{aligned}$$

Le fait que cette fonction soit imaginaire pure autour de la résonance explique pourquoi le terme en cosinus est quasiment nul à ce point. En revanche le terme en sinus varie

fortement en fonction du désaccord en fréquence. Après démodulation et filtrage on se retrouve après le mélangeur avec un signal continu et un signal oscillant à $2f_m$. On filtre le signal oscillant pour ne garder que le signal continu. On se retrouve au final avec le signal suivant :

$$s_{\text{PDH}} = -2I_0 J_0(\beta) J_1(\beta) \frac{2\Delta\nu/\Delta\nu_{1/2}}{1 + 4\left(\Delta\nu/\Delta\nu_{1/2}\right)^2} \simeq 4I_0 J_0(\beta) J_1(\beta) \Delta\nu/\Delta\nu_{1/2}. \quad (\text{IV.43})$$

On dispose donc d'un discriminateur de fréquence pour corriger la fréquence de l'OPO. La précision de ce discriminateur de fréquence est inversement proportionnelle à $\Delta\nu_{1/2}$ (proportionnelle à la finesse de la cavité). En outre, la précision est proportionnelle au produit $J_0(\beta)J_1(\beta)$ qui est maximal pour $\beta=1$ rad et à la puissance du faisceau laser incident (typiquement 1 mW est suffisant).

IV.4.b. Mise en œuvre expérimentale

On prélève une partie du faisceau orange issu de l'OPO par une lame séparatrice. Ce faisceau passe dans un modulateur de phase (New Focus modèle 4001). Il est constitué d'un cristal électro-optique et d'un circuit électronique résonant à 25 MHz commandé par l'oscillateur local. Pour avoir une modulation de phase pure sans modulation d'intensité, une lame demi-onde est placée avant le modulateur de phase pour contrôler l'orientation de la polarisation qui est rectiligne en sortie de l'OPO. Comme nous l'avons signalé au paragraphe précédent, le produit $J_0(\beta)J_1(\beta)$ est optimal pour $\beta=1$ rad. Dans la pratique cela revient à ajuster l'amplitude du signal de pilotage envoyé à l'entrée de modulateur de phase afin d'avoir un rapport entre les bandes latérales et la porteuse optique égal à 1/3. Le faisceau est ensuite couplé dans une fibre monomode à maintien de la polarisation afin d'éviter d'éventuelles fluctuations de la polarisation causées par la fibre et qui se traduiraient par des fluctuations d'intensité après le cube polariseur. Cette fibre est aussi polie avec un angle de 7° afin d'éviter les effets Fabry-Perot parasites entre ses deux extrémités. Le rôle principal de la fibre est d'assurer un filtrage spatial du faisceau afin d'assurer un couplage optimal avec le mode fondamental de cavité Fabry-Perot de référence. Les surfaces des différentes optiques sont traitées antireflet afin de minimiser les pertes par réflexion et d'éviter les effets d'étalon parasites. En sortie de l'isolateur optique, le faisceau ayant une polarisation verticale est réfléchi par un cube polariseur. Il traverse ensuite une lentille dont la focale et la distance par rapport à la cavité sont choisies de manière à assurer l'adaptation de la taille du faisceau au mode propre de la cavité. Deux miroirs de renvoi placés en vis-à-vis permettent l'injection du faisceau dans la cavité de référence. Enfin, avant d'arriver sur la cavité Fabry-Perot, le faisceau traverse une lame quart-d'onde. Le faisceau voit sa polarisation passer d'une polarisation verticale en une polarisation circulaire droite. Une fois réfléchi par la cavité la polarisation du faisceau tourne, elle devient circulaire gauche. En retraversant la lame de phase, la polarisation redevient linéaire mais horizontale. Le faisceau réfléchi est donc transmis par le cube séparateur puis focalisé par une lentille de courte focale ($f = 50$ mm) sur la photodiode de détection. Pour éviter la saturation de la photodiode tout en gardant un bon rapport

signal à bruit, le niveau de signal réfléchi peut être réglé en jouant sur l'orientation de la lame quart-d'onde.

La cavité de référence est une cavité de haute finesse réalisée au laboratoire. Elle est constituée de deux miroirs concaves avec un rayon de courbure de 500 mm dont un est monté sur une cale piezoélectrique. Les miroirs hautement réfléchissants dans l'orange avec un coefficient de réflexion d'environ 99,93% autour de 606 nm ont été réalisés par la société Layertec en Allemagne⁶. Cela nous donne une finesse théorique d'environ 4500. Les miroirs sont collés sur un tube en Invar. La longueur totale de la cavité est de 115 mm, soit un intervalle spectral libre de 1,3 GHz. En appliquant des rampes de tension à la céramique portant un miroir de la cavité Fabry-Perot, on peut étudier la réponse de celle-ci et optimiser le couplage du faisceau incident avec son mode propre. Lorsque le couplage est optimisé on relève le spectre en transmission de la figure IV.18(a). Cette figure illustre le taux de couplage du mode de l'OPO avec le mode propre de la cavité de référence. On a une extinction de plus de 20 dB des premiers modes secondaires par rapport au mode fondamental. Pour estimer le facteur de couplage dans le mode propre de la cavité, nous nous sommes intéressés au signal réfléchi par la cavité. Nous avons relevé le spectre de la figure IV.18(b). Notons au passage que l'on parcourt moins d'un intervalle spectral libre de la cavité de référence. Cependant, ce spectre nous permet d'estimer un couplage de plus de 70 % dans le mode fondamental de la cavité Fabry-Perot.

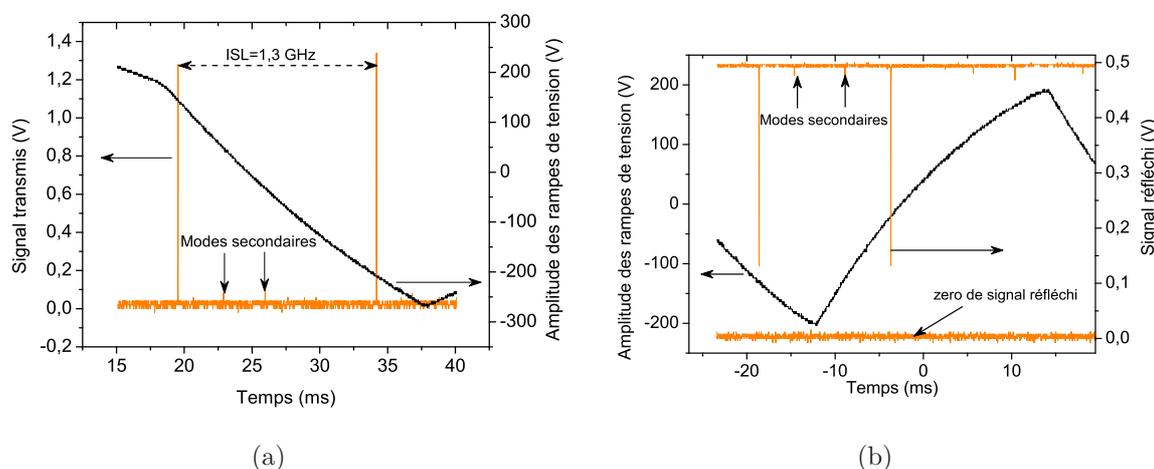


FIGURE IV.18 – (a) Réponse du Fabry-Perot de référence à une rampe de tension.
(b) : en transmission. (b) : en réflexion.

La largeur des résonances de la cavité est une donnée importante pour l'asservissement en fréquence de l'OPO. Cette information permet de relier le bruit sur le signal d'erreur au bruit de fréquence du laser. Sa connaissance est nécessaire pour la conception de la boucle d'asservissement. La valeur théorique de cette grandeur déterminée à partir du coefficient de réflexion des miroirs et de la longueur de la cavité est d'environ 290 kHz. Cependant cette valeur ne tient pas compte des dégradations que peut subir le traitement des miroirs.

6. <http://www.layertec.de/en/home/index>

Pour la mesurer on procède de la manière suivante : on module la phase du faisceau issu de l'OPO à 25 MHz pour faire apparaître les bandes latérales. La figure montre un spectre typique d'un tel faisceau modulé en phase transmis par le Fabry-Perot. La connaissance de l'écart entre les bandes latérales nous permet de calibrer l'axe horizontal en fréquence et donc de remonter à la largeur de la résonance du Fabry-Perot. Suivant cette méthode on mesure une largeur d'environ 430 kHz soit une finesse de 3000 autour de 606 nm.

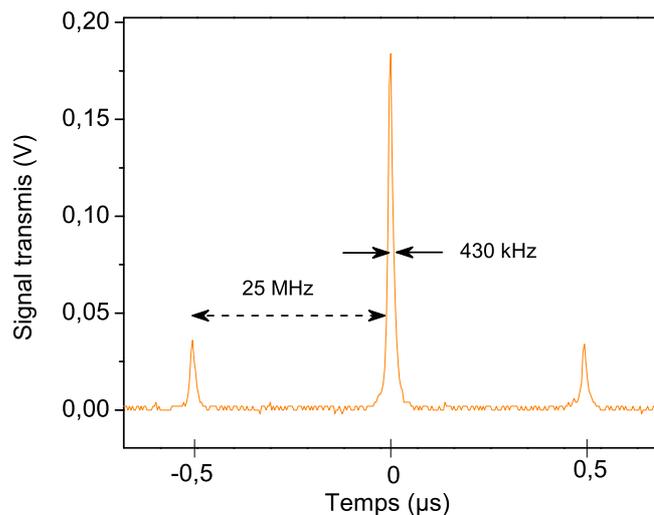


FIGURE IV.19 – Signal modulé en phase transmis par le Fabry-Perot de haute finesse.

Pour détecter la composante à 25 MHz du signal réfléchi, il faut disposer d'une photodiode qui a une bande passante suffisante. Elle doit également offrir un rendement de conversion élevé et un niveau de bruit faible. Elle doit être capable de détecter de très faibles variations de puissance optique sans qu'elles soient noyées dans le bruit. Notre choix s'est porté sur une photodiode EOT-2030A⁷. C'est une photodiode préamplifiée, dont la bande passante va de 75 kHz à plus d'1 GHz. Le couplage capacitif élimine directement la composante continue du signal détecté. Elle a également un rendement à la détection assez important de plus de 300 V/W et un puissance équivalente de bruit très faible ($<1 \text{ pV}/\sqrt{\text{Hz}}$). Le signal en provenance de la photodiode est ensuite envoyé à l'entrée RF d'un mélangeur (Minicircuit ZFM-3). L'entrée LO du mixeur reçoit le signal issu de l'oscillateur local. En sortie du mélangeur on récupère un signal comprenant un terme constant et des termes oscillants à la fréquence de modulation et ses harmoniques. Ce signal passe ensuite dans un filtre passe-bas passif du premier ordre ayant une fréquence de coupure de 75 kHz pour ne garder au final que la composante continue. Enfin ce signal est amplifié avec un gain de 10 à l'aide d'un amplificateur opérationnel (OP27). La figure IV.20 montre la forme typique de signal de Pound-Drever-Hall lorsque la longueur de la cavité de référence est balayée.

7. http://www.eotech.com/product/15/2GHz_Biased_Silicon/

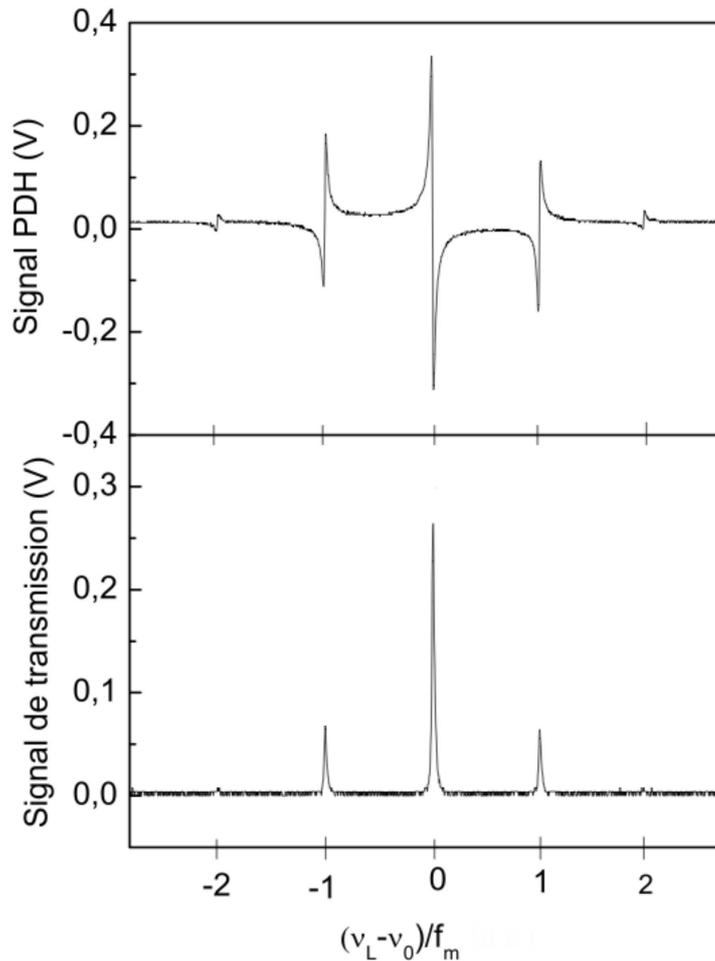


FIGURE IV.20 – Signal transmis par le Fabry-Perot et signal PDH en fonction du désaccord entre la fréquence de l'OPO et la résonance de la cavité normalisée à la fréquence de modulation lorsque la longueur de la cavité est modulée. ν_L , ν_0 et f_m sont respectivement la fréquence du laser, la fréquence de résonance du Fabry-Perot et la fréquence de modulation.

Définissons la sensibilité de discriminateur de fréquence comme étant le rapport entre l'amplitude crête-à-crête du signal de Pound-Drever-Hall et la largeur de la résonance du Fabry-Perot. Nous disposons donc d'un discriminateur de fréquence avec une bonne sensibilité d'environ 1,5 V/MHz, soit un facteur 10 par rapport à l'asservissement sur un flanc de frange. Logiquement on peut s'attendre à une stabilité de quelques centaines de Hz dans le cas présent. Maintenant que le signal d'erreur est démodulé, nous pouvons utiliser le reste de la boucle, c'est-à-dire le filtre de boucle et l'amplificateur haute tension, déjà utilisés précédemment.

IV.4.c. Résultats et discussion

En utilisant une alimentation à haute tension, nous balayons manuellement la longueur de la cavité de référence de manière à la remettre à résonance avec l'OPO. Nous fermons la boucle avec un gain proportionnel fort et une fréquence de coude de 10 kHz. La boucle oscille alors autour de 10 kHz. Nous réduisons alors le gain proportionnel afin d'éteindre cette oscillation. Le signal d'erreur s'établit alors autour de zéro et le signal transmis par le Fabry-Perot s'établit à son maximum, synonyme d'un asservissement en marche. Nous allons montrer maintenant comment on peut exploiter le signal d'erreur pour déterminer la densité spectrale de bruit de fréquence de l'OPO. Nous reprenons les équations établies au paragraphe IV.4.a. mais dans le cas d'un champ laser en présence d'un bruit de phase :

$$E_i(t) = \frac{E_0}{2} e^{(j2\pi\nu_L t + \varphi(t))} + c.c.. \quad (\text{IV.44})$$

Ce champ modulé en phase devient :

$$E_i(t) = \frac{E_0}{2} e^{(j2\pi\nu_L t + \varphi(t))} \left(J_0(\beta) + J_1(\beta) e^{j2\pi f_m t} - J_1(\beta) e^{-j2\pi f_m t} \right) + c.c., \quad (\text{IV.45})$$

où on a de nouveau négligé les fonctions de Bessel d'ordre supérieur. Dans le cas où le laser est proche d'une résonance, les bandes latérales sont parfaitement réfléchies par la cavité Fabry-Perot et le champ réfléchi s'exprime comme suit :

$$E_r(t) = \frac{E_0}{2} e^{(j2\pi\nu_L t + \varphi(t))} \left(J_0(\beta) \mathcal{H}(t) + J_1(\beta) e^{j2\pi f_m t} - J_1(\beta) e^{-j2\pi f_m t} \right), \quad (\text{IV.46})$$

avec

$$\mathcal{H}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_{FP}(t') e^{-j2\pi\nu_L t'} e^{-j(\varphi(t) - \varphi(t-t'))} dt'. \quad (\text{IV.47})$$

On se ramène au cas du laser monochromatique, mais la réponse de la cavité Fabry-Perot $R_{FP}(t)$ est remplacée par la fonction \mathcal{H} . Si on considère ensuite le signal détecté, filtré puis démodulé à f_m avec la quadrature en sinus, il reste alors de la même manière que précédemment :

$$s(t) = 2I_0 J_0(\beta) J_1(\beta) \text{Im} [\mathcal{H}(t)]. \quad (\text{IV.48})$$

Lorsque le laser est asservi, sa fréquence est à résonance avec la cavité et le bruit de phase $\varphi(t)$ est faible. Nous pouvons donc faire un développement limité de $e^{-j(\varphi(t) - \varphi(t-t'))}$. L'équation (IV.48) dévient :

$$\mathcal{H}(t) = (1 - j\varphi(t)) \underbrace{\int_{-\infty}^{+\infty} R_{FP}(t') e^{-j2\pi\nu_L t'} dt'}_{\hat{R}_{FP}(\nu_L)=0} + j \int_{-\infty}^{+\infty} R_{FP}(t') \varphi(t-t') e^{-j2\pi\nu_L t'} dt'. \quad (\text{IV.49})$$

Le premier terme de l'équation (IV.49) fait intervenir la réponse de la cavité en réflexion. Il se trouve que le laser est à résonance avec la cavité donc ce terme est nul. le signal d'erreur se met sous la forme d'un produit de convolution :

$$s(t) = 2I_0 J_0(\beta) J_1(\beta) \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(t-t') \frac{R_{FP}(t') e^{-j2\pi\nu_L t'} + R_{FP}^*(t') e^{j2\pi\nu_L t'}}{2} dt'. \quad (\text{IV.50})$$

On calcule alors la transformée de Fourier de $s(t)$ en se rappelant que $\tilde{\mathbf{R}}_{FP}^*(f) = \mathbf{R}_{FP}(-f)$:

$$\tilde{S}(f) = 2I_0 J_0(\beta) J_1(\beta) \tilde{\mathbf{R}}_{FP}(\nu_L + f) \tilde{\varphi}(f). \quad (\text{IV.51})$$

En utilisant l'expression de $\tilde{\mathbf{R}}$ (IV.19) et en se rappelant que $\tilde{\varphi}(f) = \delta\tilde{\nu}(f)/j$ on obtient finalement :

$$s(\tilde{f}) = 2I_0 J_0(\beta) J_1(\beta) \frac{2}{\Delta\nu_{1/2}} \frac{1}{1 + \left(\frac{2jf}{\Delta\nu_{1/2}}\right)} \tilde{\nu}(f). \quad (\text{IV.52})$$

Le signal d'erreur se comporte comme un filtre basse pass vis-à-vis du bruit de phase avec une fréquence de coupure égale à $\Delta\nu_{1/2}$. Enfin on peut relier la DSP du bruit de fréquence à la DSP du bruit sur le signal d'erreur par la relation :

$$S_{\nu_L}(f) = \left(\frac{\Delta\nu_{1/2}}{2}\right)^2 \left(1 + \left(\frac{2f}{\Delta\nu_{1/2}}\right)^2\right) \frac{S_s(f)}{2I_0 J_0(\beta) J_1(\beta)}. \quad (\text{IV.53})$$

L'équation (IV.53) montre que la connaissance de la DSP du signal d'erreur nous donne accès à la DSP du bruit de fréquence de l'OPO. Lorsque l'asservissement est en marche (avec les conditions avancées au début de ce paragraphe) nous enregistrons le signal d'erreur sur la mémoire d'un oscilloscope à grande profondeur de mémoire pour une durée d'une seconde. En suivant le même algorithme de calcul de la DSP que précédemment, nous obtenons le spectre de la figure IV.21.

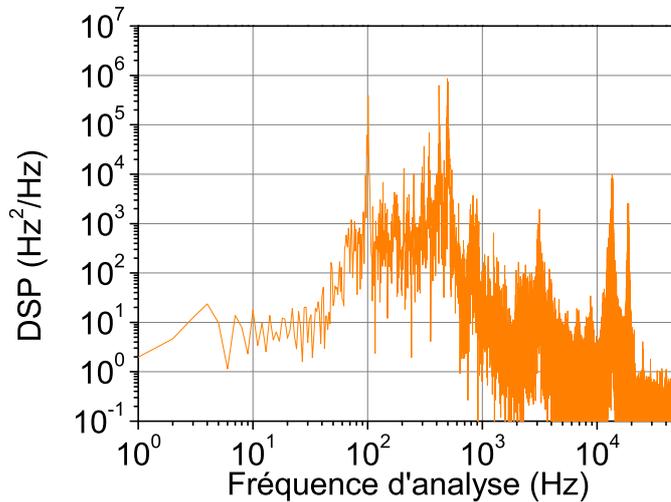


FIGURE IV.21 – DSP du bruit de fréquence du complémentaire doublé calculée à partir du signal d'erreur mesuré sur une seconde.

Ce spectre est plat sur une bande de fréquence allant jusqu'à 50 Hz avec un niveau de $10^2 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$, soit 10 fois en-dessous du niveau de bruit obtenu avec l'asservissement sur flanc de frange (voir la figure IV.13). Cette baisse de niveau de bruit est conforme à nos attentes (la sensibilité du discriminateur de fréquence en PDH est 10 fois plus élevée que pour le flanc de frange). Au delà de cette bande, le niveau de bruit monte à un niveau

moyen d'environ $10^4 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$, donc un niveau similaire à celui obtenu avec l'asservissement sur flanc de frange. La zone dense en pics de bruit autour de 400 Hz est aussi présente sur ce spectre avec des pics qui pointent à un niveau de $10^6 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$. Notons également la présence du même pic de bruit à 100 Hz, présent sur tout les spectres de l'OPO mesurés jusqu'à ici. Entre 700 Hz et 20 kHz le bruit décroît suivant une loi en $1/f^\alpha$ avec plusieurs pics de bruit, notamment trois pics assez larges centrés sur :

- 3 kHz avec un niveau de bruit de $2 \times 10^3 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$. Ce pic est présent également sur le spectre de l'OPO asservi sur flanc de frange mais noyé dans le bruit de la détection.
- 12 kHz avec un niveau de bruit de $1 \times 10^4 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$.
- 20 kHz avec un niveau de bruit de $3 \times 10^3 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$.

Pour vérifier l'origine de ces pics (mécanique ou électronique), nous avons simulé la fonction de transfert en boucle ouverte du système. Pour cette simulation nous avons pris le même modèle pour l'élément piézoélectrique et l'amplificateur haute tension que pour l'asservissement sur flanc de frange en plus d'un filtre passe bas du première ordre avec une fréquence de coupure de 75 kHz et la détection (cavité F.P. avec la photodiode) modélisée par un filtre passe bas du premier ordre avec une fréquence de coupure de $\Delta\nu_{1/2}/2$. Le gain et la phase de cette fonction de transfert sont reproduits sur les figures IV.22(a) et IV.22(b) respectivement.

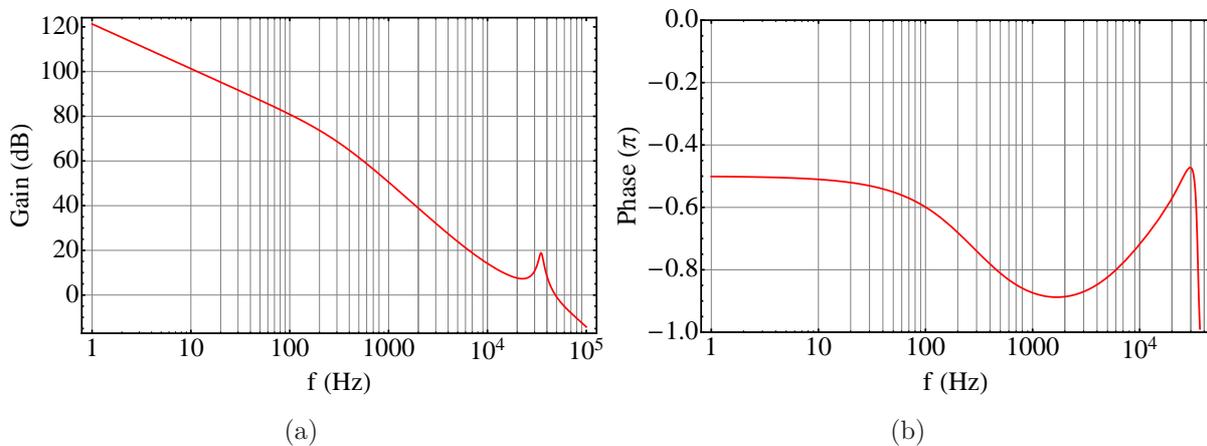


FIGURE IV.22 – Modélisation du gain de la fonction de transfert en boucle ouverte pour l'asservissement de Pound-Drever-Hall (a) : Gain. (b) : Phase en unités de π .

Vers 3 kHz, 12 kHz, et 20 kHz le gain de la boucle est supérieur à 0 dB, alors que la phase est très proche de 180° . En plus dans ce modèle nous avons négligé le déphasage qui peut être introduit par les autres éléments de la boucle (photodiode, mixeur, amplificateur). Un moyen expérimental de vérifier si ces pics sont liés à une instabilité mécanique ou à une instabilité de la boucle est de baisser le gain de la boucle et de voir l'effet de cette baisse sur le niveau de ces pics de bruit. Il s'avère qu'en baissant le gain de la boucle seul le niveau des pics à 12 et 20 kHz change. On peut conclure que ces pics sont liés à une résonance de la boucle. Le pic à 3 kHz peut être dû à une instabilité mécanique du système. Pour surmonter ce problème nous avons intégré à la boucle, avant l'amplificateur

à haute tension, un filtre à avance de phase accordé sur la fréquence d'oscillation de la boucle. Le schéma de principe de ce filtre est représenté sur la figure IV.23. Il est composé de deux résistances variables R_1 et R_2 et d'une capacité C . On montre facilement que la fonction de transfert $\tilde{H}(f)$ de ce filtre (pont diviseur de tension) s'exprime comme :

$$\begin{aligned}\tilde{H}(f) &= \frac{U_s}{U_e} \\ &= \left(\frac{R_2}{R_1 + R_2} \right) \left(\frac{1 + j2\pi R_1 C f}{1 + j2\pi \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} C f} \right).\end{aligned}\quad (\text{IV.54})$$

Dans cette expression de $\tilde{H}(f)$ on reconnaît la fonction de transfert d'un filtre passe haut ($\tilde{h}_1 = (1 + j2\pi R_1 C f)$) avec une fréquence de coupure $f_1 = 1/2\pi R_1 C$, la fonction de transfert d'un filtre passe bas ($\tilde{h}_2 = \frac{1}{1 + j2\pi \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} C f}$) avec une fréquence de coupure $f_2 = \frac{R_1 + R_2}{2\pi R_1 R_2 C}$ et l'expression d'un pont diviseur de tension $a = \frac{R_2}{R_1 + R_2}$. À basse fréquence ($f \ll f_1$) le signal subit une atténuation maximale de $20 \log(a)$ dB tandis qu'à haute fréquence ($f \gg f_2$) le gain du filtre est unitaire. Le déphasage φ introduit par le filtre est défini par :

$$\varphi = \arctan\left(\frac{f}{f_1}\right) - \arctan\left(\frac{f}{f_2}\right).\quad (\text{IV.55})$$

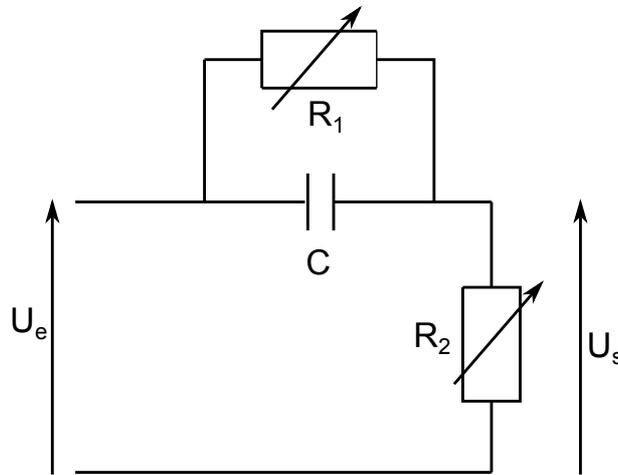


FIGURE IV.23 – Schéma de principe du filtre à avance de phase utilisé.

On montre que ce déphasage est maximal pour une fréquence f_{\max} telle que :

$$f_{\max} = \sqrt{\frac{\left(\frac{1}{f_1}\right) - \left(\frac{1}{f_2}\right)}{\left(\frac{1}{f_2 f_1^2}\right) - \left(\frac{1}{f_1 f_2^2}\right)}}.\quad (\text{IV.56})$$

Le choix des paramètres de filtre (R_1 , R_2 et C) doit tenir compte de l'atténuation que l'on cherche à minimiser et de la fréquence à laquelle le déphasage est maximal et que l'on cherche à faire correspondre à la fréquence d'oscillation de la boucle. Nous avons choisi deux résistances variables pour pouvoir choisir la valeur de f_{\max} finement. Pour $R_1=3,25$ k Ω , $R_2=0,61$ k Ω et $C=4,7$ nF (valeurs avec lesquelles l'asservissement était réalisé) nous

avons mesuré les diagrammes IV.24(a) et IV.24(b). Ils représentent respectivement le gain et la phase expérimentales du filtre à avance de phase. Ce filtre induit une atténuation d'environ -16 dB à basse fréquence et un déphasage maximal d'environ 45° vers 20 kHz. Dans ces conditions, nous fermons la boucle, l'accrochage a lieu pour une fréquence de

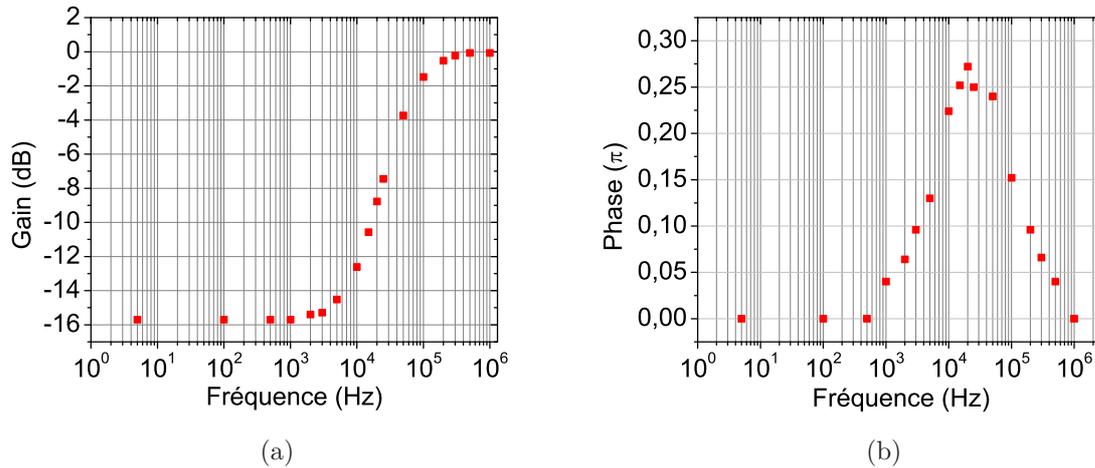


FIGURE IV.24 – Fonction de transfert du filtre à avance de phase mesurée expérimentalement (a) : Gain. (b) : Phase en unités de π .

coupure de 100 kHz et un gain d'environ 0,5 dB. Nous enregistrons le signal d'erreur sur 1 s. L'analyse de ce signal d'erreur conduit au spectre de la figure IV.25.

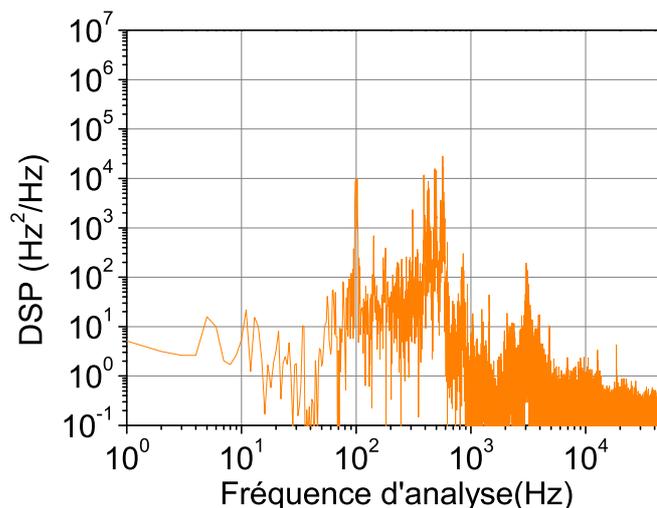


FIGURE IV.25 – DSP de bruit de fréquence de complémentaire doublé asservi calculé à partir de signal d'erreur mesuré sur une seconde montrant l'effet du filtre à avance de phase.

Le point le plus marquant dans ce spectre est la disparition des pics de bruit liés à l'instabilité de la boucle. Cela met en avant l'effet du filtre à avance de phase. Le niveau

moyen du bruit reste inférieur à $200 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$ en dehors du pic à 100 Hz ($10^4 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$) et des pics de bruit autour de 400 Hz ($10^4 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$). L'écart type du bruit de fréquence calculé à partir de la DSP de la figure IV.25 est de 700 Hz sur une seconde. Nous avons également exploité ce spectre pour déterminer le spectre du champ électrique du complémentaire doublé (se référer à la section III.1 pour les détails de ce calcul). Le résultat est représenté sur la figure IV.26. On en déduit une largeur de raie d'environ 2 kHz (1 kHz pour le complémentaire). On note sur ce spectre la modulation à 100 Hz . Dans ces conditions

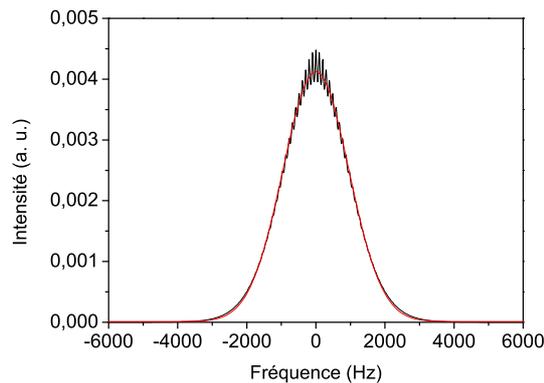


FIGURE IV.26 – Spectre du champ électrique du complémentaire doublé (courbe en noire) et son ajustement par une gaussienne (courbe en rouge).

l'OPO reste asservi sur plusieurs dizaines de minutes. La figure IV.27(a) est un exemple de la stabilité à long terme de l'OPO observée au lambda-mètre. On y remarque une dérive de fréquence de l'ordre de 30 MHz/mn . Cette dérive est liée aux dérives thermiques de la cavité de référence. L'asservissement est limité seulement par les sauts de mode de l'OPO. Lorsque l'OPO est asservi, il est possible de balayer sa fréquence sur plus de 100 MHz en balayant la longueur de la cavité de référence (voir figure IV.27(b))

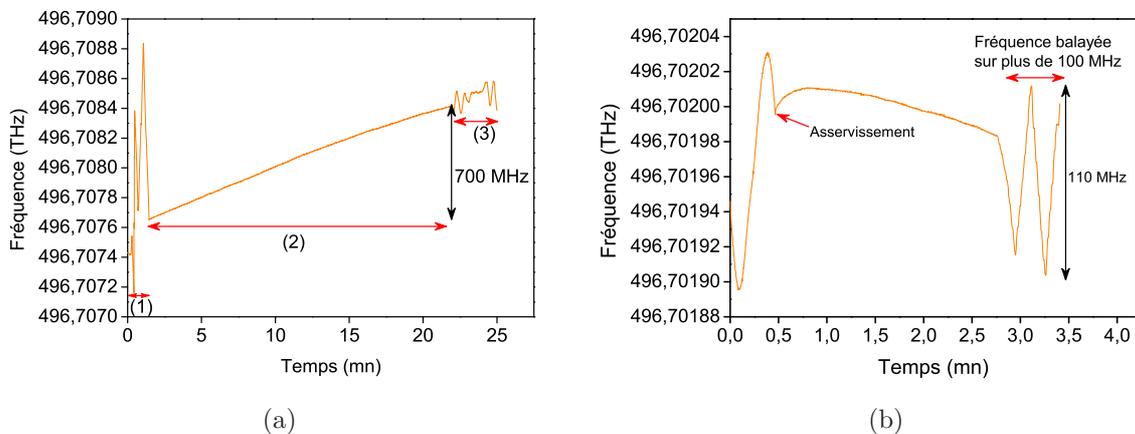


FIGURE IV.27 – (a) Stabilité de fréquence à long terme : (1) recherche de la résonance. (2) asservissement enclenché. (3) asservissement décroché. (b) : Possibilité de balayer la fréquence de l'OPO en continu sur plus de 100 MHz lorsqu'il est asservi.

Nous avons également observé l'effet du bruit d'intensité de l'OPO sur la stabilité de l'asservissement. En effet les fluctuations de température du cristal liées aux instabilités du four se traduisent non pas seulement par des fluctuations des fréquences émises mais aussi par des fluctuations d'intensité. Le temps de réponse du four du cristal est d'une seconde. Pour cette mesure nous avons observé l'intensité de signal visible en sortie de l'OPO en plus du signal transmis et du signal d'erreur. Le résultat de cette mesure est donné sur la figure IV.28. L'asservissement PDH est donc insensible au bruit d'intensité. Un argument avancé pour défendre la solution SROPO était la possibilité de transférer

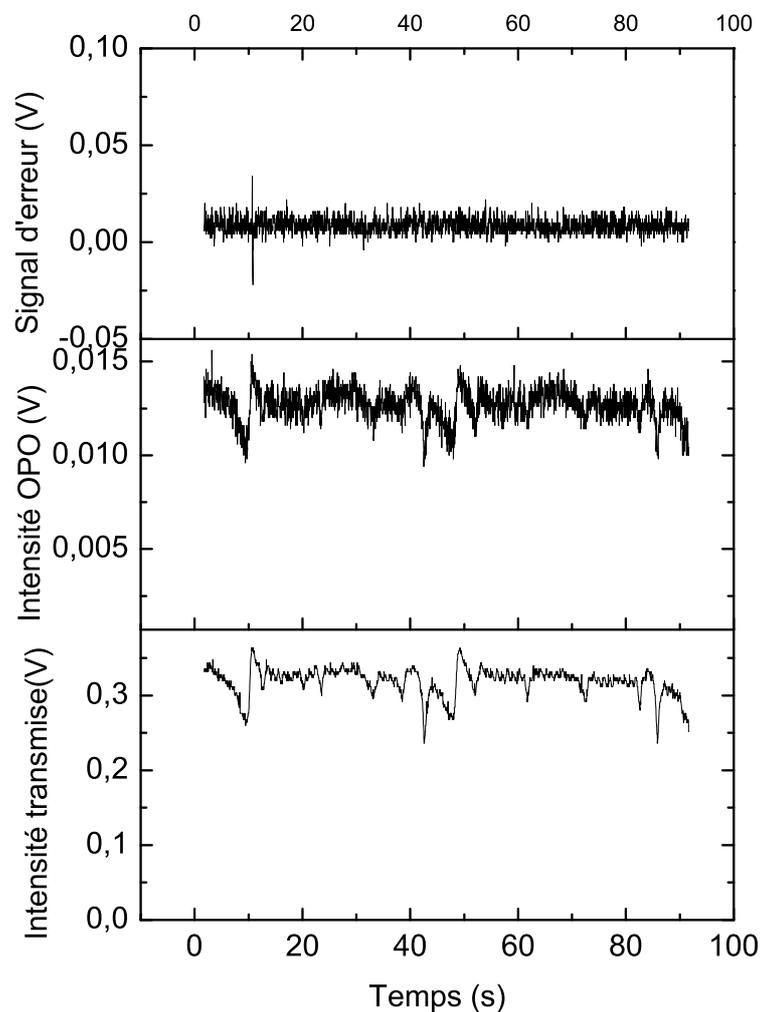


FIGURE IV.28 – immunité de l'asservissement PDH au bruit d'intensité.

le bruit de fréquence de la pompe au signal non résonant. Pour prouver cela, nous avons mesuré la DSP de bruit de fréquence du signal non résonant lorsque l'OPO est asservi. Nous avons utilisé une cavité Fabry-Perot confocale avec un ISL de 1 GHz et une finesse de 110. Cette mesure a conduit au spectre de la figure IV.29. Ce spectre reproduit en grande partie le spectre du laser de pompe. Ce résultat prouve bien que le bruit de la

pompe est transféré au signal non résonant.

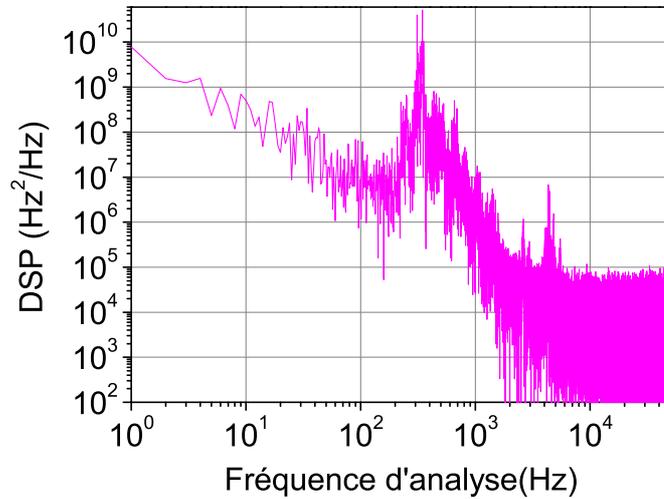


FIGURE IV.29 – Densité spectrale de bruit de fréquence du signal non résonant de l'OPO mesuré sur 1 s.

IV.5 Conclusion

Nous venons de réaliser un OPO stabilisé au niveau du kHz en utilisant une technique couramment utilisée dans le cas des lasers, à savoir la technique de Pound-Drever-Hall. Contrairement à l'asservissement sur flanc de pic de transmission cette technique est insensible au bruit d'intensité. Nous avons montré expérimentalement que le bruit de fréquence de la pompe est transféré au signal non résonant lorsque l'OPO est asservi.

Troisième partie

**Une voie solide et compacte vers une
source orange**

Chapitre V

Laser orange pompé par diode

Sommaire

V.1	Introduction	115
V.2	Choix des cristaux	116
V.3	Expérience	117
V.4	Résultats et discussion	119
V.5	Conclusion	122

V.1 Introduction

Dans le but de développer une source solide à émission dans la gamme orange/rouge du spectre électromagnétique, nous avons jusqu'ici fait appel à l'optique non-linéaire. Nous avons décrit, dans la partie précédente, la réalisation d'une source visible accordable basée sur un oscillateur paramétrique optique simplement résonnant doublé en intracavité et pompé par une source solide. L'émission de cette source permet de couvrir la transition du Pr^{3+} à 606 nm avec une stabilité en fréquence au niveau du kHz et une puissance disponible dans le visible de quelques centaines de mW. Cependant, en l'absence de possibilité de pompage par diode, le principal inconvénient d'une telle source est sans doute son manque de compacité. Outre la solution de l'OPO offerte par l'optique non-linéaire, il existe une autre solution de mise en œuvre plus simple et plus compacte. Il s'agit des lasers à solides pompés par diode. Cependant, conformément au paragraphe I.3.c., il existe peu de milieux amplificateurs solides qui puissent être pompés par diode et qui présentent des transitions d'émission laser dans la gamme orange/rouge du spectre électromagnétique. Il en existe néanmoins deux types : les lasers utilisant des cristaux dopés à l'ion Pr^{3+} directement pompés dans le bleu entre 440 et 480 nm et les lasers dits « à up-conversion » pompés dans l'infrarouge proche et utilisant souvent des cristaux ou des fibres codopés par deux ions actifs différents. Les matériaux dopés à l'ion Pr^{3+} offrent un nombre important de transitions lasers notamment dans la gamme visible du spectre électromagnétique. Ces transitions s'étendent du bleu à 485 nm au rouge profond à 725 nm, en passant par l'orange autour de 605 nm (voir la figure V.1). Le pompage quant à lui peut s'effectuer

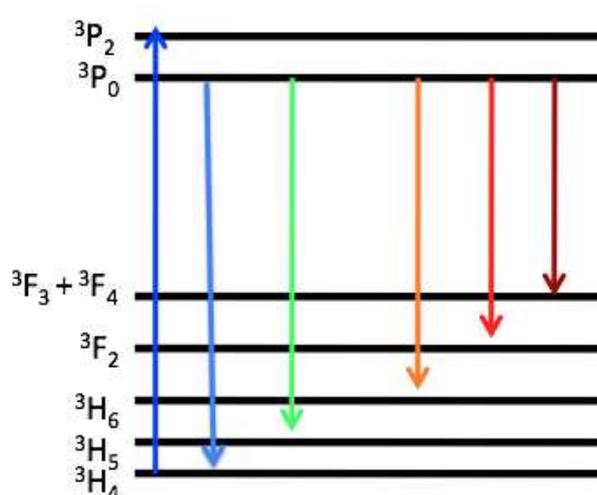


FIGURE V.1 – Transitions laser dans le visible offertes par les matériaux dopés à l'ion Pr^{3+} .

à 440, 469 et 480 nm. La faible puissance de la première génération des diodes bleues émettant à 440 nm ne permettait pas d'atteindre des densités de puissance suffisantes pour avoir du gain dans l'orange. Ceci a constitué un frein pour le développement des lasers basés sur les matériaux à pompage direct. Les premiers essais de pompage dans le bleu ont été réalisés soit en utilisant un laser à argon ionisé [113, 114] soit un laser à

colorant [115] ou plus récemment un OP-VECSEL [116]. Ces systèmes de pompage lourds et encombrants font perdre aux lasers à pompage direct leur principal intérêt, à savoir la compacité. En l'absence d'une source de pompage fiable l'intérêt s'est orienté vers les matériaux à up-conversion. C'était notamment le cas dans la thèse de Thu-Hien My [5], où un laser continu à up-conversion basé sur un cristal de BaY_2F_8 codopé au Pr et à l'Yb et pompé dans l'infrarouge à 821 nm par un laser Ti-saphir commercial a été réalisé. Ce laser à cavité linéaire émettait un faisceau orange à 607 nm avec un seuil laser de 570 mW. Seulement 12 mW à 607 nm ont été obtenus pour une puissance de pompe de 2,5 W.

De nos jours, l'arrivée sur le marché des diodes bleues GaN de puissance, conçues et commercialisées par la société Nichia d'une part, et la collaboration développée avec l'université de Pise (Italie), le laboratoire de chimie de la matière condensée de Paris et le CIMAP (Université de Caen) d'autre part, ont ranimé notre intérêt pour les matériaux à pompage direct. Dans ce chapitre, avant de rentrer dans le détail des travaux menés en collaboration avec David Pabœuf qui effectue son post-doctorat dans notre groupe, nous commençons par présenter les caractéristiques spectroscopiques principales des cristaux dopés au praséodyme candidats pour le développement d'un laser orange pompé par une diode bleue. Il s'agit de montrer ici les tendances générales sans rentrer profondément dans les détails.

V.2 Choix des cristaux

Plusieurs fluorures dopés au praséodyme ont donné lieu à un effet laser en pompage direct. C'est le cas notamment du LiYF_4 [53, 55, 56, 58, 70], du KY_3F_{10} [52, 55], et du LiLuF_4 [55, 56]. Les principales caractéristiques de ces systèmes sont rapportées dans le tableau I.3. En dehors de cette série, nous avons identifié deux autres fluorures particulièrement intéressants : le cristal de BaY_2F_8 (BYF) et le cristal de KYF_4 (KYF). L'utilisation du premier cristal codopé au Pr, Yb, dans le cadre de la thèse de Thu-Hien My, a permis de valider la possibilité de l'émission laser monomode dans l'orange. Le spectre de fluorescence dans le visible de ce cristal est donné par la figure V.2(a). Dans la gamme orange, on y observe un pic à 607 nm. Cependant, jusqu'alors aucun effet laser dans l'orange en pompage direct par diode n'a été rapporté avec ce cristal de BYF. L'un des arguments justifiant notre choix du cristal de KYF découle du spectre de fluorescence présenté sur la figure V.2(b) dans la gamme orange/rouge des longueurs d'ondes. Outre un pic à 594 nm, on y observe en particulier un pic d'émission vers 606 nm. Il s'annonce donc comme un bon candidat pour la construction d'une source orange à 606 nm.

Les échantillons que nous avons utilisés ont été élaborés par la méthode de Czochralski à l'université de Pise dans le groupe de Mauro Tonelli. La réabsorption à la longueur d'onde laser due à la transition entre les niveaux $^3\text{H}_4$ et $^1\text{D}_2$ est un problème spécifique à l'émission laser dans l'orange avec des cristaux dopés au Pr^{3+} . Cette absorption est particulièrement importante pour le KYF conformément à la figure V.3. Ce spectre est obtenu à partir de la mesure de l'absorption d'un tel cristal dans l'orange. Les pertes liées à

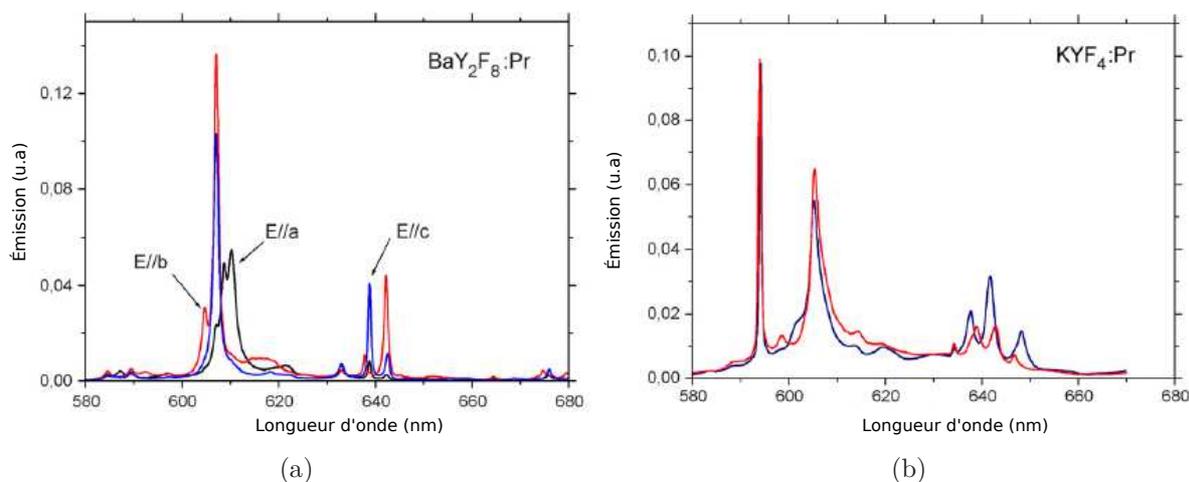


FIGURE V.2 – Spectres d'émission d'après la référence [117] de : (a) BYF. (b) KYF.

cette absorption sont évaluée à environ 2-3% pour notre cristal. Ces pertes combinées aux autres pertes de différentes origines augmentent le seuil laser. Cela complique la faisabilité du pompage par diode dont la puissance ne dépasse pas 1W avec des propriétés spatiales médiocres. Dans le cas du BYF, la même absorption est moins élevée et il est donc plus facile à faire fonctionner dans l'orange. Cela fait l'objet de la suite de ce chapitre.

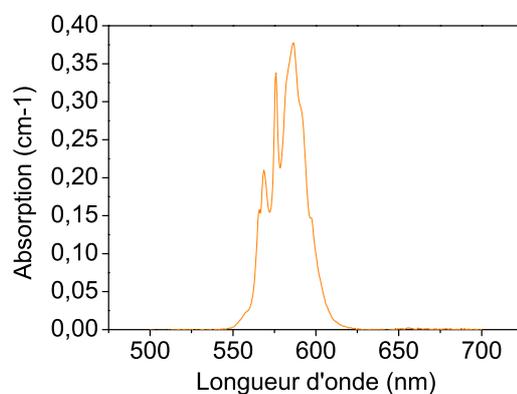


FIGURE V.3 – Absorption du $\text{Pr}:\text{KYF}_4$ autour de 600 nm.

V.3 Expérience

Nous avons réalisé le montage de la figure V.5. Le pompage est assuré par une diode laser à base de GaN. Elle produit un faisceau bleu centré à 444 nm avec une largeur spectrale totale à -10 dB de 2 nm. Elle émet une puissance maximale de 1 W avec une polarisation linéaire parallèle à la jonction. Le faisceau est collimaté en utilisant une lentille de courte focale ($f=4$ mm). Les diodes de pompe de puissance produisent en général des faisceaux dont la divergence est bien plus élevée que pour un faisceau TEM_{00}

de même taille. Nous avons observé le profil d'intensité du faisceau de pompe juste après la deuxième lentille cylindrique $f_{\text{cyl}2}$ avec une caméra CCD (Spiricon modèle : SP-980M) (voir la figure V.4). Il met en évidence la mauvaise qualité spatiale du faisceau. Il est alors nécessaire de remettre en forme le faisceau émis par la diode de pompe. Ceci est obtenu par l'association de deux lentilles cylindriques convergente ($f_{\text{cyl}1}=50$ mm) et divergente ($f_{\text{cyl}1}=-20$ mm) jouant le rôle de système afocal. Un télescope formé de deux lentilles

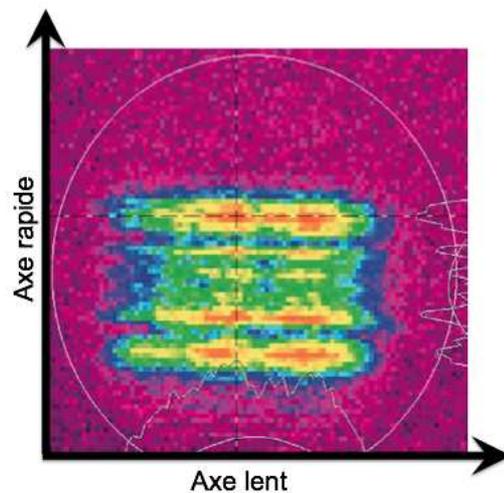


FIGURE V.4 – Profil d'intensité de la diode de pompe.

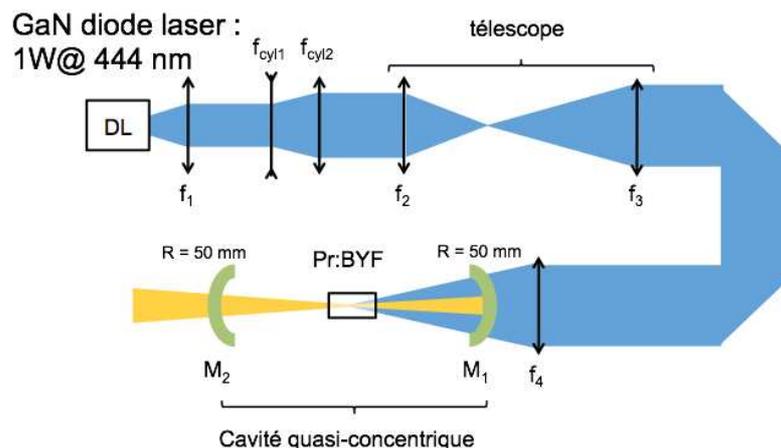


FIGURE V.5 – Montage expérimental du laser orange : DL, diode laser ; $f_1=4$ mm ; $f_{\text{cyl}1}=-20$ mm ; $f_{\text{cyl}1}=50$ mm ; $f_2=100$ mm ; $f_3=300$ mm ; $f_4=75$ mm. M_1 et M_2 sont des ménisques dont le rayon de courbure est de 50 mm.

($f_2=100$ mm et $f_3=300$ mm) couplé à une lentille de focale $f_4=75$ mm permet d'avoir un faisceau mesurant $70 \mu\text{m}$ au milieu du cristal. La cavité laser est une cavité quasi-concentrique formée de deux ménisques de rayon de courbure $R=50$ mm. Les miroirs sont traités tous les deux afin d'avoir une transmission supérieure à 95% à 444 nm. Le

miroir M_1 est hautement réfléchissant autour de 606 nm ($R > 99,9\%$) tandis qu'on a choisi d'utiliser un coupleur dans l'orange pour le miroir M_2 . Des précautions supplémentaires au niveau du traitement des miroirs sont prises afin d'éviter l'oscillation laser dans le rouge à 640 nm selon la transition ${}^3P_0 \rightarrow {}^3F_2$: on augmente la transmission des miroirs à cette longueur d'onde. La cavité renferme un cristal de BYF de 5,67 mm de long dopé avec 1,25% de Pr^{3+} . Il est taillé de telle sorte que son axe c soit parallèle à l'axe de la cavité et que la polarisation de la pompe soit parallèle à son axe b . Les deux faces du cristal sont traitées antireflet dans l'orange et dans le bleu afin d'éviter tout effet d'étalon parasite entre les deux faces du cristal ou entre les faces du cristal et les optiques de la cavité.

V.4 Résultats et discussion

Dans cette configuration, l'émission laser a lieu en régime continu à 607 nm. L'absorption de la pompe mesurée en petit signal est de 75%. Afin d'extraire un maximum de puissance dans l'orange, plusieurs coupleurs avec différentes transmissions ont été testés. La figure V.6(a) montre l'évolution de la puissance à 607 nm extraite pour trois coupleurs de sortie différents. Une puissance maximale de 80 mW est obtenue avec un coupleur de 3,5%. Ceci correspond à une efficacité de 13%. Dans ces conditions le seuil laser est de 235 mW. Pour se donner une idée de la qualité spatiale du faisceau, nous avons déterminé la valeur de son M^2 en observant l'évolution du rayon du mode derrière une lentille de 100 mm (voir la figure V.6(b)). L'ajustement numérique des points expérimentaux (points noirs) nous permet de déduire une valeur de M^2 de 1,2. Le faisceau laser possède donc une bonne qualité spatiale (à comparer avec le faisceau de pompe).

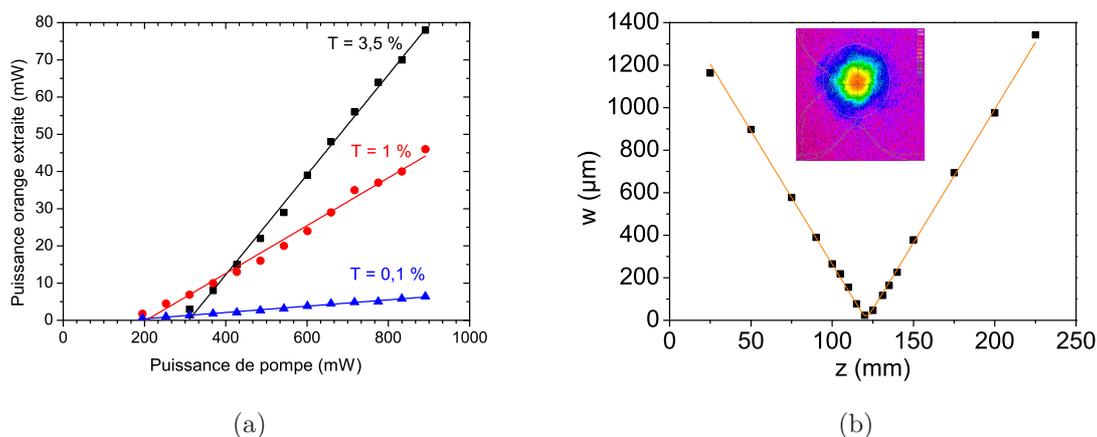


FIGURE V.6 – (a) : Puissance du laser en fonction de la puissance de pompe pour différents coupleurs de sortie à température ambiante. (b) : Propriétés spatiales du faisceau orange

Les pertes par aller-retour dans la cavité, déterminées en utilisant la méthode de Findlay-Clay [118], sont d'environ 3,4%. Ces pertes liées à l'absorption dans l'orange sont

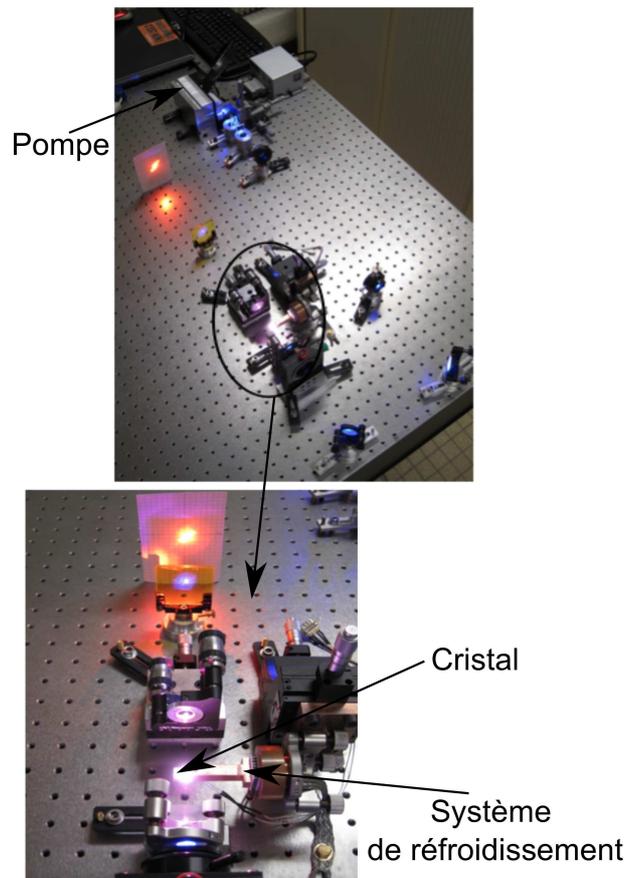


FIGURE V.7 – Photos montrant le laser en fonctionnement.

une caractéristique propre aux cristaux dopés au praséodyme [54, 56]. Pour étudier l'effet de la température sur les pertes intracavité, nous avons tenté de refroidir le cristal. On s'attend à un affinement des raies d'absorption. Cette hypothèse est vérifiée en suivant l'absorption du cristal de BYF avec la température. Le résultat de cette mesure est rapporté sur la figure V.8. Il met en évidence la réduction de l'absorption autour de 600 nm. Nous avons donc modifié notre montage expérimental afin de refroidir le cristal. Pour ce faire le cristal est monté dans une pièce en cuivre pour une meilleure conduction thermique et refroidi avec un élément Peltier. Pour une température de 10°C, nous avons observé l'évolution de puissance orange extraite en fonction de la puissance de pompe pour le même jeu de coupleurs que précédemment (voir la figure V.9). Dans ces conditions la puissance du laser atteint 100 mW avec un seuil de 230 mW pour un coupleur de 3,5%. Nous gagnons 1% en efficacité qui atteint alors 14%.

Bien que l'émission de notre laser s'effectue à 607 nm, ne permettant donc pas de couvrir la transition du praséodyme en matrice YSO, il est utile de tester la possibilité d'un fonctionnement monomode longitudinal d'un tel système. Pour forcer le laser à émettre sur un seul mode, nous avons modifié la cavité en adoptant une architecture plan-concave. Le rayon de courbure du miroir concave est de 30 mm. Un étalon de 110 μm d'épaisseur est inséré dans la cavité. Nous analysons le faisceau du laser orange avec une cavité Fabry-Perot confocale d'intervalle spectral libre égal à 1 GHz. Le résultat est

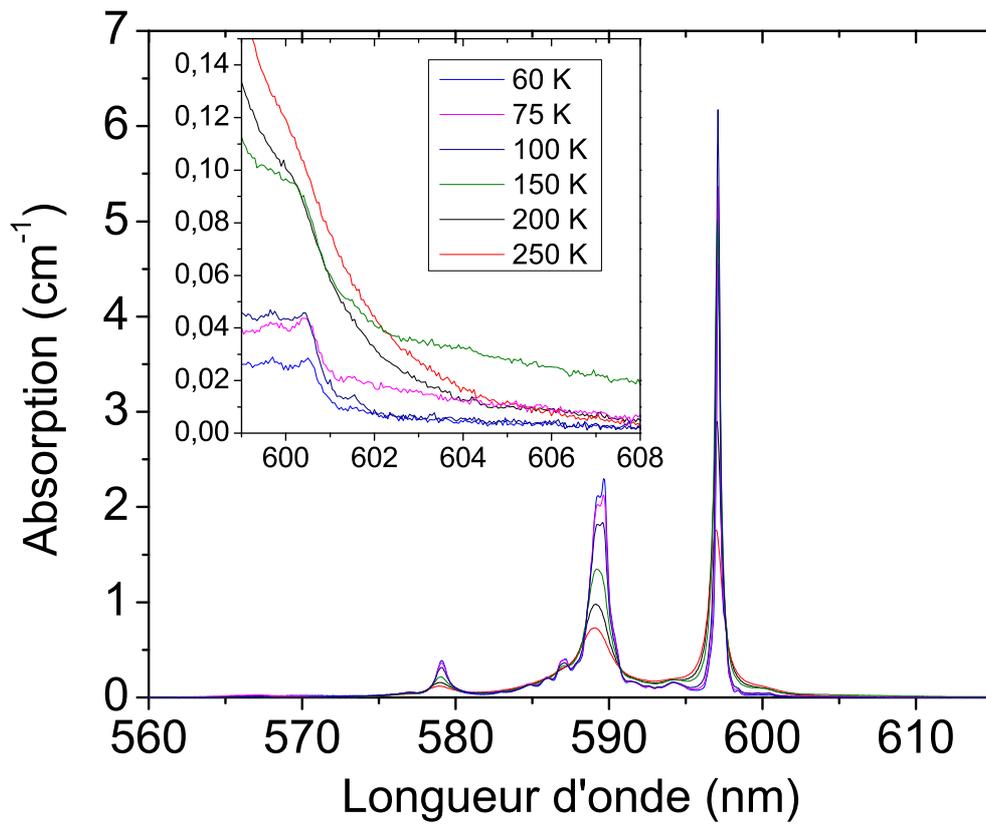


FIGURE V.8 – Evolution de l’absorption du cristal de BYF avec la température.

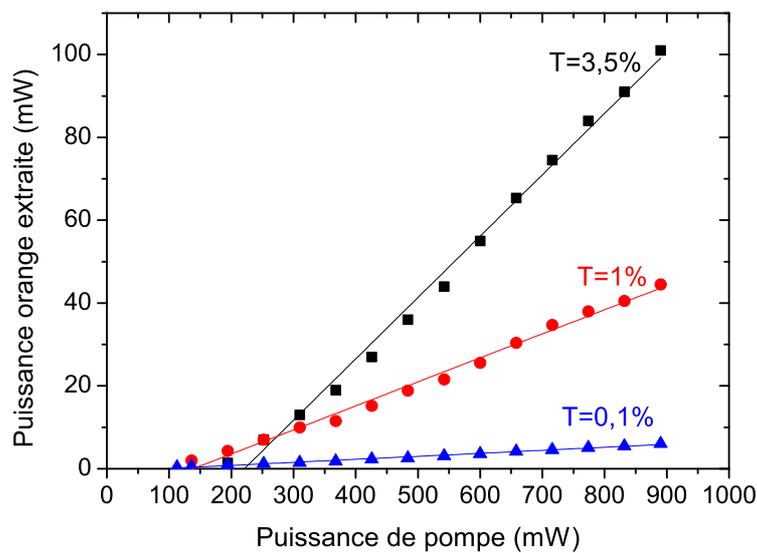


FIGURE V.9 – Puissance du laser en fonction de la puissance de pompe pour différents coupleurs de sortie pour une température de cristal de 10°C.

reproduit sur la figure V.10. Ce fonctionnement monomode est obtenu au prix d’une diminution de l’efficacité en raison des pertes supplémentaires induites par l’étalon. Dans

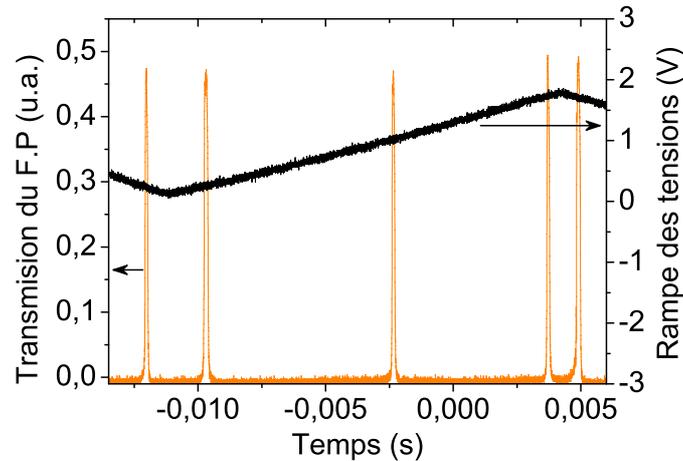


FIGURE V.10 – Faisceau orange analysé par une cavité Fabry-Perot confocale de 1 GHz d'ISL mettant en évidence le fonctionnement monomode du laser.

cette configuration on mesure une puissance maximale de 30 mW.

V.5 Conclusion

Nous avons démontré la faisabilité d'un laser orange à base d'un cristal de fluorure dopé au praséodyme en pompage direct par diode. Bien que l'émission ne s'effectue pas à 606 nm, cette première démonstration ouvre la voie à la réalisation d'une source orange en configuration compacte. Ce travail sera complété par la conception d'un prototype (voir la figure V.11) que l'on stabilisera en fréquence dans la suite.

En ce qui concerne le cristal de KYF, un fonctionnement à 606 nm a été obtenu au CIMAP à Caen en pompage par une diode de meilleure qualité spatiale. Une puissance d'environ 2 mW à 606 nm est obtenue. Cette démonstration va nous permettre d'aller plus avant dans notre étude des cristaux de KYF. Une piste explorable dans de futures expériences consiste en un double pompage par diode [70]. En parallèle, en collaboration avec le laboratoire de chimie de la matière condensée et l'Institut de chimie d'Araquara (Brésil) nous continuons de tester d'autres fluorures et verres dopés au praséodyme pour atteindre 606 nm.

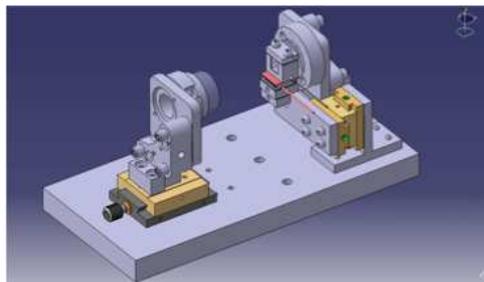


FIGURE V.11 – Prototype de laser orange.

Conclusion générale

Les travaux menés au cours de cette thèse ont eu pour objectif principal la réalisation d'une source cohérente de grande finesse spectrale à émission dans la gamme orange/rouge du spectre électromagnétique pour des applications à la spectroscopie à haute résolution des ions Pr^{3+} en matrices solides. Là où les sources solides, en particulier les diodes lasers, font défaut. Afin d'atteindre cet objectif, nous avons suivi deux voies :

- **la voie de l'optique non linéaire** : Elle consiste à développer un SROPO continu émettant dans l'infrarouge proche puis à doubler le complémentaire. La configuration de doublage intracavité est plus efficace en raison de la forte intensité du faisceau résonant. Le choix de la configuration simplement résonante est avantageux, d'une part du fait que la gigue de fréquence de la pompe peut être « absorbée » par le signal non résonant dans la cavité, et en raison de la forte puissance dans le proche infrarouge qui peut être obtenue dans les SROPOs basés sur le PPSLT d'autre part. Cette source est accordable sur plus de 90 nm dans le visible avec une puissance de sortie de plus de 200 mW à 606 nm. L'utilisation d'un étalon nous a permis d'assurer un fonctionnement monomode. En fonctionnement libre la mesure de la largeur de raie du complémentaire doublé donne une valeur au niveau du MHz. Pour affiner cette largeur spectrale, nous avons mis en œuvre deux techniques d'asservissement. Dans un premier temps nous avons stabilisé la fréquence du signal visible de l'OPO sur un flanc de pic de transmission d'une cavité Fabry-Perot de finesse moyenne. Le système demeure asservi sur plus d'une heure et nous mesurons un écart-type sur le bruit de fréquence de 4 kHz sur 1 s. Pour améliorer cette stabilité nous avons mise en place, dans un second temps, un asservissement de type Pound-Drever-Hall avec une cavité de plus grande finesse. Grâce à cette technique, nous avons réussi à baisser l'écart type sur bruit de fréquence en dessous de niveau du kHz. Ces résultats viennent conforter le choix initial l'argument initial derrière le choix d'une configuration simplement résonante : il est possible de transférer le bruit de fréquence de la pompe au signal non résonant. Forte de ces résultats satisfaisants, cette source paramétrique constitue une réelle alternative « tout solide » aux lasers à colorants. Cependant, cette source n'offre pas la possibilité du pompage direct par diode. Ceci fait d'elle, à l'instar des lasers à colorants, une source relativement encombrante.
- **la voie du laser solide pompé par diode** : Un autre moyen d'atteindre des longueurs d'onde visibles dans une configuration compacte consiste à mettre au point une source laser basée sur des fluorures dopés au Pr^{3+} pompés par diode bleue. Notre

étude nous a amenés à étudier deux types de fluorures : $\text{Pr}:\text{KYF}_4$ et $\text{Pr}:\text{BaY}_2\text{F}_8$. Ces cristaux sont développés dans le groupe de Mauro Tonelli de l'université de Pise et nous ont été fournis par le laboratoire de chimie de la matière condensée de l'école nationale supérieure de chimie de Paris (ENSCP). La principale difficulté, avec les cristaux dopés au Pr^{3+} , vient de l'existence d'une transmission à partir du niveau fondamental à une longueur d'onde proche de l'émission laser. Ces milieux sont donc « naturellement » absorbants à la longueur d'onde d'émission laser (voir la figure V.12). Ces pertes par absorption combinées aux pertes d'autres origines ont été rédhibitoires dans le cas du cristal de KYF. Ces pertes sont moindres dans le cas du cristal de BYF. Nous avons donc réussi à mettre au point un laser basé sur ce cristal. Il émet un rayonnement orange à 607 nm avec une puissance avoisinant 100 mW avec de bonnes qualités spatiales du faisceau ($M^2 < 1,1$). Le fonctionnement monomode est nécessaire pour les applications visées. Ceci est obtenu en insérant un étalon dans la cavité laser. Bien que l'émission de ce laser ne couvre pas 606 nm, il nous a permis de montrer qu'il est possible de réaliser un laser orange pompé par diode bleue. En se basant sur les résultats prometteurs de cette thèse, il est intéressant de poursuivre cette étude en explorant d'autres cristaux et verres dopés au Pr^{3+} en vue d'atteindre 606 nm.

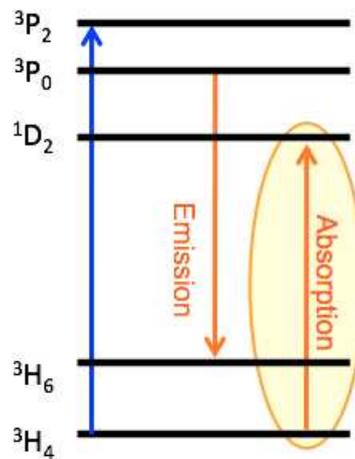


FIGURE V.12 – Illustration schématisée du problème d'absorption à la longueur d'onde laser des fluorures dopés au Pr^{3+}

Avant de terminer, il est utile de résumer les résultats de cette thèse sous la forme d'une étude comparative entre les deux voies explorées au cours de cette thèse d'une part et le laser à colorant d'autre part. Cette comparaison fait l'objet du tableau V.1.

Perspectives

La source paramétrique développée constitue une vraie alternative « tout solide » aux lasers à colorants continus. Elle remplit les exigences imposées par le cahier des charges et peut donc être utilisée dans les expériences de spectroscopie à haute résolution de l'ion Pr en matrices solides. Pour que cette source ne reste pas seulement un outil de laboratoire,

Critère de comparaison	SROPO	Laser solide pompé par diode	Lasers à colorants
Système de pompage	peu compact	compact	complexe
Puissance de pompe (CW)	7 W	1 W	10 W
Puissance max. dans l'orange (CW)	200 mW	100 mW	100 mW-qq W
Accordabilité	très accordable	peu accordable	très accordable
Fonctionnement monomode	facile à obtenir	facile à obtenir	difficile à obtenir
Bande passante de bruit de fréquence	qq kHz	qq kHz	Une dizaine de MHz
Stabilisation en fréquence	simple	en cours d'investigation	complexe

TABLE V.1 – Tableau comparatif entre les deux axes explorés au cours de cette thèse et le laser à colorant.

elle peut faire l'objet d'un transfert technologique et pourquoi pas quitter le laboratoire un jour pour faire son chemin parmi les lasers solides.

Le caractère peu compact de cette source est lié au système de pompage. En l'absence de possibilité de pompage par diode, deux possibilités sont envisageables afin de tendre vers une configuration compacte. La première possibilité consiste à garder le fonctionnement en SROPO et remplacer le laser de pompe par un OP-VECSEL disponible commercialement¹ et beaucoup moins encombrant que le Verdi. La deuxième possibilité consiste à passer en configuration DROPO à cavité découplée. Dans ce cas le seuil de fonctionnement est relativement bas, d'où la possibilité de pompage par diode. Pour l'axe laser solide pompé par diode, des nouveaux verres et cristaux dopés au Pr³⁺ sont en cours d'investigation dans le cadre d'une collaboration avec l'institut de chimie d'Araquara au Brésil et le laboratoire de chimie de la matière condensée (ENSCP).

1. <http://lasers.coherent.com/lasers/ops>

Annexe A

Calcul de la largeur de la bande de gain paramétrique

Nous cherchons à déterminer la largeur de la bande spectrale à l'intérieur de laquelle l'amplification paramétrique est non nulle malgré le désaccord de phase. La largeur totale de la bande du gain est définie par [92] :

$$|\Delta k L| = 2\pi. \quad (\text{A.1})$$

En fixant la longueur d'onde de la pompe ($\lambda_p = C^{te}$), on peut écrire un développement limité au premier ordre de Δk :

$$\Delta k = \left(\frac{\partial \Delta k}{\partial \lambda_s} \right) \Delta \lambda_s + \left(\frac{\partial \Delta k}{\partial \lambda_c} \right) \Delta \lambda_c. \quad (\text{A.2})$$

La relation de conservation de l'énergie ($\frac{1}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_c}$) nous permet d'écrire (en supposant que la longueur d'onde de la pompe est fixe) :

$$\frac{\delta \lambda_s}{\lambda_s^2} = -\frac{\delta \lambda_c}{\lambda_c^2}. \quad (\text{A.3})$$

En combinant (A.2) et (A.3) on obtient :

$$\Delta k = \left[\left(\frac{\partial \Delta k}{\partial \lambda_s} \right) - \left(\frac{\lambda_c}{\lambda_s} \right)^2 \left(\frac{\partial \Delta k}{\partial \lambda_c} \right) \right] \Delta \lambda_c. \quad (\text{A.4})$$

Exprimons maintenant $\frac{\partial \Delta k}{\partial \lambda_i}$, ($i = s, c$). Pour ce faire partons de l'expression du désaccord de phase $\Delta k = 2\pi \left(\frac{n_p}{\lambda_p} - \frac{n_c}{\lambda_c} - \frac{n_s}{\lambda_s} \right)$:

$$\frac{\partial \Delta k}{\partial \lambda_i} = 2\pi \left(\frac{\partial n_i}{\partial \lambda_i} \frac{1}{\lambda_i} - \frac{n_i}{\lambda_i^2} \right). \quad (\text{A.5})$$

Maintenant, en combinant les équations (A.1), (A.4), (A.5) et en définissant la largeur spectrale par $|\Delta \nu| = \frac{c}{\lambda} |\Delta \lambda_i|$ on aboutit à l'équation suivante qui exprime la largeur en fréquence de la bande de gain paramétrique :

$$\Delta \nu = \left| \frac{\frac{c}{L}}{(n_s - n_c) - \lambda_s \left(\frac{\partial n_s}{\partial \lambda_s} \right) + \lambda_c \left(\frac{\partial n_c}{\partial \lambda_c} \right)} \right|. \quad (\text{A.6})$$

Annexe B

OPO simplement résonant à somme de fréquence intracavité

B.1 Introduction

En vue de développer une source visible avec les caractéristiques fixées par notre cahier des charges, nous avons exploré une autre piste faisant appel de nouveau à l'optique non-linéaire. Cette solution consiste à réaliser un OPO pompé dans l'infrarouge à 1064 nm par un laser stable en fréquence au niveau du kHz et à s'arranger via le choix de l'accord de phase pour avoir un signal résonant à 1407 nm. Ensuite, on vient générer un rayonnement visible à 606 nm moyennant une somme de fréquence intracavité entre le signal résonant et le résidu de pompe. Si maintenant on s'arrange pour que le montage soit suffisamment stable, on s'attend à ce que la stabilité de la pompe soit transférée au signal visible comme c'était le cas pour le bruit de la pompe verte dans le cas de l'OPO à doublage de fréquence.

B.2 Essai de fonctionnement en régime continu

Le SROPO est schématisé sur la figure B.1. La cavité OPO est une cavité en anneau réalisée avec 4 miroirs : 2 miroirs concaves (M_1 et M_2) avec un rayon de courbure de 150 mm et 2 miroirs plans (M_3 et M_4). Les dimensions de la cavité sont calculées en utilisant le formalisme des matrices ABCD pour atteindre un compromis entre la stabilité géométrique de la cavité et la taille du waist garantissant une conversion paramétrique optimale. Le laser de pompe est un Mephisto Innolight. C'est un laser Nd :YAG monolithique émettant à 1064 nm et délivrant une puissance de 10 W en régime continu. Ce laser est connu pour sa bonne stabilité en fréquence au niveau du kHz et sa bonne qualité de faisceau limité par diffraction ($M^2 < 1,1$). Le cristal non linéaire est un cristal de PPSLT monoréseau dopé au MgO. Il a une longueur de 30 mm et 1,0 mm d'épaisseur. Ce cristal est conçu pour le quasi-accord de phase pour un complémentaire allant de 1400 nm à 1480 nm et une pompe de 1064 nm, selon la température du cristal. Les deux faces du cristal sont traitées antireflet aux trois longueurs d'onde. Les miroirs M_1 , M_2 et M_3 sont traités pour avoir une forte transmission ($T > 95\%$) pour le complémentaire (3800-4500 nm) et

une haute réflexion pour la pompe et le signal résonant ($R > 99,9\%$), tandis que le miroir M_4 est conçu pour avoir une forte transmission pour la pompe et le complémentaire et une forte réflexion pour le signal ($R > 99,9\%$). Un isolateur optique est placé en sortie du laser de pompe pour protéger celui-ci des retours parasites. Un télescope permet d'adapter la taille du faisceau à l'ouverture de l'isolateur optique. On mesure une transmission de 93% en sortie de l'isolateur. Un système lame demi-onde et cube polariseur permet un ajustement de puissance sans pour autant avoir à toucher au laser. Une lentille de 200 mm permet de focaliser le faisceau sur $53 \mu\text{m}$ dans le cristal. Lorsque la cavité est alignée,

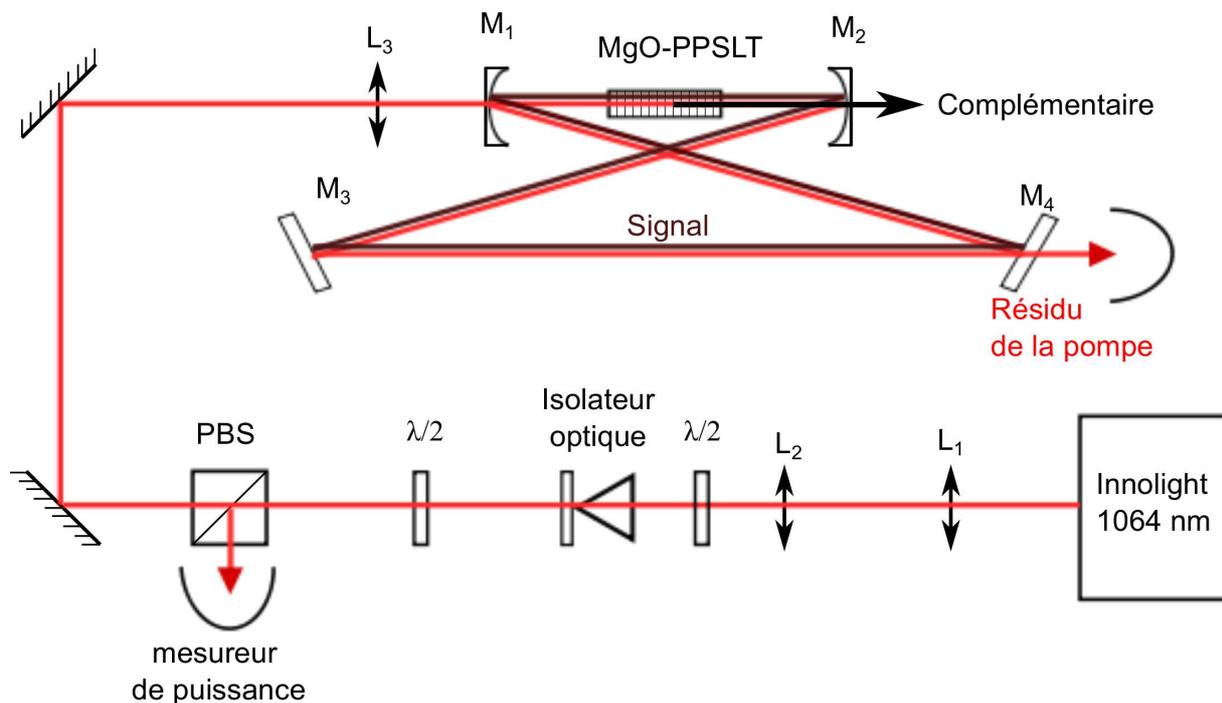


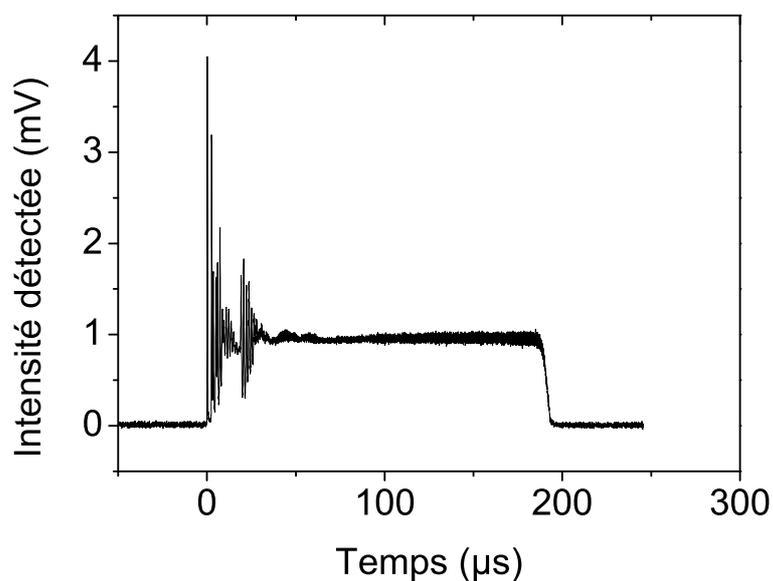
FIGURE B.1 – Montage expérimental du SROPO continu à somme de fréquence

une photodiode placée derrière le miroir M_3 détecte des franges d'interférence lorsqu'on tapote sur un miroir de cavité. On augmente alors la puissance de la pompe progressivement en suivant en même temps sa déplétion. Malheureusement rien ne se passe. Le seuil d'oscillation est probablement trop élevé pour être franchi avec la puissance de pompe dont on dispose.

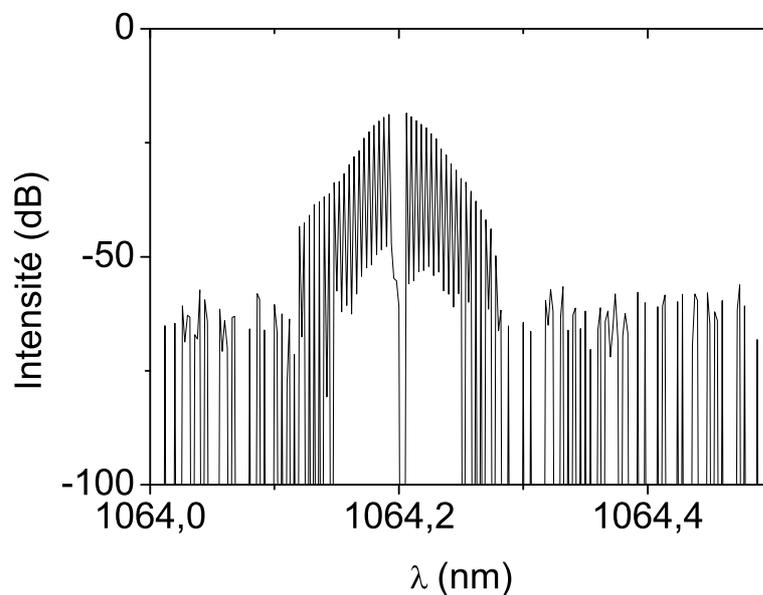
B.3 Fonctionnement en régime quasicontinu

Dans le but d'évaluer le seuil d'oscillation, nous avons étudié l'OPO en pompage quasicontinu. Cette configuration de pompage nous donne accès à une forte puissance crête tout en limitant les effets thermiques. Pour ce faire nous avons donc monté un laser quasicontinu. C'est un laser Nd :YAG à cavité linéaire en pompage transverse (à 800 nm) par deux barrettes de diodes de puissance. Il émet des impulsions de $200 \mu\text{s}$ avec une puissance crête maximale de 100 W. La figure B.2(a) montre la forme d'une impulsion pompe. Elle montre que après quelques oscillations de relaxation sur quelques dizaines

de μs la puissance se stabilise autour de sa valeur nominale. La figure B.2(b) montre le spectre de la pompe. On y mesure une largeur spectrale à -3 dB de 12 pm. Cela correspond à 20 modes longitudinaux.



(a)

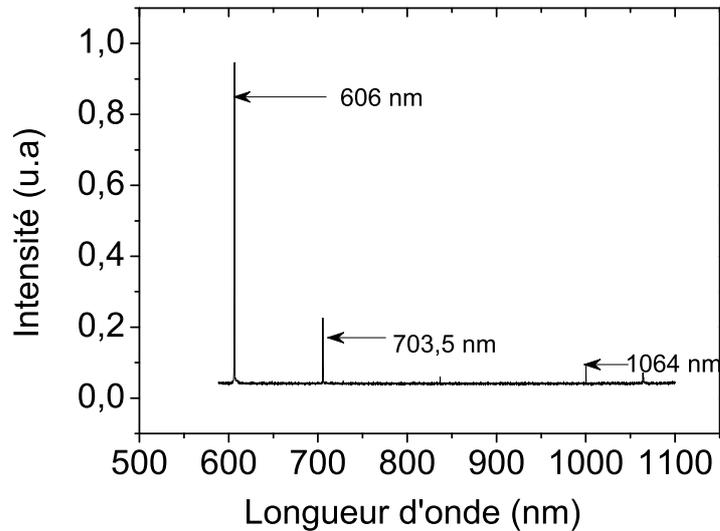


(b)

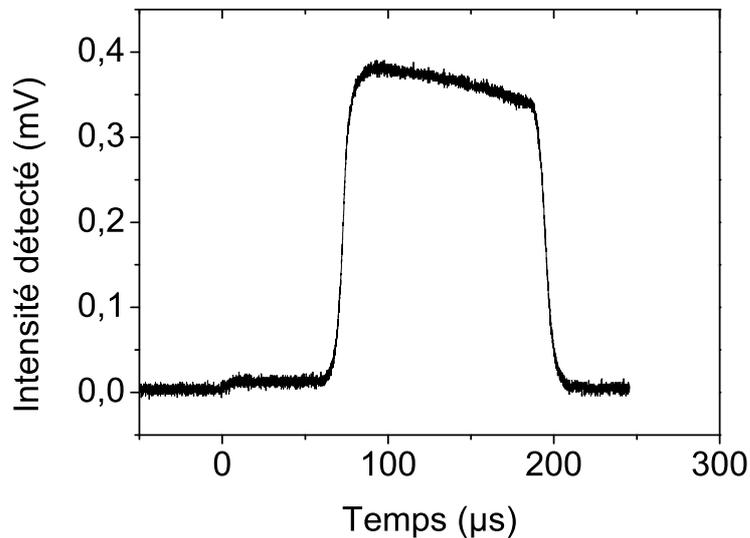
FIGURE B.2 – (a) : Forme de l'impulsion pompe. (b) : Spectre de la pompe

Nous avons gardé la même géométrie de cavité qu'en pompage continu. Nous fixons la température du cristal à 100°C . L'oscillation a lieu pour une puissance crête de pompe de 29 W, ce qui explique l'impossibilité du fonctionnement en régime continu avec seulement

10 W de puissance de pompe. On observe alors un rayonnement rouge issu du doublage du signal à $1,4 \mu\text{m}$. La figure B.3(a) est un spectre typique des rayonnements disponibles en sortie de l'OPO dans la gamme 590-1100 nm. On y observe notamment un rayonnement à 606 nm résultant de la somme de fréquences parasite entre la pompe et le signal résonant. Cela confirme la faisabilité du concept de somme de fréquences.



(a)



(b)

FIGURE B.3 – (a) : Spectre de l'OPO à somme de fréquences. (b) : Forme d'impulsion signal à $1,4 \mu\text{m}$.

L'impulsion signal (voir la figure B.3(b)) démarre après une durée de $90 \mu\text{s}$ et elle a une durée de $110 \mu\text{s}$.

B.4 Conclusion

Bien que le fonctionnement en régime continu n'ait pas été obtenu en raison du seuil élevé (29 W) inatteignable avec notre laser de pompe qui délivre 10 W de puissance, nous avons démontré la faisabilité du concept en régime quasicontinu. Le fonctionnement en régime continu d'un dispositif similaire pompé en intracavité dans un laser Nd :YVO₄ a d'ailleurs été publié récemment [119].

Annexe C

Publications et Communications

Publications dans des revues internationales à comité de lecture

- [P1] *"Stimulated Raman scattering in an optical parametric oscillator based on periodically poled MgO-doped stoichiometric LiTaO₃"*,
Thu-Hien My, Olivier Robin, Oussama Mhibik, Cyril Drag et Fabien Bretenaker,
Optics Express **17**, 5912 (2009).
- [P2] *"Frequency stabilization at the kilohertz level of a continuous intracavity frequency doubled singly resonant optical parametric oscillator"*,
Oussama Mhibik, Thu-Hien My, David Pabœuf, Fabien Bretenaker et Cyril Drag,
Optics Letters **35**, 2364-2366 (2010).
- [P3] *"Diode-pumped Pr :BaY₂F₈ continuous-wave orange laser"*,
David Pabœuf, Oussama Mhibik, Fabien Bretenaker, Philippe Goldner, Daniela Parisi et Mauro Tonelli,
Optics Letters **36**, 280-282 (2011).
- [P4] *"Sub-kHz level stabilization of an intracavity doubled continuous wave optical parametric oscillator using Pound-Drever-Hall scheme"*,
Oussama Mhibik, David Pabœuf, Cyril Drag et Fabien Bretenaker,
Optics Express **19**, 18049 (2009).

Conférences

- [C1] *"Visible Optical Parametric Oscillators for Application to Quantum Memories : an All Solid-State Alternative to CW Dye Lasers"*,
Thu-Hien My, Oussama Mhibik, Cyril Drag et Fabien Bretenaker
Metamaterials and their Applications : Hyderabad, India (2008),
invited conference.
- [C2] *"Single frequency and tunable operation of a continuous intracavity frequency doubled singly resonant optical parametric oscillator"*,

- Thu-Hien My, Oussama Mhibik, Cyril Drag et Fabien Bretenaker,
Conference on Lasers and Electro Optics (CLEO) : Baltimore, USA (2009),
Oral.
- [C3] *"Tunable operation of a continuous intracavity frequency doubled singly resonant optical parametric oscillator"*,
Thu-Hien My, Oussama Mhibik, Cyril Drag et Fabien Bretenaker,
Conference on Lasers and Electro Optics (CLEO) : Munich, Germany (2009),
Oral.
- [C4] *"Optical parametric Oscillator with a long coherence length"*,
Oussama Mhibik, Thu-Hien My, Cyril Drag et Fabien Bretenaker,
JNCO : Lyon, France (2009),
Invited conference.
- [C5] *"Narrow linewidth tunable, visible parametric sources"*,
Oussama Mhibik, Tu-Hien My, David Pabœuf, Cyril Drag et Fabien Bretenaker,
Colloque Alain Boussy : Orsay, France (2010),
Poster.
- [C6] *"CW Visible intracavity frequency-doubled singly resonant optical parametric oscillator stabilized at the kHz level"*,
Oussama Mhibik, Thu-Hien My, David Pabœuf, Cyril Drag et Fabien Bretenaker,
PAMO : Orsay, France (2010),
Poster.
- [C7] *"Continuous intracavity frequency doubled singly resonant optical parametric oscillator frequency-stabilized at the kHz level"*,
Oussama Mhibik, David Pabœuf, Cyril Drag et Fabien Bretenaker,
EUROPHOTON : Hamburg, Germany (2010),
Poster.
- [C8] *"Continuous-wave Diode-pumped Pr³⁺ :BaY₂F₈ Orange Laser"*,
David Pabœuf, Oussama Mhibik, Fabien Bretenaker, Philippe Goldner, Daniela Parisi, and Mauro Tonelli ,
Conference on Lasers and Electro Optics (CLEO) : Baltimore, USA (2011),
Oral.
- [C9] *"Single-Frequency Continuous-wave Diode-pumped Pr³⁺ :BaY₂F₈ Orange Laser"*,
David Pabœuf, Oussama Mhibik, Fabien Bretenaker, Philippe Goldner, Daniela Parisi, and Mauro Tonelli ,
Conference on Lasers and Electro Optics (CLEO) : Munich, Germany (2011),
Oral.
- [C10] *"The kHz Level Stabilization of an Intracavity Doubled Continuous Wave Optical Parametric Oscillator Using Pound-Drever-Hall Scheme"*,
Oussama Mhibik, David Pabœuf, Fabien Bretenaker et Cyril Darg,
Conference on Lasers and Electro Optics (CLEO) : Munich, Germany (2011),
Poster.

- [C11] *"Orange Emitting Diode-pumped Pr³⁺ :BaY₂F₈ Laser"*,
David Pabœuf, Oussama Mhibik, Fabien Bretenaker, Philippe Goldner, Daniela Parisi, and Mauro Tonelli,
International Conference on Luminescence : Michigan, USA (2011),
Oral.
- [C12] *"Sub-kHz Level Stabilization of an Intracavity Doubled Continuous Wave Optical Parametric Oscillator Using Pound-Drever-Hall Scheme"*,
Oussama Mhibik, David Pabœuf, Fabien Bretenaker et Cyril Darg,
Optics Marseille : Marseille, France (2011),
Poster.

Table des figures

1	Disponibilité des sources lasers commerciales en fonction de la longueur d'onde.	8
I.1	(a) Représentation schématique des ions de terres rares substituant un ion de la matrice hôte sans aucune déformation de celle-ci. (b) Profil homogène de largeur $\Delta\nu_{hom}$ identique pour tous ces ions actifs dans un tel cristal dit « parfait »	6
I.2	En conséquence de la distorsion des sites cristallins occupés par les ions actifs dans un cristal réel (a), leurs fréquences de résonance sont décalées et ne sont plus les mêmes. L'ensemble constitue une distribution statistique de largeur $\Delta\nu_{inhom}$ (b)	6
I.3	Structure hyperfine du Pr : Y ₂ SiO ₅	7
I.4	Représentation schématique illustrant la possibilité de couvrir la totalité du spectre visible avec trois familles de colorants	8
I.5	(a) : Diagramme d'énergie illustrant les différents mécanismes de transfert d'énergie dans une molécule de colorant (b) : Schéma montrant l'architecture d'un laser à colorant commercial fonctionnant en onde progressive	9
I.6	Dispositif expérimental tiré des travaux de Bornemann <i>et al.</i> [16]	10
I.7	Figure tirée de la référence [27] et qui montre l'architecture de la source orange à semiconducteur développée par Fedorova <i>et al.</i>	13
I.8	Architecture typique d'un OP-VECSEL	14
I.9	(a) : Montage expérimental utilisé par Rautiainen <i>et al.</i> adapté de la référence [31] (b) : Montage expérimental utilisé par Rautiainen <i>et al.</i> adapté de la référence [32]	16
I.10	(a) : Architecture d'un laser à émission directe par un processus d'up-conversion [33] (b) : Architecture d'un laser utilisant un processus Raman en cascade puis une somme/doublage de fréquence intracavité [34] (c) : Architecture d'un laser mettant en œuvre un processus Raman suivi d'un doublage de fréquence hors cavité [35]	18
I.11	Dispositifs expérimentaux tirés des références [70] et [69] schématisant respectivement un laser à émettant directement dans l'orange (a) et un laser utilisant deux processus non-linéaires en cascade pour atteindre les longueurs d'onde visibles (b)	22
I.12	Architecture de la source paramétrique développée par Strößner <i>et al.</i> [79].	26

I.13	Figure tirée de la référence [81] montrant la configuration de l'OPO rouge réalisé par Melkonian <i>et al.</i> et de sa stabilisation en fréquence à long terme.	27
I.14	Figure issue de la référence [81]. Elle met en avant quelques performances obtenues avec l'OPO rouge de Melkonian <i>et al.</i> . (a) Balayage en fréquence. (b) Stabilité de fréquence à long terme.	28
II.1	Schéma de principe du mécanisme responsable de la génération paramétrique optique dans un cristal d'ordre deux : les niveaux en pointillé sont des niveaux virtuels	40
II.2	(a) : Illustration du mécanisme à l'origine de la génération de second harmonique. (b) : Dépendance de la puissance produite de l'accord de phase. Courbe en bleu : accord de phase réalisé. Courbe en rouge : accord de phase non réalisé.	42
II.3	Efficacité de conversion d'un processus non-linéaire d'ordre deux dans le cas du quasi-accord de phase (courbe en vert) dans un cristal polarisé périodiquement, à accord de phase parfait (courbe en bleu) et en présence de désaccord de phase (courbe en rouge).	44
II.4	Gain simple passage en fonction du désaccord en phase obtenu à partir de l'équation (II.46)	46
II.5	(a) : Diagramme illustrant le fonctionnement en cluster dans un DROPO (b) : Possibilité de fonctionnement monomode dans un DROPO.	51
III.1	Accordabilité en fonction de la température d'un cristal de PPSLT mono-réseau ($\Lambda = 7,97\mu\text{m}$) pompé dans le vert à 532 nm.	56
III.2	Evolution temporelle de la fréquence du laser de pompe mesurée avec un lambdamètre de résolution 0,02 pm	57
III.3	Le signal sortant d'un générateur basse fréquence (GBF) est amplifié et envoyé au piézo d'un des deux miroirs du Fabry-Perot. Le signal transmis par le Fabry-Perot est mesuré à l'aide d'une photodiode.	59
III.4	densité spectrale de puissance du bruit de fréquence de la pompe mesurée sur une seconde.	59
III.5	Spectre du Verdi reconstruit à partir de la densité spectrale de puissance de bruit de fréquence de la figure III.4	62
III.6	Dispositif expérimental de l'OPO simplement résonnant doublé en intracavité.	62
III.7	Puissance du signal visible à 606 nm issue de la génération du second harmonique du complémentaire. Figure d'après la thèse de Thu-Hien My [5].	65
III.8	Accordabilité en longueur d'onde de l'OPO pour le signal, le complémentaire et le complémentaire doublé en fréquence en fonction de la température du cristal non-linéaire de PPSLT pour une puissance de pompe de 6 W.	65
III.9	Densité spectrale de puissance du bruit de fréquence de signal orange mesurée sur une seconde.	67

III.10	Spectre de complémentaire doublé calculé à partir de la DSP de bruit de fréquence de la figure III.9 (courbe en pointillé orange) et son ajustement par une gaussienne (courbe en trait noir).	68
III.11	Dispositif expérimental adapté de l'article [100]	69
III.12(a)	: Schéma de principe de l'asservissement mis en œuvre par Al-Tahtamouni <i>et al.</i> [102] (b) : Courbe expérimentale adaptée de la même référence que III.12(a) montrant la stabilité à long terme du complémentaire par rapport à la cavité de référence (échantillonnage = 1s).	70
III.13	Dispositif expérimental utilisé par Lenhar <i>et al.</i> [105]	71
III.14	Schéma de principe de l'OPO réalisé par Andrieux <i>et al.</i> et mettant en avant le dispositif expérimental utilisé pour asservir un SROPO sur un pic de transmission d'une cavité Fabry-Perot	72
IV.1	Schéma de principe d'une source laser asservie en fréquence. ν_0 est la fréquence de référence, ν_L est la fréquence instantanée du laser, et ε est le signal d'erreur de l'asservissement en sortie de comparateur et défini comme la différence entre ν_0 et ν_L	75
IV.2	Représentation schématique de la réponse d'un discriminateur de fréquence	76
IV.3	Cavité Fabry-Perot	79
IV.4	Module (a) et phase en unités de π (b) de la fonction de transfert d'une cavité Fabry-Perot avec $\Delta\nu_{1/2} = 10$ MHz.	83
IV.5	Montage de l'expérience d'asservissement sur frange de pic de transmission.	84
IV.6	(a) : Gain du correcteur pour un gain proportionnel de 20 dB et une fréquence de coude de 10 kHz (b) : Évolution de la phase du correcteur en unités de π	86
IV.7	Bande passante de l'ampli haute tension SVR150/3 en fonction de la charge capacitive.	87
IV.8	Evolution de la fréquence du complémentaire doublé lorsque la longueur de la cavité est balayée à une fréquence de 1 Hz.	88
IV.9	Représentation schématique du montage expérimental mis en place pour la mesure de la résonance mécanique de la cale piézoélectrique.	88
IV.10	courbes expérimentales montrant l'évolution de la réponse du transducteur piézoélectrique et de l'amplificateur haute tension en fonction de la fréquence (a) norme de V_s/V_e . (b) phase de V_s/V_e	90
IV.11(a)	: Modélisation du gain de l'ensemble OPO, transducteur piézoélectrique et de l'amplificateur haute tension. (b) : Modélisation de l'évolution de la phase de l'ensemble en unité de OPO, transducteur piézoélectrique et de l'amplificateur haute tension.	91
IV.12	Modélisation du gain de la fonction de transfert en boucle ouverte (a) : Gain. (b) : Phase en unités de π	92
IV.13	Densité spectral de puissance de bruit de fréquence du complémentaire de l'OPO doublé asservi sur un flanc de pic de transmission d'une cavité Fabry-Perot mesurée sur une seconde.	92

IV.14	Spectre du champ complémentaire de OPO doublé en fréquence et stabilisé sur un flanc de pic de transmission de Fabry-Perot calculé numériquement à partir de la DSP de bruit de fréquence mesurée sur 1 s.	93
IV.15	Evolution de la fréquence de l'OPO asservi sur plus d'une heure.	94
IV.16	Schéma de principe de l'asservissement PDH.	96
IV.17	Evolution de l'amplitude du signal PDH en fonction du désaccord en fréquence pour une fréquence de modulation de 25 MHz et une cavité de finesse égale à 3000. (a) : Terme en cosinus. (b) : Terme en sinus.	97
IV.18	(a) Réponse du Fabry-Perot de référence à une rampe de tension. (b) : en transmission. (b) : en réflexion.	99
IV.19	Signal modulé en phase transmis par le Fabry-Perot de haute finesse.	100
IV.20	Signal transmis par le Fabry-Perot et signal PDH en fonction du désaccord entre la fréquence de l'OPO et la résonance de la cavité normalisée à la fréquence de modulation lorsque la longueur de la cavité est modulée. ν_L , ν_0 et f_m sont respectivement la fréquence du laser, la fréquence de résonance du Fabry-Perot et la fréquence de modulation.	101
IV.21	DSP du bruit de fréquence du complémentaire doublé calculée à partir du signal d'erreur mesuré sur une seconde.	103
IV.22	Modélisation du gain de la fonction de transfert en boucle ouverte pour l'asservissement de Pound-Drever-Hall (a) : Gain. (b) : Phase en unités de π	104
IV.23	Schéma de principe du filtre à avance de phase utilisé.	105
IV.24	Fonction de transfert du filtre à avance de phase mesurée expérimentalement (a) : Gain. (b) : Phase en unités de π	106
IV.25	DSP de bruit de fréquence de complémentaire doublé asservi calculé à partir de signal d'erreur mesuré sur une seconde montrant l'effet du filtre à avance de phase.	106
IV.26	Spectre du champ électrique du complémentaire doublé (courbe en noire) et son ajustement par une gaussienne (courbe en rouge).	107
IV.27	(a) Stabilité de fréquence à long terme : (1) recherche de la résonance. (2) asservissement enclenché. (3) asservissement décroché. (b) : Possibilité de balayer la fréquence de l'OPO en continu sur plus de 100 MHz lorsqu'il est asservi.	107
IV.28	Immunité de l'asservissement PDH au bruit d'intensité.	108
IV.29	Densité spectrale de bruit de fréquence du signal non résonant de l'OPO mesuré sur 1 s.	109
V.1	Transitions laser dans le visible offertes par les matériaux dopés à l'ion Pr^{3+}	115
V.2	Spectres d'émission d'après la référence [117] de : (a) BYF. (b) KYF.	117
V.3	Absorption du $\text{Pr} : \text{KYF}_4$ autour de 600 nm.	117
V.4	Profil d'intensité de la diode de pompe.	118
V.5	Montage expérimental du laser orange : DL, diode laser ; $f_1=4$ mm ; $f_{\text{cy11}}=-20$ mm ; $f_{\text{cy11}}=50$ mm ; $f_2=100$ mm ; $f_3=300$ mm ; $f_4=75$ mm. M_1 et M_2 sont des ménisques dont le rayon de courbure est de 50 mm.	118

V.6	(a) : Puissance du laser en fonction de la puissance de pompe pour différents coupleurs de sortie à température ambiante. (b) : Propriétés spatiales du faisceau orange	119
V.7	Photos montrant le laser en fonctionnement.	120
V.8	Evolution de l'absorption du cristal de BYF avec la température.	121
V.9	Puissance du laser en fonction de la puissance de pompe pour différents coupleurs de sortie pour une température de cristal de 10°C.	121
V.10	Faisceau orange analysé par une cavité Fabry-Perot confocale de 1 GHz d'ISL mettant en évidence le fonctionnement monomode du laser.	122
V.11	Prototype de laser orange.	122
V.12	Illustration schématique du problème d'absorption à la longueur d'onde laser des fluorures dopés au Pr ³⁺	124
B.1	Montage expérimental du SROPO continu à somme de fréquence	130
B.2	(a) : Forme de l'impulsion pompe. (b) : Spectre de la pompe	131
B.3	(a) : Spectre de l'OPO à somme de fréquences. (b) : Forme d'impulsion signal à 1,4μm.	132

Liste des tableaux

I.1	Données spectroscopiques sur quelques ions de terre rare en matrice cristalline en faible concentration et à basse température.	5
I.2	Une brève revue de littérature des principaux lasers à fibre qui émettent aux longueurs d'onde oranges/rouges.	19
I.3	Tableau récapitulatif des principales sources laser à solides massifs rapportées.	23
II.1	Possibilités d'accord de phase dans les cristaux uniaxes.	43
III.1	Tableau récapitulatif donnant les principaux pics de bruit affectant la fréquence de laser de pompe.	60
III.2	Tableau récapitulatif donnant les principaux pics de bruit affectant la fréquence de l'OPO doublé.	67
V.1	Tableau comparatif entre les deux axes explorés au cours de cette thèse et le laser à colorant.	125

Nota : les numéros en violet clair qui apparaissent à la fin de chaque entrée bibliographique, renvoient à la page où cela a été citée.

Bibliographie

- [1] T. H. MAIMAN : Stimulated optical radiation in ruby. *Nature*, **187**:493–494, (1960). [7](#)
- [2] A. EINSTEIN : Zur quantentheorie der strahlung. *Phys. Z.*, **18**:121–128, (1917). [7](#)
- [3] P. A. FRANKEN, A. E. HILL, C. W. PETERS et G. WEINREICH : Generation of optical harmonics. *Phys. Rev. Lett.*, **7**:118–119, (1961). [7](#), [35](#)
- [4] J. A. GIORDMAINE et R. C. MILLER : Tunable coherent parametric oscillation in LiNbO₃ at optical frequencies. *Phys. Rev. Lett.*, **14**(24):973–976, (1965). [7](#), [24](#)
- [5] T-H. MY : *Étude et réalisation de sources lasers visibles à grande longueur de cohérence pour la manipulation cohérente d'ions de terre rare*. Thèse de doctorat, Université Paris XI, Laboratoire Aimé Cotton, (2010). [8](#), [65](#), [116](#), [140](#)
- [6] G. HÉTET, J. J. LONGDELL, A. L. ALEXANDER, P. K. LAM et M. J. SELLARS : Electro-optic quantum memory for light using two-level atoms. *Phys. Rev. Lett.*, **100**:023601–023605, (2008). [4](#)
- [7] M. P. HEDGES, J. J. LONGDELL, L. YONGMIN et M. J. SELLARS : Efficient quantum memory for light. *Nature*, **465**:1052–1056, (2010). [4](#)
- [8] C. CLAUSEN, I. USMANI, F. BUSSIÈRES, N. SANGOUARD, M. AFZELIUS, H. de RIEDMATTEN et N. GISIN : Quantum storage of photonic entanglement in a crystal. *Nature*, **469**:508–511, (2011). [4](#)
- [9] E. SAGLAMYUREK, N. SINCLAIRA, J. JIN, J. A. SLATER, D. OBLAK, F. BUSSIÈRES, M. GEORGE, R. RICKEN, W. SOHLER et W. TITTEL : Broadband waveguide quantum memory for entangled photons. *Nature*, **469**:512–515, (2011). [4](#)
- [10] R. M. MACFARLANE : High-resolution laser spectroscopy of rare-earth doped insulators : a personal perspective. *J. Lumin.*, **100**:1 – 20, (2002). [5](#)
- [11] S. M. JARRETT et J. F. YOUNG : High-efficiency single-frequency cw ring dye laser. *Opt. Lett.*, **4**:176–178, (1979). [8](#)
- [12] T.F JOHNSTON, R.H. BRADY et W. PROFFITT : Powerful single-frequency ring dye laser spanning the visible spectrum. *Appl. Opt.*, **21**:2307–2316, (1982). [8](#)

- [13] J. YUGANG, F. RONGWEI, X. YUANQIN et C. DEYING : Tunable solid-state laser based on modified polymethyl methacrylate with methanol doped with pyrromethene 580. *Appl. Opt.*, **50**:1302–1306, (2011). 10
- [14] B. H. SOFFER et B. B. MCFARLAND : Continuously tunable, narrow band organic dye lasers. *Appl. Phys. Lett.*, **10**:266–268, (1967). 10
- [15] S. SINGH, V. R. KANETKAR, G. SRIDHAR, V. MUTHUSWAMY et K. RAJA : Solid-state polymeric dye lasers. *J. Lumin.*, **101**:285 – 291, (2003). 10
- [16] R. BORNEMANN et U. LEMMER : Continuous-wave solid-state dye laser. *Opt. Lett.*, **31**:1669–1671, (2006). 10, 139
- [17] M. HOUSSIN, M. Jardino and B. GELY et M. DESAINTEFUSCIEN : Design and performance of a few-kilohertz-linewidth dye laser stabilized by reflection in an optical resonator. *Opt. Lett.*, **13**:823, (1988). 11
- [18] J. HOUGH, D. HILS, M. D. RAYMAN, Ma L.-S., L. HOLLBERG et J. L. HALL : Dye laser frequency stabilization using optical resonators. *Appl. Phys. B*, **33**:179–185, (1984). 11
- [19] B.C. YOUNG, F.C. CRUZ, W.M. ITANO et J.C. BERGQUIST : Visible lasers with subhertz linewidths. *Phys. Rev. Lett.*, **82**:3799–3802, (1999). 11, 94
- [20] Ch. SALOMON, D. HILS et J. L. HALL : Laser stabilization at the millihertz level. *J. Opt. Soc. Am. B*, **5**:1576–1587, (1988). 11
- [21] K. SUGIYAMA et A. MORINAGA : Frequency stabilization of a dye laser to a reference cavity with sub-hertz relative linewidth. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **10B**:L1811–L1814, (1991). 11
- [22] B. JULSGAARD, A. WALTHER, S. KRÖLL et L. RIPPE : Understanding laser stabilization using spectral hole burning. *Opt. Express*, **15**:11444–11465, (2007). 11
- [23] C.J. NUESE, A.G. SIGAI et J.J. GANNON : Orange laser emission and bright electroluminescence from $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}$ vapor-grown p-n junctions. *Appl. Phys. Lett.*, **20**:431–434, (1972). 12
- [24] D.H. JANG, Y. KANEKO et K. KISHINO : Shortest wavelength (607 nm) operations of GaInP/AlInP distributed bragg reflector lasers. *Electron. Lett.*, **28**:428–430, (1992). 12
- [25] L.B CHANG et L.Z SHIA : Room-temperature continuous wave operation of a visible AlGaAs/InGaP transverse junction stripe laser grown by liquid phase epitaxy. *Appl. Phys. Lett.*, **60**:1090–1092, (1992). 12

- [26] R. BOHDAN, A. BERCHA, W. TRZECIAKOWSKI, F. DYBALA, B. PIECHAL, M. BOU SANAYEH, M. REUFER et P. BRICK : Pressure and temperature tuning of In-GaP/AlGaInP laser diodes from red to yellow. *Physica Status Solidi (b)*, **246**:508–511, (2009). 12
- [27] K. FEDOROVA, M. CATALUNA, P. BATTLE, C. KALEVA, I. KRESTNIKOV, D. LIVSHITS et E. RAFAILOV : Orange light generation from a PPKTP waveguide end pumped by a cw quantum-dot tunable laser diode. *Appl. Phys. B*, **103**:41–43, (2011). 12, 13, 139
- [28] J. HASTIE, S. CALVEZ, M. DAWSON, T. LEINONEN, A. LAAKSO, J. LYYTIKÄINEN et M. PESSA : High power CW red VECSEL with linearly polarized TEM₀₀ output beam. *Opt. Express*, **13**:77–81, (2005). 14
- [29] T. SCHWARZBÄCK, M. EICHFELDER, W.-M. SCHULZ, R. ROSSBACH, M. JETTER et P. MICHLER : Short wavelength red-emitting AlGaInP-VECSEL exceeds 1.2 W continuous-wave output power. *Appl. Phys. B*, **102**:1–6, (2010). 14
- [30] E. GERSTER, I. ECKER, S. LORCH, C. HAHN, S. MENZEL et P. UNGER : Orange-emitting frequency-doubled GaAsSb/GaAs semiconductor disk laser. *J. Appl. Phys.*, **94**:7397–7401, (2003). 14
- [31] J. RAUTIAINEN, A. HÄRKÖNEN, V.M. KORPIJÄRVI, P. TUOMISTO, M. GUINA et O. G. OKHOTNIKOV : 2.7 W tunable orange–red GaInNAs semiconductor disk laser. *Opt. Express*, **15**:18345–18350, (2007). 15, 16, 139
- [32] J. RAUTIAINEN, I. KRESTNIKOV, J. NIKKINEN et O. G. OKHOTNIKOV : 2.5 W orange power by frequency conversion from a dual-gain quantum-dot disk laser. *Opt. Lett.*, **35**:1935–1937, (2010). 15, 16, 139
- [33] O. HELLMIG, S. SALEWSKI, A. STARK, J. SCHWENKE, P. E. TOSCHEK, K. SENGSTOCK et V. M. BAEV : Multicolor diode-pumped upconversion fiber laser. *Opt. Lett.*, **35**:2263–2265, (2010). 17, 18, 19, 139
- [34] Y. FENG, S. HUANG, A. SHIRAKAWA et K-I. UEDA : Multiple-color cw visible lasers by frequency sum-mixing in a cascading raman fiber laser. *Opt. Express*, **12**:1843–1847, (2004). 18, 19, 139
- [35] J. BOULLET, L. LAVOUTE, A. D. BERTHELEMOT, V. KERMÈNE, P. ROY, V. COUDERC, B. DUSSARDIER et A-M. JURDYC : Tunable red-light source by frequency mixing from dual band Er/Yb co-doped fiber laser. *Opt. Express*, **14**:3936–3941, (2006). 17, 18, 19, 139
- [36] S. C. GOH, R. PATTIE, C. BYRNE et D. COULSON : Blue and red laser action in Nd³⁺:Pr³⁺ co-doped fluorozirconate glass. *Appl. Phys. Lett.*, **67**:768–770, 1995. 19

- [37] P. XIE et T. R. GOSNELL : Room-temperature upconversion fiber laser tunable in the red, orange, green, and blue spectral regions. *Opt. Lett.*, **20**:1014–1016, (1995). 19
- [38] T. SANDROCK, H. SCHEIFE, E. HEUMANN et G. HUBER : High-power continuous-wave upconversion fiber laser at room temperature. *Opt. Lett.*, **22**:808–810, (1997). 19
- [39] T.P. BARANIECKI, R. CASPARY et W. KOWALSKY : All-fiber red fiber laser in ring configuration. *Appl. Phys. B*, **83**:17–20, (2006). 19
- [40] H. OKAMOTO, K. KASUGA, I. HARA et Y. KUBOTA : Visible–NIR tunable Pr³⁺-doped fiber laser pumped by a GaN laser diode. *Opt. Express*, **17**:20227–20232, (2009). 19
- [41] S. I. KABLUKOV, S. A. BABIN, D. V. CHURKIN, A. V. DENISOV et D. S. KHARENKO : Frequency doubling of a broadband raman fiber laser to 655 nm. *Opt. Express*, **17**:5980–5986, (2009). 19
- [42] R. WAARTS, D. NAM, S. SANDERS, J. HARRISON et B. J. DINERMAN : Two-dimensional Er :YSGG microlaser array pumped with a monolithic two-dimensional laser diode array. *Opt. Lett.*, **19**:1738–1740, (1994). 20
- [43] H. LIU, S-H. ZHOU et Y. C. CHEN : High-power monolithic unstable-resonator solid-state laser. *Opt. Lett.*, **23**:451–453, (1998). 20
- [44] D-W. CHEN, C. L. FINCHER, T. S. ROSE, F. L. VERNON et R. A. FIELDS : Diode-pumped 1-W continuous-wave Er :YAG 3- μ m laser. *Opt. Lett.*, **24**:385–387, (1999). 20
- [45] P. BURDACK, T. FOX, M. BODE et I. FREITAG : 1 W of stable single-frequency output at 1.03 μ m from a novel, monolithic, non-planar Yb :YAG ring laser operating at room temperature. *Opt. Express*, 14:4363–4367, 2006. 20
- [46] C. GAO, M. GAO, Y. ZHANG, Z. LIN et L. ZHU : Stable single-frequency output at 2.01 μ m from a diode-pumped monolithic double diffusion-bonded Tm :YAG nonplanar ring oscillator at room temperature. *Opt. Lett.*, **34**:3029–3031, (2009). 20
- [47] D-W. CHEN, P. M. BELDEN, T. S. ROSE et S. M. BECK : Narrowband Er :YAG nonplanar ring oscillator at 1645 nm. *Opt. Lett.*, **36**:1197–1199, (2011). 20
- [48] M. BODE, I. FREITAG, A. TÜNNERMANN et H. WELLING : Frequency-tunable 500-mw continuous-wave all-solid-state single-frequency source in the blue spectral region. *Opt. Lett.*, **22**:1220–1222, (1997). 20
- [49] N. UEHARA et K-I. UEDA : 193-mHz beat linewidth of frequency-stabilized laser-diode-pumped Nd :YAG ring lasers. *Opt. Lett.*, **18**:505–507, (1993). 20

- [50] K. NAKAGAWA, A. S. SHELKOVNIKOV, T. KATSUDA et M. OHTSU : Absolute frequency stability of a diode-laser-pumped Nd :YAG laser stabilized to a high-finesse optical cavity. *Appl. Opt.*, **33**:6383–6386, (1994). 20
- [51] M. HYODO, T. CARTY et K. SAKAI : Near shot-noise-level relative frequency stabilization of a laser-diode-pumped Nd :YVO₄ microchip laser. *Appl. Opt.*, **35**:4749–4753, (1996). 20
- [52] P. CAMY, J. L. DOUALAN, R. MONCORGÉ, J. BENGOCHEA et U. WEICHMANN : Diode-pumped Pr³⁺ :KY₃F₁₀ red laser. *Opt. Lett.*, **32**:1462–1464, (2007). 21, 23, 116
- [53] K. HASHIMOTO et F. KANNARI : High-power GaN diode-pumped continuous wave Pr³⁺-doped LiYF₄ laser. *Opt. Lett.*, **32**:2493–2495, (2007). 21, 23, 116
- [54] F. CORNACCHIA, A. RICHTER, E. HEUMANN, G. HUBER, D. PARISI et M. TONELLI : Visible laser emission of solid state pumped LiLuF₄ :Pr³⁺. *Opt. Express*, **5**:992–1002, (2007). 21, 23, 120
- [55] B. XU, P. CAMY, J-L. DOUALAN, Z. CAI et R. MONCORGÉ : Visible laser operation of Pr³⁺-doped fluoride crystals pumped by a 469 nm blue laser. *Opt. Express*, **19**:1191–1197, (2011). 21, 23, 116
- [56] A. RICHTER, E. HEUMANN, G. HUBER, V. OSTROUMOV et W. SEELERT : Power scaling of semiconductor laser pumped praseodymium-lasers. *Opt. Express*, **15**:5172–5178, (2007). 21, 23, 116, 120
- [57] F. CORNACCHIA, A. Di LIETO, M. TONELLI, A. RICHTER, E. HEUMANN et G. HUBER : Efficient visible laser emission of GaN laser diode pumped Pr-doped fluoridescheelite crystals. *Opt. Express*, **16**:15932–15941, (2008). 21, 23
- [58] U. WEICHMANN, A.R. BELLANCOURT, S. GRONENBORN, U. MACKENS et H. MOENCH. : Blue diode-pumped Pr :YLF laser with planar resonator optics. *Appl. Phys. B*, **101**:747–751, (2010). 21, 23, 116
- [59] E. OSIAC, E. HEUMANN, G. HUBER, S. KÜCK, E. SANI, A. TONCELLI et M. TONELLI : Orange and red upconversion laser pumped by an avalanche mechanism in Pr³⁺, Yb³⁺ :BaY₂F₈. *Appl. Phys. Lett.*, **82**:3832, (2003). 21
- [60] T-H. MY, P. GOLDNER, O. GUILLOT-NOEL, M. TONELLI et F. BRETENAKER : Single-frequency operation of an orange avalanche upconversion laser for high-resolution laser spectroscopy. *EPJ. Applied Physics*, **42**:121–124, (2008). 21, 23
- [61] J. JANOUSEK, S. JOHANSSON, P. TIDEMAND-LICHTENBERG, S. WANG, J. MORTENSEN, P. BUCHHAVE et F. LAURELL : Efficient all solid-state continuous-wave yellow-orange light source. *Opt. Express*, **13**:1188–1192, (2005). 21, 22

- [62] J. L. MORTENSEN, A. MCWILLIAM, Christopher G. LEBURN, P. TIDEMAND-LICHTENBERG, M. THORHAUGE, J. JANOUSEK, C. T.A. BROWN, A. A. LAGATSKY, P. BUCHHAVE et W. SIBBETT : Up to 30 mW of broadly tunable CW green-to-orange light, based on sum-frequency mixing of Cr^{4+} :forsterite and $\text{Nd}:\text{YVO}_4$ lasers. *Opt. Commun.*, **260**:637 – 640, (2006). 21, 22
- [63] H.M. PASK, P. DEKKER, R.P. MILDREN, D.J. SPENCE et J.A. PIPER : Wavelength-versatile visible and UV sources based on crystalline raman lasers. *Prog. Quantum Electron.*, **32**(3-4):121 – 158, (2008). 21
- [64] P. R. MILDREN, H. M. PASK, H. OGILVY et J. A. PIPER : Discretely tunable, all-solid-state laser in the green, yellow, and red. *Opt. Lett.*, **30**:1500–1502, (2005). 21, 22
- [65] P. DEKKER, H. M. PASK et J. A. PIPER : All-solid-state 704 mW continuous-wave yellow source based on an intracavity, frequency-doubled crystalline raman laser. *Opt. Lett.*, **32**:1114–1116, (2007). 21, 23
- [66] A. J. LEE, J. LIN et H. M. PASK : Near-infrared and orange–red emission from a continuous-wave, second-stokes self-raman $\text{Nd}:\text{GdVO}_4$ laser. *Opt Lett.*, **35**:3000–3002, (2010). 21, 23
- [67] A. J. LEE, D. J. SPENCE, J. A. PIPER et H. M. PASK : A wavelength-versatile, continuous-wave, self-raman solid-state laser operating in the visible. *Opt. Express*, **18**:20013–20018, (2010). 21, 23
- [68] A. J. LEE, H. M. PASK, J. A. PIPER, H. ZHANG et J. WANG : An intracavity, frequency-doubled BaWO_4 raman laser generating multi-watt continuous-wave, yellow emission. *Opt. Express*, **18**:5984–5992, (2010). 21, 23
- [69] Y. K. BU, C.Q. TAN et N. CHEN : Continuous-wave yellow light source at 579 nm based on intracavity frequency-doubled $\text{Nd}:\text{YLF}/\text{SrWO}_4/\text{LBO}$ raman laser. *Laser Phys. Lett.*, pages n/a–n/a, (2011). 21, 22, 23, 139
- [70] T. GÜN, P. METZ et G. HUBER : Power scaling of laser diode pumped $\text{Pr}^{3+}:\text{LiYF}_4$ cw lasers : efficient laser operation at 522.6 nm, 545.9 nm, 607.2 nm, and 639.5 nm. *Opt. Lett.*, **36**:1002–1004, (2011). 21, 22, 23, 116, 122, 139
- [71] A. SENNAROGLU : Broadly tunable continuous-wave orange-red source based on intracavity-doubled Cr^{4+} :forsterite laser. *Appl. Opt.*, **41**:4356–4359, (2002). 22
- [72] M. FIBRICH, H. JELÍNKOVÁ, J. ŠULC, K. NEJEZCHLEB et V. ŠKODA : $\text{Pr}:\text{YAIO}_3$ microchip laser. *Opt. Lett.*, **35**(15):2556–2557, (2010). 23
- [73] R. G. SMITH, J. E. GEUSIC, H. J. LEVINSTEIN, J. J. RUBIN, S. SINGH et L. G. Van UITERT : Continuous optical parametric oscillation in $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$. *Appl. Phys. Lett.*, **12**:308–310, (1968). 24

- [74] S. T. YANG, R. C. ECKARDT et R. L. BYER : Continuous-wave singly resonant optical parametric oscillator pumped by a single-frequency resonantly doubled Nd :YAG laser. *Opt. Lett.*, **18**:971–973, (1993). 24
- [75] M. M. FEJER, G. A. MAGEL, D. H. JUNDT et R. L. BYER : Quasi-phase-matched second harmonic generation : tuning and tolerances. *IEEE J. Quantum Electron.*, **28**:2631–2654, (1992). 25, 43
- [76] J.A. ARMSTRONG, J.F. BLOEMBERGEN, J. DUCUING et P.S. PERSHAN : Interaction between light waves in a nonlinear dielectric. *Phys. Rev. Lett.*, **127**:1918–1939, (1962). 25, 43
- [77] W. R. BOSENBERG, J. I. ALEXANDER, L. E. MYERS et R. W. WALLACE : 2.5-w, continuous-wave, 629-nm solid-state laser source. *Opt. Lett.*, **23**:207–209, (1998). 25
- [78] T. PETELSKI, R. S. CONROY, K. BENCHEIKH, J. MLYNEK et S. SCHILLER : All-solid-state, tunable, single-frequency source of yellow light for high-resolution spectroscopy. *Opt. Lett.*, **26**:1013–1015, (2001). 25
- [79] U. STRÖßNER, J-P. MEYN, R. WALLENSTEIN, P. URENSKI, A. ARIE, G. ROSENMAN, J. MLYNEK, S. SCHILLER et A. PETERS : Single-frequency continuous-wave optical parametric oscillator system with an ultrawide tuning range of 550 to 2830 nm. *J. Opt. Soc. Am. B : Opt. Phys.*, **19**:1419–1424, (2002). 26, 139
- [80] S. BAHBAH, F. BRETENAKER et C. DRAG : Single-frequency quasi-continuous red radiation generated by a green-pumped singly resonant optical parametric oscillator. *Opt. Lett.*, **31**:1283–1285, (2006). 27, 55
- [81] J-M. MELKONIAN, T-H. MY, F. BRETENAKER et C. DRAG : High spectral purity and tunable operation of a continuous singly resonant optical parametric oscillator emitting in the red. *Opt. Lett.*, **32**:518–520, (2007). 27, 28, 48, 66, 140
- [82] T-H. MY, C. DRAG et F. BRETENAKER : Single-frequency and tunable operation of a continuous intracavity-frequency-doubled singly resonant optical parametric oscillator. *Opt. Lett.*, **33**:1455–1457, (2008). 27
- [83] S. T. LIN, Y. Y. LIN, R. Y. TU, T. D. WANG et Y. C. HUANG : Fiber-laser-pumped CW OPO for red, green, blue laser generation. *Opt. Express*, **18**:2361–2367, (2010). 28
- [84] D. A. KLEINMAN : Nonlinear dielectric polarization in optical media. *Phys. Rev.*, **126**:1977–1979, (1962). 36
- [85] A. YARIV : *Quantum electronics*. Wiley, (1989). 36
- [86] J. E. MIDWINTER et J. WARNER : The effects of phase matching method and of uniaxial crystal symmetry on the polar distribution of second-order non-linear optical polarization. *Br. J. Appl. Phys.*, **16**:1135, (1965). 37

- [87] R. W. BOYD : *Nonlinear optics*. Academic Press, (2008). 37
- [88] F. ZERNIKE et J. E. MIDWINTER : *Applied nonlinear optics*. Wiley series in pure and applied optics. Wiley, (1973). 37
- [89] J. A. GIORDMAINE : Mixing of light beams in crystals. *Phys. Rev. Lett*, **8**:19, (1962). 42
- [90] P. D. MARKER, R. W. TERHUNE, M. NISENHOF et C. M. SAVAGE : Effects of dispersion and focusing on the production of optical harmonics. *Phys. Rev. Lett*, **8**:21, (1962). 42
- [91] A. YARIV et P. YEH : *Optical waves in crystals : propagation and control of laser radiation*. Wiley classics library. John Wiley and Sons, (2002). 42
- [92] S.E. HARRIS : Tunable optical parametric oscillators. *Proc. IEEE*, **57**:2096–2113, (1969). 45, 127
- [93] A. BRUNER, D. EGER, M. B. ORON, P. BLAU, M. KATZ et S. RUSCHIN : Temperature-dependent sellmeier equation for the refractive index of stoichiometric lithium tantalate. *Opt. Lett.*, **28**:194–196, (2003). 47
- [94] J. E. MIDWINTER et J. WARNER : Focusing dependence of the efficiency of a singly resonant optical parametric oscillator. *Appl. Phys. B*, **66**:663–675, (1998). 47
- [95] M. VAINIO, M. SILTANEN, T. HIETA et L. HALONEN : Continuous-wave optical parametric oscillator based on a bragg grating. *Opt. Lett.*, **35**:1527–1529, (2010). 48
- [96] B. HARDY, A. BERROU, S. GUILBAUD, M. RAYBAUT, A. GODARD et M. LEFEBVRE : Compact, single-frequency, doubly resonant optical parametric oscillator pumped in an achromatic phase-adapted double-pass geometry. *Opt. Lett.*, **36**:678–680, (2011). 49
- [97] G. D. BOYD et D. A. KLEINMAN : Parametric interaction of focused gaussian light beams. *J. Appl. Phys.*, **39**:3597–3639, (1968). 57
- [98] S. GUHA, Wu. FEI-JAIN et J. FALK : The effects of focusing on parametric oscillation. *J. Appl. Phys.*, **18**:907 – 912, (1982). 57
- [99] T-H. MY, O. ROBIN, O. MHIK, C. DRAG et F. BRETENAKER : Stimulated raman scattering in an optical parametric oscillator based on periodically poled MgO-doped stoichiometric LiTaO₃. *Opt. Express*, **17**:5912–5918, (2009). 63
- [100] K. SCHNEIDER, P. KRAMPER, S. SCHILLER et J. MLYNEK : Toward an optical synthesizer : a single-frequency parametric oscillator using periodically poled LiNbO₃. *Opt. Lett.*, **22**:1293–1295, (1997). 69, 141

- [101] K. SCHNEIDER et S. SCHILLER : Narrow-linewidth, pump-enhanced singly-resonant parametric oscillator pumped at 532 nm. *Appl. Phys. B*, **65**:775–777, (1997). 69
- [102] R. AL-TAHTAMOUNI, K. BENCHEIKH, R. STORZ, K. SCHNEIDER, M. LANG, J. MLYNEK et S. SCHILLER : Long-term stable operation and absolute frequency stabilization of a doubly resonant parametric oscillator. *Appl. Phys. B*, **66**:733–739, 1998. 69, 70, 141
- [103] U. STRÖSSNER, A. PETERS, J. MLYNEK, S. SCHILLER, J.-P. MEYN et R. WALLENSTEIN : Single-frequency continuous-wave radiation from 0.77 to 1.73 μm generated by a green-pumped optical parametric oscillator with periodically poled LiTaO₃. *Opt. Lett.*, **24**:1602–1604, 1999. 70
- [104] S. ZASKE, D.-H. LEE et C. BECHER : Green-pumped cw singly resonant optical parametric oscillator based on MgO :PPLN with frequency stabilization to an atomic resonance. *Appl. Phys. B*, **98**:729–735, (2010). 71
- [105] A. LENHARD, S. ZASKE, J. L’HUILIER et C. BECHER : Stabilized diode laser pumped, idler-resonant cw optical parametric oscillator. *Appl. Phys. B*, **102**:757–764, (2011). 71, 141
- [106] E. ANDRIEUX, T. ZANON, M. CADORET, A. RIHAN et J.-J. ZONDY : 500 GHz mode-hop-free idler tuning range with a frequency-stabilized singly resonant optical parametric oscillator. *Opt. Lett.*, **36**:1212–1214, (2011). 71
- [107] J. HELMCKE, S. A. LEE et J. L. HALL : Dye laser spectrometer for ultrahigh spectral resolution : design and performance. *Appl. Opt.*, **21**:1686–1694, (1982). 77
- [108] J. L. HALL et T. W. HÄNSCH : External dye-laser frequency stabilizer. *Opt. Lett.*, **9**:502–504, (1984). 77
- [109] G. A. KERR, N. A. ROBERTSON, J. HOUGH et C. N. MAN : The fast frequency stabilisation of an argon laser to an optical resonator using an extra-cavity electro-optic modulator. *Appl. Phys. B*, **37**:11–16, (1985). 77
- [110] R. W. P. DREVER, J. L. HAL, F. V. KOWALSKI, J. HOUGH, G. M. FORD, A. J. MUNLEY et H. WARD : Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. *Appl. Phys. B*, **31**:97–105, (1983). 94
- [111] J. ALNIS, A. MATVEEV, N. KOLACHEVSKY, Th. UDEM et T. W. HÄNSCH : Subhertz linewidth diode lasers by stabilization to vibrationally and thermally compensated ultralow-expansion glass fabry-pérot cavities. *Phys. Rev. A*, **77**, (2008). 94
- [112] F. ACERNESE : Laser with an in-loop relative frequency stability of 1.0×10^{-21} on a 100-ms time scale for gravitational-wave detection. *Phys. Rev. A*, **79**, (2009). 94

- [113] R.G. SMART, J.N. CARTER, A.C. TROPPER, D.C. HANNA, S.T. DAVEY, S.F. CARTER et D. SZEBESTA : Cw room temperature operation of praseodymium-doped fluorozirconate glass fibre lasers in the blue-green, green and red spectral regions. *Opt. Commun.*, **86**:333 – 340, (1991). 115
- [114] T. SANDROCK, T. DANGER, E. HEUMANN, G. HUBER et B. H. T. CHAI : Efficient continuous wave-laser emission of Pr³⁺-doped fluorides at room temperature. *Appl. Phys. B*, **58**:149–151, (1994). 115
- [115] T. SANDROCK, T. DANGER, E. HEUMANN, G. HUBER et B. H. T. CHAI : Pulsed laser action of Pr :GdLiF₄ at room temperature. *Appl. Phys. B*, **57**:239–241, (1993). 116
- [116] A. RICHTER, N. PAVEL, E. HEUMANN, G. HUBER, D. PARISI, A. TONCELLI, M. TONELLI, A. DIENING et W. SEELERT : Continuous-wave ultraviolet generation at 320 nm by intracavity frequency doubling of red-emitting praseodymium lasers. *Opt. Express*, **14**:3282–3287, (2006). 116
- [117] S. KHIARI, M. VELAZQUEZ, R. MONCORGÉ, J.L. DOUALAN, P. CAMY, A. FERRIER et M. DIAF : Red-luminescence analysis of Pr³⁺ doped fluoride crystals. *J. Alloys Compd.*, **451**:128–131, (2008). 117, 142
- [118] D. FINDLAY et R. A. CLAY : The measurement of internal losses in 4-level lasers. *Phys. Lett.*, **20**:277, (1966). 119
- [119] Q. SHENG, X. DING, S. YIN, C. SHI, X. LI, B. LI, X. YU, W. WEN et J. YAO : A continuous-wave tunable orange-red source based on sum-frequency generation in an intra-cavity periodically poled linbo 3 singly resonant optical parametric oscillator cavity. *J. Opt.*, **13**:095201–095206, (2011). 133