



HAL
open science

Etude théorique et expérimentale des lasers solides bi-fréquences auto-régulés en bruit d'intensité via des non-linéarités intracavité

Kevin Audo

► **To cite this version:**

Kevin Audo. Etude théorique et expérimentale des lasers solides bi-fréquences auto-régulés en bruit d'intensité via des non-linéarités intracavité. Optique [physics.optics]. Université de Rennes, 2018. Français. NNT : 2018REN1S002 . tel-01720039

HAL Id: tel-01720039

<https://theses.hal.science/tel-01720039>

Submitted on 28 Feb 2018

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.

THÈSE / UNIVERSITÉ DE RENNES 1

sous le sceau de l'Université Bretagne Loire

pour le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE RENNES 1

Mention : Photonique

Ecole doctorale Matières, Molécules et Matériaux

présentée par

Kevin Audo

Préparée à l'unité de recherche UMR-CNRS 6082
Institut FOTON

**Etude théorique et
expérimentale des
lasers solides
bi-fréquences
auto-régulés en
bruit d'intensité
via des nonlinéarités
intracavité**

**Thèse soutenue à Rennes
le 09/02/2018**

devant le jury composé de :

Anne AMY-KLEIN

Professeur, Université Paris 13 / *rapporteur*

Eric LACOT

Professeur, Université Grenoble Alpes / *rapporteur*

Thibaut SYLVESTRE

Directeur de Recherche CNRS,
Université de Franche-Comté / *examineur*

Daniel DOLFI

Directeur du Groupe de Physique,
Thales Research&Technology France / *examineur*

Philippe ADAM

Responsable Photonique, DGA / *invité*

Mehdi ALOUINI

Professeur, Université Rennes 1 / *directeur de thèse*

Remerciements

Je tenais tout d'abord à remercier Anne Amy-Klein et Éric Lacot pour m'avoir fait l'honneur de rapporter cette thèse et pour l'intérêt qu'ils ont montré pour mes travaux. Je remercie également Thibaut Sylvestre, Daniel Dolfi et Philippe Adam d'avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse et d'avoir examiné mes résultats.

Je souhaiterais remercier la Direction Générale de l'Armement ainsi que la Région Bretagne qui ont permis le financement de cette thèse. Je remercie également Thales Research&Technology pour le soutien matériel et financier dont j'ai pu bénéficier pour mener à bien ces travaux de recherche.

Je voudrais exprimer ma profonde reconnaissance à mon directeur de thèse Mehdi Alouini pour m'avoir donné l'occasion d'effectuer cette thèse. Ces trois années ont été riches en enseignement à ses côtés que ce soit sur le plan scientifique, professionnel ou rédactionnel. Je lui suis vraiment reconnaissant de m'avoir accordé autant de confiance et d'autonomie ainsi que d'avoir toujours été disponible en cas de besoin. Les discussions fructueuses que nous avons pu avoir pendant ces trois années m'ont permis d'apprendre énormément de choses en profitant de ses grandes connaissances scientifiques et de son expérience.

Je remercie aussi Abdelkrim El Amili pour m'avoir accueilli et formé sur le sujet de thèse à mon arrivé. Travailler à ses côtés m'a permis de débiter ma thèse de la meilleure des manières. Merci à lui de m'avoir transmis le flambeau. Grâce à son travail, il a largement contribué à la réussite de cette thèse. Pour tout cela, je lui suis plus que reconnaissant.

Un grand merci aux électroniciens Ludo et Steve qui ont joué un grand rôle dans les résultats qui ont été obtenus. Pas de doute que sans leur aide et leur savoir-faire, cette thèse aurait été amplement plus compliquée à mener. En particulier, un grand merci à eux d'avoir pris le temps de me dépanner à de nombreuses reprises et d'avoir répondu à toutes mes questions en électronique, parfois un peu débiles, mais qui m'ont permis d'en apprendre beaucoup dans ce domaine. Merci également à eux pour leur bonne humeur quotidienne !

Je tenais à dire un grand merci à Cyril pour toutes les réalisations en mécanique dont j'ai pu bénéficier. C'est une véritable chance de travailler avec quelqu'un d'aussi disponible, efficace et qui nous permet de réaliser tout ce qui nous passe par la tête. De même, ces travaux de thèse n'auraient pas pu être réalisés sans son aide précieuse.

Merci à Anthony pour le support technique en optique et surtout pour le support en informatique. Ces nombreux dépannages, je pense notamment pour Inkscape, m'ont évité des crises de nerfs ! Mon ordinateur te remercie également ! Ce fut un réel plaisir de travailler avec toi. Merci aussi pour les belles représentations en 3D des lasers sous Blender.

Je voudrais remercier Goulc'hen pour son aide précieuse sur certaines parties techniques de mes manip. Son expérience et ses idées ont été essentielles pour éclaircir mes doutes et interrogations. Merci également à lui pour sa jovialité de tous les jours. Tu seras toujours dans ma tête monsieur 1 « connerie » toutes les 10 secondes ! Au moins l'intégration dans l'équipe se fait rapidement avec toi !

Je tenais à exprimer ma gratitude à l'ensemble de l'équipe du DOP. Ce fut une véritable chance de partager ces trois années avec vous. J'ai pu profiter de tous vos conseils avisés, de votre dynamisme et de votre expérience pour non seulement mener cette thèse à son terme mais aussi pour en apprendre beaucoup humainement. La bonne humeur qui règne dans l'équipe fut essentielle pour moi durant ces trois années.

Merci à François (plus connu sous le nom de Mister Parnet) qui m'a accompagné durant ces trois années du début jusqu'à la fin. Ensemble nous avons traversé vents et tempêtes ! Notre soutien mutuel notamment pendant nos périodes de déprime et de doute communes nous ont permis de franchir toutes les barrières pour finalement arriver à bon port. Ce fut un véritable plaisir de festoyer, de partir en délire et de s'échanger des chansons collecteurs avec toi ! Bon courage pour la suite !

Grazie Toré ! Ce fut un immense honneur de partager la même salle de manip que toi, l'expert en V(E)CSEL ! Ton œil avisé sur les problématiques rencontrées n'a d'égal que ton talent pour les résoudre. Merci pour tous les bons moments de rire et pour m'avoir permis de maîtriser parfaitement l'italien. Mi piace la luce ! La patata calda !

Merci à Gwénael pour toute l'aide que tu m'as m'apportée que ce soit sur le plan logistique ou scientifique. Je pense notamment à ton expertise plus qu'avisée sur les mesures de bruit de phase. Sorti fraîchement du doctorat, tes conseils m'ont été d'un grand secours. Ton sérieux, ton professionnalisme en toute circonstance (jamais un dérapage, jamais une facétie, un modèle) est à mettre en avant autant que tes talents artistiques qui ont bercé mon quotidien. Tes dessins resteront à jamais gravés dans ma mémoire !

Je remercie Aurélien, Romain et Marie du clan des non-permanents. Ce fut un plaisir d'avoir pu travailler ensemble et d'avoir partagé toutes ces journées avec vous ! Votre dynamisme ne

rivalise qu'avec votre enthousiasme ! J'espère que nous aurons l'occasion de nous revoir. Bon courage à tous pour la thèse !

Je voudrais faire une salutation particulière aux « anciens » Céline, Noé, Tron et Swapnesh avec qui nous avons partagé de très bon moments.

Je souhaiterais dire un immense merci à François, Jordan, Emilie, Léa, Gaëtan qui m'ont soutenu durant ce périple et ont dû supporter quasiment tous les week-ends mes péripéties. Merci à eux d'avoir cherché à comprendre ce que je faisais ! Heureusement que nos sorties et activités étaient là pour me remotiver dans lors des moments de doute.

Enfin, un immense merci à toute ma famille qui m'a toujours soutenu depuis le début. Je pense notamment à mes frères Romain et Frédéric, à mon père, mes grands-parents... Merci à tous de m'avoir aidé de quelques manières que ce soit. Enfin, j'ai une pensée toute particulière pour ma mère sans qui, clairement, rien de tout cela n'aurait été possible. J'aurais aimé qu'elle soit là pour voir la finalité de cette thèse. Elle m'a toujours aidé à entreprendre ce que je voulais faire peu importe les difficultés. Pour cela, je ne peux que lui dire un immense merci.

A ma mère

Table des matières

Table des matières	1
Introduction générale	5
Chapitre I Etat de l'art sur la réduction du bruit d'intensité des sources lasers à état solide	11
I. 1. INTRODUCTION ET DEFINITION DU BRUIT D'INTENSITE DES LASERS SOLIDES.....	11
I. 1. a. Introduction et bruit d'intensité des lasers classe B.....	11
I. 1. b. Puissance de bruit et bruit d'intensité relatif.....	14
I. 2. ETAT DE L'ART SUR LA REDUCTION DU BRUIT D'INTENSITE DANS LES LASERS SOLIDES.....	15
I. 2. a. Boucle d'asservissement électronique.....	16
I. 2. b. Injection optique.....	19
I. 2. c. Saturation du gain dans un SOA.....	21
I. 2. d. Laser en régime classe A.....	21
I. 2. d. i. Présentation de l'approche	21
I. 2. d. ii. Discussion	25
I. 3. CONCLUSION DU CHAPITRE	26
Chapitre II « Buffer Reservoir » dans les lasers mono-fréquence	27
II. 1. INTRODUCTION	27
II. 2. « BUFFER RESERVOIR » DANS UN LASER ER,YB:VERRE EN UTILISANT L'ABSORPTION A DEUX PHOTONS.....	29
II. 2. a. Description du laser Er,Yb et analyse du bruit d'intensité	29
II. 2. b. Rappel sur les propriétés d'un laser Er,Yb :verre et équations d'évolution	32
II. 2. c. Introduction d'un absorbant non-linéaire peu efficace.....	39
II. 2. d. Modèle théorique en présence de TPA.....	41
II. 2. e. Validation du modèle et optimisation de la réduction de bruit.....	43
II. 2. f. Discussion sur le rôle de l'absorbant non-linéaire.....	47
II. 2. g. Effet du TPA sur les bruits de battements hautes fréquences	48
II. 2. h. Bruit de fréquence du laser en présence du TPA.....	50
II. 2. i. Utilisation du laser faible bruit d'intensité dans une liaison optique-hyperfréquence	52
II. 2. j. Conclusion de la première partie.....	54
II. 3. APPROCHE « BUFFER RESERVOIR » DANS UN LASER CLASSE A	55
II. 3. a. Bruit à basse fréquence.....	57
II. 3. b. Bruit à haute fréquence	59
II. 4. UTILISATION D'UN MECANISME D'ABSORPTION PAR GENERATION DE SECONDE HARMONIQUE COMME « BUFFER RESERVOIR »	64
II. 4. a. Description du laser.....	65
II. 4. b. Bruit à la fréquence des oscillations de relaxation	66
II. 4. c. Bruit de battement à haute fréquence.....	70

II. 4. d. Conclusion	71
II. 5. CONCLUSION DU CHAPITRE.....	72
Chapitre III Bruit d'intensité des lasers bi-fréquences solides en présence de TPA intra-cavité.....	75
III. 1. INTRODUCTION SUR LE BRUIT DES LASERS BI-FREQUENCES.....	75
III. 2. « BUFFER RESERVOIR » GENERE PAR TPA DANS UN LASER SOLIDE BI-FREQUENCE.....	77
III. 3. MODELISATION D'UN LASER BI-FREQUENCE EN PRESENCE D'ABSORPTION NON-LINEAIRE.....	83
III. 3. a. <i>Mesure du couplage entre les modes propres du laser.....</i>	<i>84</i>
III. 3. a. i. Couplage sans absorbant non-linéaire	87
III. 3. a. ii. Couplage avec absorbant non-linéaire introduisant des pertes non-linéaires communes	90
III. 3. a. iii. Couplage avec absorbant non-linéaire introduisant des pertes non-linéaires sélectives	93
III. 3. b. <i>Equations d'évolution et dynamique du laser bi-fréquence avec « buffer reservoir »</i>	<i>96</i>
III. 3. b. i. Valeurs stationnaires du système.....	98
III. 3. b. ii. Fonction de transfert en intensité du laser.....	99
III. 3. c. <i>Validation du modèle bi-fréquence sans TPA.....</i>	<i>104</i>
III. 3. c. i. . Laser avec séparation spatiale de 20 μm dans le milieu actif.....	106
III. 3. c. ii. Laser avec séparation spatiale de 50 μm dans le milieu actif	111
III. 3. d. <i>Modélisation du laser bi-fréquence avec TPA.....</i>	<i>113</i>
III. 3. d. i. . En présence des pertes non-linéaires communes	113
III. 3. d. ii. . En présence des pertes non-linéaires sélectives.....	115
III. 3. d. iii. . Optimisation de la réduction de bruit dans le régime bi-fréquence	118
III. 3. e. <i>Réalisation d'un laser bi-fréquence avec réduction de bruit optimisée.....</i>	<i>120</i>
III. 3. e. i. Caractérisation du bruit d'intensité	120
III. 3. e. ii. Caractérisation du bruit de phase du battement optique	122
III. 4. CONCLUSION DU CHAPITRE	125
Chapitre IV Approche « buffer reservoir » par utilisation d'absorption par SHG dans les lasers bi-fréquences.....	129
IV. 1. INTRODUCTION.....	129
IV. 2. ABSORPTION PAR SHG DANS UN LASER ER,Yb MONO-FREQUENCE.....	132
IV. 3. UTILISATION DE SHGA DANS UN LASER BI-FREQUENCE.....	137
IV. 4. MODELISATION DE LA REPOSE DU LASER LORSQUE SEUL UN MODE EST SOUMIS AUX PERTES NON-LINEAIRES	141
IV. 4. a. <i>Mesure du couplage des modes dans l'Er,Yb lorsque les pertes ne sont appliquées que sur un mode.....</i>	<i>142</i>
IV. 4. b. <i>Solutions stationnaires et fonction de transfert en intensité.....</i>	<i>143</i>
IV. 4. c. <i>Spectres de RIN théoriques</i>	<i>146</i>
IV. 5. UTILISATION DU QUASI-ACCORD DE PHASE	149
IV. 5. a. <i>Laser mono-fréquence.....</i>	<i>149</i>
IV. 5. b. <i>Description du cristal.....</i>	<i>149</i>
IV. 5. c. <i>Rappel sur le quasi-accord de phase et discussion</i>	<i>150</i>
IV. 5. d. <i>Expérience.....</i>	<i>154</i>

IV. 6. LASER BI-FREQUENCE AVEC SHGA PAR EMPLOI D'UN CRISTAL DE PPLN	158
IV. 6. a. Réalisation du laser et bruit d'intensité	158
IV. 6. b. Discussion sur la dynamique du laser et la réduction de bruit	162
IV. 7. CONCLUSION ET PERSPECTIVES	169
Conclusion générale.....	171
1. CONCLUSION	171
2. PERSPECTIVES	175
Annexe A : Dimensionnement de la cavité laser utilisée dans les mesures de couplage	179
Annexe B : Recherche d'un cristal non-linéaire doubleur à 1,55 μm et influence de la double réfraction sur l'efficacité de SHG.....	183
Publications et communications	191
Table des abréviations.....	193
Table des figures	195
Bibliographie.....	205

Introduction générale

La première réalisation d'un maser (« Microwave amplification by stimulated emission of radiation ») a ouvert la voie au développement de sources cohérentes émettant aux longueurs d'ondes optiques [1,2]. Ainsi, en 1958, Townes et Schawlow furent les premiers à proposer un système amplificateur par émission stimulée dans la gamme du visible [3]. Deux ans plus tard Maimann réalise le premier laser (« Light amplification by stimulated emission of radiation ») basé sur un cristal de rubis pompé par lampe flash et émettant à 694 nm [4]. Dans les années qui ont suivi, de nombreux groupes ont montré la possibilité d'obtenir une oscillation laser en utilisant d'autres types de milieu actifs. Ainsi, Javan, Bennet et Herriot reportent la même année que Maimann la réalisation d'un laser utilisant un milieu actif gazeux He-Ne. En 1962, Hall démontre le premier laser basé sur un semi-conducteur. Puis, en 1966, Sorokin réalise pour la première fois un laser utilisant un colorant liquide comme milieu actif. Depuis, la technologie laser a largement évolué de par le large intérêt qu'ont ces sources cohérentes à faisceau directionnel et qui peuvent émettre des puissances optiques importantes. Les applications sont aussi bien civiles (lecture CD/DVD, imprimerie, lecture code-barres, télécommunications optiques, médicales) que militaires (contre-mesures, lidar-radar), liées à la recherche (refroidissement d'atomes, spectroscopie, fusion nucléaire contrôlée) ou à l'industrie (usinage, soudure). Malgré l'avènement de différents types de lasers, les lasers basés sur des milieux actifs à état solide, c'est-à-dire des verres ou cristaux dopés avec des ions (par exemple : laser Rubis, Nd:YAG, Ti:Saphir, Er:Yb), restent largement utilisés dans de nombreux domaines. En effet, ceux-ci présentent l'avantage de fournir de faibles largeurs de raie et de grandes puissances de sortie. Ils restent également compacts avec la possibilité de réaliser des cavités de quelques cm de long voir quelques mm dans le cas de lasers « microchips » par exemple. Les lasers solides se sont ainsi imposés pour des applications qui requièrent à la fois des puissances optiques importantes et de faible bruit de phase. Nous pouvons citer par exemple les interféromètres Virgo et Ligo [5-7] ou encore la génération d'onde micro-onde ultrastable [8] au sein de liaisons optique-micro-onde [9]. Ces lasers ont également permis l'avènement des peignes de fréquence qui ont révolutionné la métrologie temps/fréquence [10-12].

Par ailleurs, un avantage supplémentaire des lasers solides concerne la possibilité d'implémenter facilement des éléments optiques dans la cavité permettant de modifier son fonctionnement. Par exemple, nous pouvons citer l'obtention d'un régime impulsionnel par l'insertion d'absorbant saturable ou encore la réalisation de doublage intra-cavité en forte efficacité. Cette propriété a également été exploitée pour la réalisation de lasers bi-fréquences et bi-polarisations [13]. Les lasers bi-fréquences se caractérisent par l'oscillation de deux modes

propres dont les polarisations sont orthogonales entre elles et de fréquences différentes [14,15]. Cet écart en fréquence est intéressant puisqu'il permet de générer un battement haute fréquence (GHz, voire THz) [16,17]. Le régime bi-fréquence est obtenu par insertion d'éléments biréfringents dans la cavité. Les lasers bi-fréquences peuvent ainsi être à un ou deux axes de propagation. Dans le premier cas, l'utilisation de lames de phase permet de générer deux fréquences optiques sur des chemins optiques confondus. La différence de fréquence, ou battement optique, est limitée par l'intervalle spectral libre de la cavité et est typiquement dans la gamme de quelques GHz [18]. Pour obtenir une architecture laser à deux axes, les éléments biréfringents sont employés pour séparer spatialement les modes dans le milieu actif afin de lever leur dégénérescence spatiale. Les lasers bi-axes permettent d'outrepasser la limite fixée par l'intervalle spectrale libre de la cavité et d'atteindre des battements de plusieurs THz, la largeur de gain du milieu actif limitant la fréquence de battement maximale. En outre, de nombreuses études ont montré la possibilité de stabiliser de façon très robuste la fréquence de battement [18–21].

De ce fait, ces lasers solides bi-fréquences se sont avérés être d'excellents candidats dans de nombreux domaines tels que la métrologie [22], la spectroscopie [23], l'imagerie polarimétrique [24], les lidars-radars [25] ou la photonique micro-onde [18,26,27]. Les lasers à état solide souffrent cependant de fluctuations d'intensité résonantes à la fréquence des oscillations de relaxation. Cet excès de bruit d'intensité est inhérent au comportement dynamique de ce type de laser [28]. Ces fluctuations d'intensité résonantes sont également présentes dans les lasers bi-fréquences à état solide. En particulier, lorsque les modes sont couplés dans le milieu actif, le comportement du laser est identique à celui de deux oscillateurs couplés. Chaque mode propre du laser présente alors deux fréquences de résonance [29,30].

Le bruit d'intensité à la fréquence des oscillations de relaxation est un inconvénient majeur des lasers solides qui limite leur utilisation pratique pour les applications précédemment citées que ce soit dans le régime mono-fréquence ou bi-fréquence [27,31–33]. C'est pourquoi la réduction de ces fluctuations d'intensité est un enjeu considérable et a fait l'objet de recherches approfondies au cours de ces dernières années. Plusieurs méthodes, que nous détaillerons dans le *Chapitre 1*, ont ainsi été mises en œuvre dans ce but avec plus ou moins d'efficacité et des contraintes d'implémentation. Dans les lasers bi-fréquences, la suppression simultanée du bruit aux deux fréquences de résonance s'avère extrêmement complexe à obtenir.

Le développement d'une solution permettant de réduire n'importe quel type de bruit résonant dans les lasers solides y compris en régime bi-fréquence serait ainsi essentiel pour ouvrir de nouvelles perspectives d'application à ces lasers. L'idéal serait que cette méthode soit passive, compacte, simple à mettre en œuvre et efficace sur une large plage fréquentielle.

L'objectif de cette thèse est d'étudier une nouvelle approche baptisée « buffer reservoir » pour la réduction des bruits résonants des lasers solides bi-fréquences.

Dans ces travaux, nous porterons notre attention sur l'insertion d'un mécanisme non-linéaire dans la cavité laser permettant de réguler l'échange entre l'inversion de population et le flux de photons, échange résonant responsable des oscillations de relaxation. Nous validerons tout d'abord cette nouvelle approche dans des lasers en régime mono-fréquence. Ceci nous permettra de donner un aperçu de son efficacité notamment en comparaison avec les méthodes habituelles de réduction de bruit. Nous explorerons les avantages et les limites de cette méthode. Nous proposerons différents moyens d'implémentation du mécanisme régulateur de bruit. Puis, nous adapterons cette méthode aux lasers bi-fréquences. Nous veillerons à rester sur des architectures mono-axe, i.e., les plus contraignantes en termes de réduction de bruit. Tout au long du manuscrit, les résultats expérimentaux seront utilisés pour développer un modèle prédictif de la dynamique du laser, modèle qui nous servira par la suite à optimiser ces lasers. Ce travail théorique sera essentiel pour comprendre comment le mécanisme du « buffer reservoir » agit et qu'elles sont ses répercussions sur le comportement dynamique du laser.

Cette thèse est articulée autour de quatre parties :

La première partie sera consacrée à l'état de l'art des méthodes de réduction du bruit d'intensité dans des lasers à état solide. Tout d'abord, nous détaillerons l'origine des bruits résonants au sein des lasers solides. Nous rappellerons les principales classes de dynamiques de lasers et notamment la dynamique classe B des lasers solides qui est à l'origine des fluctuations d'intensité. Enfin, nous présenterons les techniques habituelles de réduction du bruit à la fréquence des oscillations de relaxation. Nous verrons ainsi les avantages et les points limitants de chacune des méthodes. Nous nous servirons de cet état de l'art pour dessiner les contours de notre approche.

Dans la deuxième partie, nous nous intéresserons à l'effet de l'insertion d'un « buffer reservoir », à travers un mécanisme d'absorption non-linéaire, dans la cavité sur le bruit d'intensité du laser. Cette première étude sera menée au sein de lasers fonctionnant en régime mono-fréquence. Nous entamerons le chapitre en procédant à un rappel sur les propriétés des milieux actifs Er,Yb:verre. En effet, la plupart des travaux menés dans cette thèse se feront sur ce

type de laser pour deux raisons : ils émettent aux longueurs d'onde télécom et ces lasers co-dopés permettent d'un point de vue scientifique de nous placer dans le cas le plus général, les lasers simplement dopés menant à des hypothèses simplificatrices. Nous étudierons ensuite l'influence d'un mécanisme d'absorption à deux photons (« Two Photon Absorption », TPA) intra-cavité sur le bruit d'intensité à la fréquence des oscillations de relaxation. En parallèle, nous développerons un modèle théorique rendant compte de la présence de l'absorbant non-linéaire intra-cavité. A l'aide d'analyses expérimentales, nous serons en mesure de décrire précisément comment agit le TPA dans le laser. Ceci nous permettra d'optimiser les performances du processus non-linéaire. De ce fait, nous analyserons dans un second temps si cette méthode de réduction de bruit est efficace sur le bruit en excès apparaissant à plus haute fréquence, dans la gamme GHz. L'apport d'un tel laser dans une application de type liaison optique-hyperfréquence sera testé. L'ensemble de ces résultats nous amènera naturellement à généraliser la technique du « buffer reservoir » à l'ensemble des absorptions non-linéaires en mettant en œuvre de l'absorption par génération de seconde harmonique (« Second Harmonic Generation Absorption», SHGA).

Nous nous focaliserons dans la troisième partie sur l'utilisation de cette méthode de réduction de bruit en régime bi-fréquence et en architecture mono-axe. Nous utiliserons du TPA que nous insérerons dans un laser Er,Yb:verre en fonctionnement bi-modes et bi-polarisations. Pour valider et expliquer le comportement du laser en présence du TPA, nous adapterons le modèle théorique du précédent chapitre au cas bi-fréquence. Nous serons amenés à vérifier comment évolue le taux de couplage des modes dans le milieu actif en présence des pertes non-linéaires. Nous mettrons en place un banc de mesure dédié. Ce dernier nous permettra de bâtir les équations d'évolution dans un laser bi-fréquence en présence de TPA. Nous étudierons la validité du modèle en comparant les spectres de bruit théoriques avec les résultats expérimentaux. Ces comparaisons seront effectuées pour différentes configurations du laser. Nous mettrons en évidence les limitations du « buffer reservoir » dans le cas bi-fréquence et procéderons à son optimisation. Enfin, nous nous interrogerons sur l'influence de la diminution du bruit d'intensité sur le bruit de phase du battement optique micro-onde. Au cours de ce chapitre, nous mettrons en évidence l'importance de posséder un mécanisme d'absorption non-linéaire qui soit sensible de la polarisation.

En conséquence, la quatrième partie sera consacrée à la réalisation d'un laser bi-fréquence régulé en intensité par utilisation de SHGA. Après discussion, nous verrons qu'il est bénéfique de profiter de la dépendance en polarisation de ce processus d'absorption pour mettre en place une configuration atypique et simplifiée du laser. Plus précisément, nous vérifierons si l'insertion de pertes non-linéaires uniquement sur un seul mode propre du laser permet de stabiliser en

intensité les deux modes laser. Nous étudierons deux types de cristaux non-linéaires pour introduire le SHGA dans un laser Er,Yb:verre. Nous validerons l'utilisation de ces cristaux dans un laser mono-fréquence puis nous mettrons en évidence la meilleure solution à utiliser en régime bi-fréquence. Le modèle théorique sera adapté à cette configuration ce qui nous permettra d'expliquer le comportement dynamique du laser.

Pour conclure, nous résumerons les résultats obtenus à l'aide de cette nouvelle approche de réduction de bruit d'intensité par « buffer reservoir ». Nous essayerons de montrer ce que peut offrir l'auto-stabilisation en intensité de lasers solides mono-fréquences et bi-fréquences. Finalement, nous dégagerons quelques perspectives.

Chapitre I

Etat de l'art sur la réduction du bruit d'intensité des sources lasers à état solide

I. 1. Introduction et définition du bruit d'intensité des lasers solides

I. 1. a. Introduction et bruit d'intensité des lasers classe B

Les lasers à milieux actifs à état solide présentent un avantage certain pour de nombreuses applications de par leur faible largeur de raie et leur possibilité de fournir de grande puissance. Cependant, ce type de laser souffre de bruit d'intensité qui peut limiter leur utilisation dans certaines applications comme en optique micro-onde. Une des contributions majeures aux fluctuations d'intensité des lasers à état solide provient des résonances existantes dans le système et qui sont inhérentes à la dynamique classe B du laser [28,34]. Il existe en effet trois familles de dynamiques de laser qui sont gouvernées par la façon dont interagissent l'inversion de population, les photons et la polarisation. Plus précisément, le comportement dynamique est classé en fonction des échelles des temps caractéristiques associées à ces variables : le temps de vie d'inversion de population que nous noterons τ_{inv} , le temps de vie des photons dans la cavité noté τ_{ph} et le temps de vie de la polarisation noté τ_{polar} . Tel que l'a décrit Arecchi [35,36] nous distinguons ainsi les lasers :

- Classe C : Lorsque ces trois temps caractéristiques sont du même ordre de grandeur soit $\tau_{ph} \approx \tau_{inv} \approx \tau_{polar}$, le laser est dans une dynamique classe C. Le système est alors gouverné par l'interaction entre l'ensemble des variables. Ces lasers peuvent présenter des comportements chaotiques en raison des trois degrés de liberté du système. Les lasers émettant dans l'infra-rouge lointain tel que les lasers NH_3 , CH_3Cl ou encore HCOOH sont des exemples typiques de lasers classe C [37].
- Classe B : Ce type de dynamique concerne les lasers dont les temps de vie τ_{ph} et τ_{inv} sont plus courts que τ_{polar} . De ce fait, l'évolution de la polarisation s'élimine adiabatiquement supprimant un degré de liberté du laser. Le système peut être alors vu comme l'interaction entre deux réservoirs de population : l'inversion de population et la population de photon

(voir Figure 1). Le comportement dynamique du laser est décrit par deux équations d'évolutions correspondant à ces réservoirs de populations. Les lasers à état solide [38], les lasers CO₂ [39] ou encore les lasers semi-conducteur en cavité courte [40] appartiennent à la classe B.

- Classe A : Les lasers dont le temps de vie d'inversion de population est largement inférieur à celui des autres constantes de temps du système, $\tau_{ph} \gg \tau_{inv}, \tau_{polar}$ est décrit par une dynamique de classe A. Dans ce cas, l'évolution de l'inversion de population et de la polarisation s'élimine adiabatiquement. L'oscillation laser est seulement décrite par une équation d'évolution relative au flux de photon. Comme exemple de lasers classe A, nous pouvons citer les lasers He-Ne ou encore les lasers à colorants. De plus, les lasers semi-conducteur en cavité externe longue ou de grande finesse peuvent être classe A [41,42].

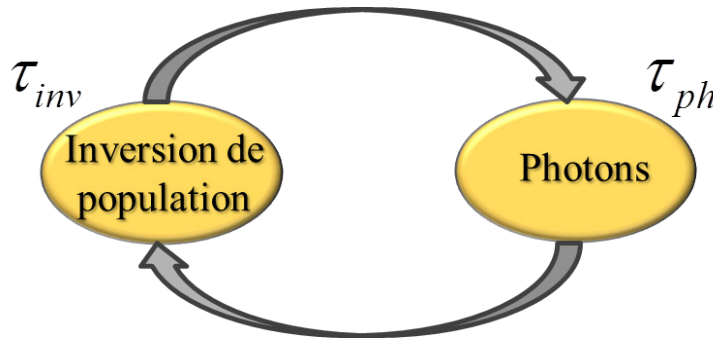


Figure 1 : Représentation schématique des interactions entre le réservoir d'inversion de population et le réservoir de photons.

Dans leur configuration usuelle, la dynamique des lasers solides est caractérisée par une dynamique de classe B. En effet, les temps de vie des niveaux concernés par l'inversion de population dans ce type de milieu actif sont de l'ordre de la ms à la μ s. Ainsi, dans la plupart des cas, avec des cavités de l'ordre du centimètre, le temps de vie des photons dans la cavité est alors inférieur au temps de vie d'inversion de population du milieu actif. Dans ce cas, l'inversion de population ne suit pas l'évolution des photons. L'interaction entre ces deux réservoirs de population devient résonante. En conséquence, ces lasers de classe B sont sujets à un phénomène d'oscillation de relaxation [34]. En effet, si le laser sort de son régime stationnaire, en raison d'une perturbation externe par exemple, le retour à l'état stationnaire se fait sous la forme d'une oscillation amortie à la fréquence de résonance du système. Le régime transitoire d'un laser classe B est ainsi caractérisé par ces oscillations de relaxation. Ce phénomène est particulièrement visible au démarrage d'un laser où l'intensité décrit des impulsions (« spikes ») puis oscille avant d'atteindre un régime stationnaire [38,43]. Une fois que le régime stationnaire est établi, l'intensité du laser va présenter un pic de résonance à la fréquence des oscillations de

relaxation alimenté par les bruits extérieurs et son bruit propre. La réponse du laser à ces perturbations est équivalente à celle d'un filtre passe bas d'ordre 2 dont la fonction de transfert est donnée par :

$$H(f) = \frac{H(0)}{1 - \left(\frac{f}{f_R}\right)^2 + i \frac{f}{f_c}}, \quad (I-1)$$

avec f_R la fréquence de résonance et f_c la fréquence de coupure. Nous avons représenté à titre d'illustration la fonction de transfert d'un tel filtre sur la Figure 2. Cette fonction de transfert est marquée par la présence d'une résonance puis d'une décroissance de -40 dB/décade.

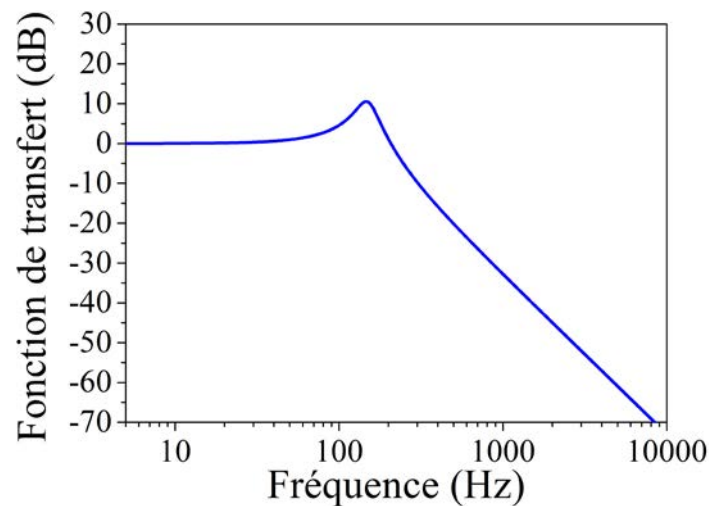


Figure 2 : Fonction de transfert d'un filtre d'ordre 2 avec résonance calculée à partir de l'équation (I-1) et correspondant au comportement dynamique d'un laser classe B.

Les lasers de classe B vont ainsi être caractérisés par un excès de bruit d'intensité à la fréquence des oscillations de relaxation. Ces fluctuations d'intensité résonante sont un des principaux facteurs limitant l'utilisation des lasers solides pour des applications nécessitant des niveaux de bruit très bas. Différentes méthodes ont de ce fait été développées dans l'objectif de supprimer le bruit à la fréquence des oscillations de relaxation. Nous les décrirons dans la suite tout en mettant en évidence leurs limites. Cet état de l'art nous orientera naturellement vers une nouvelle approche que nous étudierons et exploiterons dans ce manuscrit. Avant cela, nous proposons tout d'abord de procéder à quelques rappels sur les différentes sources de bruit d'intensité apparaissant lors d'une mesure.

I. 1. b. Puissance de bruit et bruit d'intensité relatif

Pour caractériser les performances d'un laser, il est courant de décrire son bruit d'intensité en termes de bruit d'intensité relatif (« Relative Intensity Noise » (RIN)). Expérimentalement, la mesure est réalisée en convertissant l'intensité du faisceau optique provenant du laser en signal électrique à l'aide d'une photodiode. L'utilisation d'un analyseur de spectre électrique (« Electrical Spectrum Analyser » (ESA)) permet d'acquérir la puissance de bruit de ce signal électrique ($P_{bruit}(f)$) en fonction de la fréquence. Nous considérons que l'impédance d'entrée de l'ESA est adaptée à celle de la photodiode. Le RIN correspond à la puissance électrique de bruit normalisé par la bande passante d'analyse et par la puissance électrique moyenne délivrée par la photodiode dans la résistance de charge :

$$RIN(f) = \frac{P_{bruit}(f)}{R_{ph} \langle I_{ph} \rangle^2 RBW}, \quad (I-2)$$

où $\langle I_{ph} \rangle^2$ est le photo-courant moyen délivré par la photodiode, R_{ph} la résistance de charge de la photodiode et RBW la bande passante d'analyse.

Lors d'une mesure de puissance de bruit, le bruit provenant du laser n'est pas le seul détecté. En effet, il existe d'autres sources de bruit qui vont se sommer à celle du laser : le bruit thermique et le bruit de grenaille de la chaîne de détection. La puissance électrique de bruit $P_{bruit}(f)$ mesurée avec l'ESA est constituée de l'ensemble de ces contributions de bruit.

Le bruit thermique est induit par l'agitation thermique des électrons au sein de la résistance de charge de la photodiode. Ce bruit va entraîner des fluctuations du photo-courant mesuré. La puissance du bruit thermique est donnée par :

$$P_{Bruit}^{Th} = k_B T RBW, \quad (I-3)$$

avec k_B la constante de Boltzman et T la température ambiante. A noter que le bruit thermique est un bruit blanc indépendant de la fréquence et qu'il ne dépend pas du photo-courant détecté.

Le bruit de grenaille (« shot noise ») a pour source la nature corpusculaire des charges qui produisent une dispersion autour de la valeur moyenne du courant. Ces fluctuations donnent naissance à un bruit blanc. Contrairement au bruit thermique, le bruit de grenaille ne dépend pas de la température du système et évolue en fonction du photo-courant moyen. La puissance du bruit de grenaille vaut :

$$P_{Bruit}^{Gr} = 2qR_{ph} \langle I_{ph} \rangle RBW, \quad (I-4)$$

avec q la charge élémentaire d'un électron.

Le bruit du laser, le bruit thermique et le bruit de grenaille étant indépendant, la puissance électrique de bruit mesurée correspond à la somme de ces contributions de bruit telle que :

$$P_{Bruit}(f) = P_{Bruit}^{Th}(f) + P_{Bruit}^{Gr}(f) + P_{Bruit}^{Laser}(f). \quad (I-5)$$

En partant de cette expression, nous pouvons exprimer le RIN équivalent :

$$RIN(f) = \frac{k_B T}{R_{ph} \langle I_{ph} \rangle^2} + \frac{2q}{\langle I_{ph} \rangle} + RIN_L(f), \quad (I-6)$$

avec $RIN_L(f)$ le RIN du laser.

Les différents spectres de RIN que nous obtiendrons dans la suite de ce manuscrit correspondront à l'équation (I-6) et incluront l'ensemble des contributions de bruit.

I.2. Etat de l'art sur la réduction du bruit d'intensité dans les lasers solides

La réduction du bruit d'intensité des lasers a toujours été un sujet de recherche important en raison de l'intérêt de posséder des sources stables pour un grand nombre d'application. Plusieurs approches ont émergé dans cet objectif.

Nous pouvons tout d'abord citer les travaux se focalisant sur la réduction du bruit des lasers en dessous de la limite quantique par la production d'état de lumière « compressé » en amplitude (« amplitude-squeezed light ») [44,45]. Cet état non-classique de lumière se caractérise par une onde optique dont l'amplitude possède une variance plus faible qu'un état cohérent. La statistique des photons est alors sub-poissonienne. Cette diminution des fluctuations d'amplitude se fait au détriment d'une augmentation des fluctuations de phase en raison du principe d'incertitude d'Heisenberg. Pour obtenir ce type d'état, une approche standard repose sur l'utilisation d'effets non-linéaires tel que la génération de seconde-harmonique (SHG) [46]. Ainsi, différents groupes ont montré que les photons doublés en fréquence atteignaient des niveaux de bruits en dessous du bruit quantique en optimisant l'effet à l'aide d'oscillateur paramétrique optique [7,47–50]. En particulier, il faut noter que Walls et al. [51] ont montré théoriquement que l'implémentation de SHG ou d'absorption à deux photons au sein d'une

cavité laser permettrait de diminuer également les fluctuations d'intensité du faisceau fondamental, c'est-à-dire du mode laser.

Parallèlement à ces études, d'autres groupes se sont intéressés à la réduction de l'excès de bruit d'intensité à des fréquences précises et notamment à celle des oscillations de relaxation. Ainsi, différentes méthodes ont vu le jour et se sont largement développées telles que l'application de boucle d'asservissement ou encore l'injection optique. Cette thèse s'inscrit dans ce cadre et a pour but de proposer une nouvelle approche pour supprimer les bruits résonants notamment dans les lasers bi-fréquences. Dans la suite, nous exposons les principales méthodes de réduction de l'excès de bruit d'intensité des lasers solides. Nous détaillerons chaque approche et rappellerons les résultats principaux issus de la littérature.

I. 2. a. Boucle d'asservissement électronique

De nombreux travaux ont montré la possibilité de réduire de façon importante le bruit à la fréquence des oscillations de relaxation en mettant en œuvre une boucle d'asservissement électronique agissant sur le laser de pompe ou sur des éléments externes au laser. Une partie de la puissance optique du laser est prélevée puis envoyée sur une photodiode. Le signal mesuré est alors injecté dans un circuit électronique de contre-réaction. Par la suite, deux possibilités existent. Soit le signal de correction est envoyé sur un modulateur d'amplitude acousto-optique ou électro-optique placé en sortie du laser qui vient compenser les fluctuations d'intensité (voir Figure 3(a)). Soit le signal électrique est utilisé pour modifier le courant de la diode laser de pompe afin de contrebalancer les fluctuations d'intensité du laser solide (voir Figure 3(b)).

L'emploi de modulateur externe pour stabiliser l'intensité d'un laser a été décrit pour la première fois par Robertson et al. [52]. La réduction de bruit fut réalisée sur un laser argon à l'aide d'un modulateur électro-optique. La plage d'application de l'asservissement était cependant limitée aux très basses fréquences, soit inférieure à quelques kHz. Différents groupes ont par la suite exploité cette approche avec des cristaux électro-optiques et sur d'autres types de laser à gaz tel que les lasers Hélium-Néon (He-Ne) ou les lasers à colorants [53]. Comme l'ont démontré Kim et al. [54] et Balakshy et al. [55], sur des lasers à gaz la stabilisation en intensité est aussi possible en utilisant un modulateur acousto-optique. Encore une fois, ces études s'intéressent principalement au bruit très basse fréquence. Les boucles sont ainsi optimisées pour des bande passantes en dessous de quelques kHz pour le groupe de Kim et à 180 Hz pour celui de Balakshy.

Cette méthode de réduction de bruit peut également être exploitée sur une plus grande bande-passante en utilisant notamment un modulateur électro-optique [56,57]. Ces travaux sont réalisés sur des lasers solides et se révèlent être très efficace pour réduire le RIN du laser

jusqu'au MHz. Cependant, ces diverses études ne se concentrent pas sur la diminution du bruit à la fréquence de résonance du laser. En particulier, le laser utilisé dans l'étude de Kwee et al. subit déjà une première stabilisation pour supprimer les oscillations de relaxation [56].

A ce sujet, il convient de citer les travaux de Du et al. [58] et Zhang et al. [59] qui ont porté sur l'utilisation d'un modulateur externe pour réduire le bruit autour et à la fréquence des oscillations de relaxation. En particulier, dans son étude, le groupe de Du a montré une réduction maximale de 10 dB aux fréquences proche et en-dessous de la résonance du laser à 150 kHz. Zhang et ses collaborateurs ont démontré qu'il était possible d'obtenir un amortissement du pic de bruit résonant de 15 dB à 200 kHz dans un laser Nd:YVO₄. Cependant, ils ont montré qu'une diminution prononcée des oscillations de relaxation n'était pas permise par le simple emploi d'une boucle utilisant un modulateur électro-optique. En effet, dans cet exemple, l'asservissement par un modulateur externe permet de réduire le bruit d'intensité aux fréquences inférieures à la fréquence de résonance. L'action de cet asservissement est cependant moins significative sur le pic à la fréquence des oscillations de relaxation. De ce fait, la suppression du bruit à la fréquence des oscillations de relaxation nécessite, en supplément, l'emploi d'une boucle de rétroaction agissant sur la pompe telle que décrite auparavant et présentée sur la Figure 3(b).

La seconde méthode reposant sur l'asservissement électronique sur le laser de pompe s'est généralisée pour atténuer les fluctuations d'intensité à la fréquence des oscillations de relaxation. La première démonstration de concept fut réalisée par Kane et al. [60] qui ont obtenu des résultats probants sur un laser Nd:YAG. Ils ont montré qu'une réduction de bruit de 37 dB pouvait être atteinte à la fréquence des oscillations de relaxation à 141 kHz. Par la suite, cette méthode a été largement reprise et développée pour ce type de milieu actif dans l'objectif d'améliorer les performances en terme de bande-passante et d'efficacité. Nous pouvons citer par exemple les résultats de Rowan et al. [61] qui ont développé un système composé de deux boucles d'asservissement optoélectronique dont l'une est efficace à 260 kHz sur le bruit à la fréquence des oscillations de relaxation et la seconde sur les bruits très basse fréquence de 0 à 25 kHz, fréquence d'intérêt pour la détection d'ondes gravitationnelles. La même année, le groupe de Harb [62] a présenté une boucle d'asservissement permettant d'obtenir une forte réduction du bruit à la fois à la fréquence des oscillations de relaxation à 300 kHz et également aux fréquences inférieures, i.e. de 10 kHz à 300 kHz.

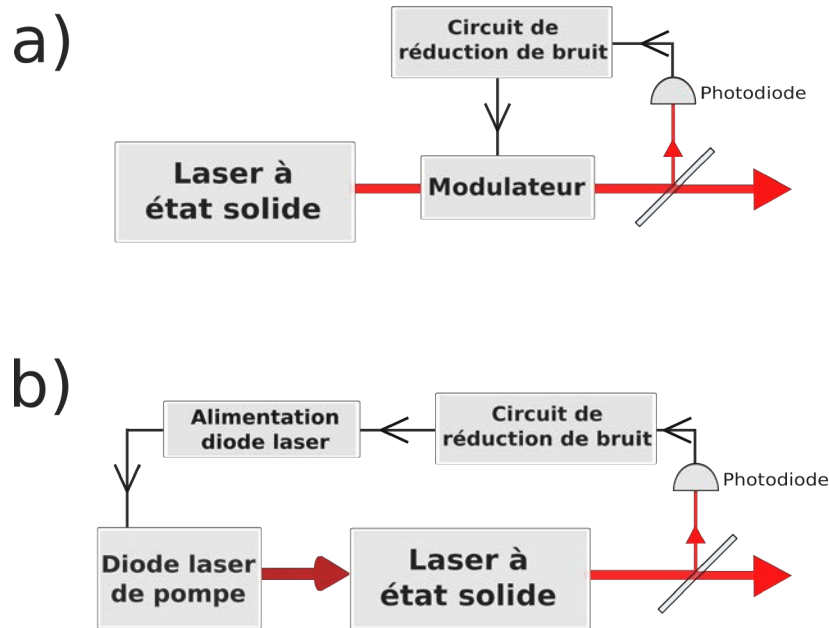


Figure 3 : Schéma de principe d'une boucle optoélectronique d'asservissement agissant a) sur un modulateur externe et b) sur le courant de la diode laser de pompe.

La technique d'asservissement du laser de pompe a été naturellement étendue à d'autres milieux actifs solides à des longueurs d'ondes différentes. Des réductions de l'ordre de 15 dB et 25 dB du pic de bruit résonant ont été reportés respectivement pour des lasers Nd:LiNbO₃ [63] et Nd:YVO₄ [64]. Dans ce dernier cas, la suppression de la résonance est possible sur une plage de fréquence allant de 500 kHz jusqu'à 1,5 MHz. De plus, cette approche a également été validée dans un laser co-dopé Tm-Ho:YAG [65] et a permis l'amortissement de 20 dB du bruit à la fréquences des oscillations de relaxation.

La stabilisation en intensité de lasers Er,Yb:verre par boucle optoélectronique a également fait l'objet de multiples études. En effet, ces lasers qui émettent dans la gamme de longueur d'onde allant de 1530 à 1560 nm présentent un intérêt pour les systèmes de communication optiques. Comme reporté sur la Figure 4, le groupe de Taccheo a obtenu une réduction de 30 dB de l'amplitude des oscillations de relaxation dans ces lasers [66,67].

Cette méthode d'asservissement par contre-réaction sur le laser de pompe a également été utilisée avec succès dans des lasers bi-fréquences pour réduire le bruit à la fréquence des oscillations de relaxation [18,32].

Cependant, il faut noter que cette méthode active reste relativement complexe à mettre en œuvre et est notamment limitée en terme de bande passante. Elle nécessite d'adapter les caractéristiques du circuit électronique afin d'obtenir un gain maximal à la fréquence de résonance du laser. Or, celle-ci varie non seulement d'un laser à un autre mais, pour un laser

donné, elle dépend également du taux de pompage et des pertes intra-cavité. Un compromis entre gain et bande passante doit donc être trouvé lors de la conception de la boucle.

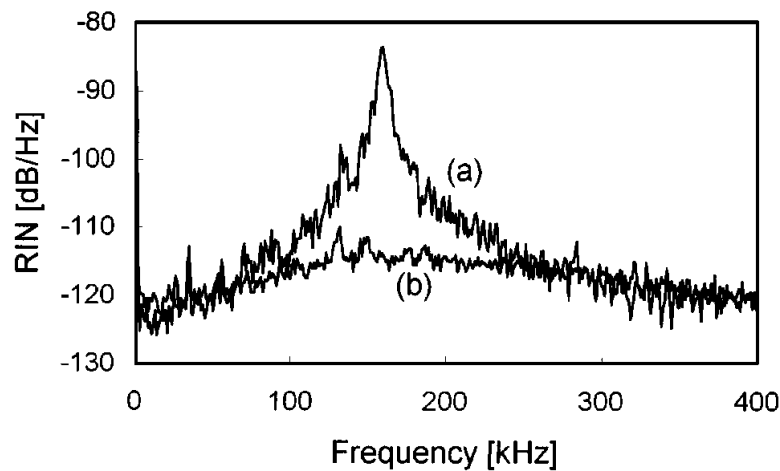


Figure 4 : Spectres de RIN d'un laser Er,Yb :verre (a) sans boucle d'asservissement et (b) avec la boucle active sur le laser de pompe. La réduction du pic de bruit à la fréquence des oscillations de relaxation du laser est de 30 dB. Spectres de RIN issus de [66].

De plus, dans les milieux actifs co-dopés, l'utilisation d'une boucle d'asservissement s'avère être moins efficace que pour les milieux actifs dopés uniquement avec une seule terre rare. En effet, dans le cas d'un milieu co-dopé, les mécanismes d'échange d'énergie entre les ions filtrent les fluctuations de pompe. Le bruit du laser est alors induit principalement par les fluctuations de photons. Pour donner un exemple concret, considérons un milieu actif Er,Yb. Le pompage vient exciter en majorité les ions Yb^{3+} . L'énergie est ensuite transférée aux ions Er^{3+} dont les transitions énergétiques permettent l'oscillation laser. Or, en raison de leur temps de vie de l'ordre de la ms dans leur état excité, les ions Yb^{3+} jouent le rôle d'un filtre passe-bas sur les fluctuations de pompe [67]. L'application d'une modulation sur la pompe a donc moins d'influence sur le bruit d'intensité du laser. Le circuit électronique de la boucle nécessite un gain plus grand que ceux requis pour des lasers à milieu actif où le pompage est direct. Ceci explique que les réductions de RIN obtenues pour les lasers à milieu actifs co-dopés, de l'ordre de 30 dB au maximum, soient inférieures à celles obtenues dans les lasers non co-dopés.

I. 2. b. Injection optique

Le bruit d'intensité autour de la fréquence des oscillations de relaxation d'un laser solide peut être également amorti par injection optique. Bien qu'initialement l'injection optique fût exploitée pour améliorer les propriétés spectrales d'un laser [68], elle présente également un intérêt pour la réduction de bruit d'intensité. Cette méthode repose sur l'injection de l'onde optique d'un laser maître dans un second laser esclave. Si la différence de fréquence entre les deux lasers est suffisamment faible alors le laser esclave se verrouille sur le laser maître.

L'intérêt de cette approche réside dans le fait que, en général, le laser esclave est en mesure de fournir de grande puissance. Le laser maître présente quant à lui de bonnes propriétés spectrales mais une puissance moindre. Comme démontré par Farinas et al. [69] avec deux lasers Nd:YAG, si le laser maître possède un faible bruit d'intensité et notamment pas d'oscillations de relaxation, le verrouillage entraîne un amortissement du pic de résonance du laser esclave. Une réduction d'environ 20 dB du bruit d'intensité à la fréquence de résonance, 100 kHz, a ainsi été obtenue. L'injection optique s'avère donc intéressante pour des domaines de recherches qui requièrent des sources optiques puissantes tout en étant stable en fréquence et en amplitude. En particulier, Barillet et al. se sont intéressés à la pertinence de cette méthode dans le cadre de la détection des ondes gravitationnelles. Dans leur étude, ils démontrent une diminution de 25 dB du pic de bruit à la fréquence des oscillations de relaxation dans un laser Nd:YAG [6].

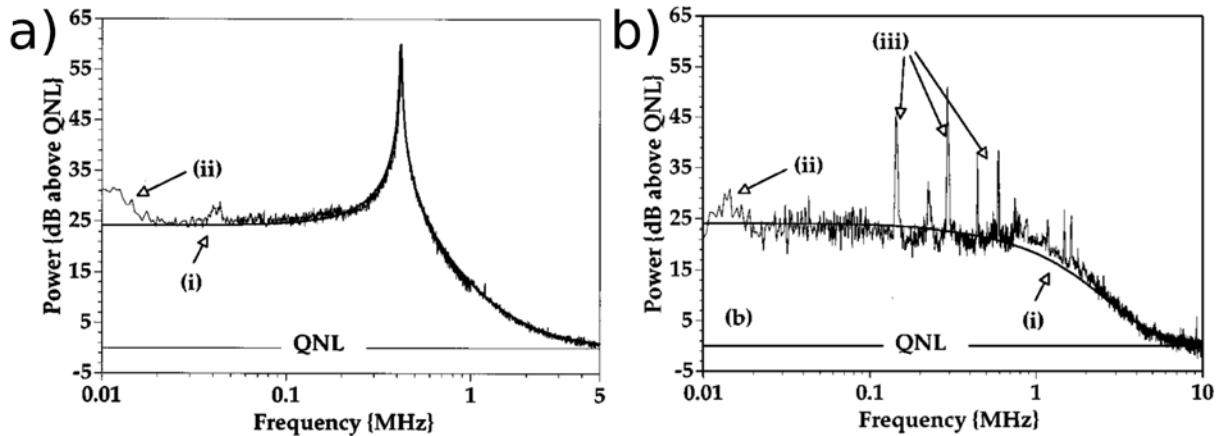


Figure 5 : Exemple de spectres de bruit d'intensité d'un laser Nd :YAG esclave a) sans injection et b) avec injection optique. La réduction du bruit à la fréquence des oscillations de relaxation atteint 35 dB. Les pics résiduels sont dus au laser maître. Les figures sont extraites de [70].

Harb a par ailleurs montré que la réduction de bruit dans un laser similaire peut atteindre 35 dB pour une fréquence de résonance à 420 kHz [70] (voir Figure 5). Il montre théoriquement que l'injection optique agit comme un filtre passe-bas sur les contributions de bruit liées aux fluctuations de pompe entraînant l'amortissement des oscillations de relaxation du laser esclave.

Cependant, en-dessous de la fréquence de résonance, le bruit du laser esclave est toujours dominé par les fluctuations d'intensité de sa pompe. Dans la région spectrale des oscillations de relaxation, bien que le bruit provenant de la pompe soit amorti, le bruit du laser maître est amplifié par le laser esclave [6,70–72]. Deux sources de bruit affectent donc le laser esclave : le bruit dû au laser de pompe et celui dû au laser maître. Une réduction de bruit optimale nécessite

donc l'utilisation à la fois d'un laser de pompe et d'un laser maître ayant des RIN les plus bas possibles.

Afin d'augmenter les performances d'un laser, l'association d'un système d'injection optique et de boucle d'asservissement électronique est possible. Huntington et ses collaborateurs ont ainsi tiré profit des deux méthodes [71]. Ils ont tout d'abord utilisé l'injection optique afin d'amortir le bruit d'intensité de 30 dB à la fréquence des oscillations de relaxation à 100 kHz. Par la suite, ils ont implémenté une boucle de rétro-action électronique sur la pompe du laser esclave afin de diminuer les bruits d'intensité en-dessous de la fréquence de résonance. La suppression des oscillations de relaxation par l'injection optique permet ainsi de simplifier la configuration de la boucle électronique qui peut être optimisée pour les basses fréquences.

I. 2. c. Saturation du gain dans un SOA

McCoy et al. ont présenté une alternative pour la réduction de bruit d'intensité [73]. Cette approche repose sur l'utilisation de la saturation du gain d'un amplificateur semi-conducteur (SOA). En positionnant un SOA en condition de saturation en sortie de laser, le faisceau optique incident subit une compression de RIN. Une forte réduction du bruit d'intensité de quelques Hz à 3 GHz a été obtenue avec, en particulier, une diminution de 30 dB du pic de bruit à la fréquence des oscillations de relaxation. La bande passante est donnée par le temps de recombinaison des porteurs dans le SOA. Cette méthode ne nécessite pas la mise en place d'électronique complexe et est donc relativement simple à mettre en œuvre. Elle a pu être exploitée avec succès sur un laser Er,Yb:verre en cavité plan-concave [74]. La réduction du RIN obtenue à la fréquence de résonance du laser est de 20 dB dans ce cas. L'utilisation de la saturation de gain d'un SOA s'avère donc intéressante puisqu'elle possède l'avantage de fournir une large bande passante, de ne pas dégrader la largeur de raie du laser et d'amplifier de surcroît la puissance du laser. Cependant les réductions de bruit sont moins importantes que les méthodes précédemment citées. De plus, il faut noter que le SOA ajoute du bruit d'intensité due à l'émission spontanée amplifiée.

I. 2. d. Laser en régime classe A

I. 2. d. i. Présentation de l'approche

Une des approches les plus performantes pour la suppression des oscillations de relaxation a été proposée par Alouini et al. [75] et repose sur le changement de la dynamique d'un laser classe B. En effet, les oscillations de relaxation sont une conséquence de la dynamique classe B du laser. Elles sont induites par le temps de vie d'inversion de population qui est supérieur à celui des photons dans la cavité.

A l'inverse, une dynamique classe A est caractérisée par un temps de vie des photons supérieure à celui de l'inversion de population. Ainsi, contrairement aux lasers classe B, l'inversion de population réagit instantanément aux fluctuations d'intensité. La dynamique du système n'est alors gouvernée que par l'évolution du flux de photon. Le système est exempt de façon inhérente d'oscillation de relaxation.

La réponse d'un laser classe A peut être assimilée à celle d'un filtre passe bas d'ordre 1 et non plus d'ordre 2 comme c'est le cas pour un laser classe B. Nous avons représenté sur la Figure 6, la fonction de transfert d'un filtre d'ordre 1 donnée par l'équation (I-7). Les principales caractéristiques d'un laser classe A sont une absence de fréquence de résonance mais aussi une décroissance du bruit de 20 dB/décade après la fréquence de coupure.

$$H(f) = \frac{H(0)}{1 + i \frac{f}{f_c}}. \quad (I-7)$$

La modification de la dynamique des lasers solides se présente naturellement comme une méthode simple et efficace pour s'affranchir des bruits d'intensité résonants sur une large bande de fréquence. De nombreuses études ont déjà montré qu'il était possible de modifier la dynamique classe B de lasers semi-conducteurs. Le régime classe A est obtenu (i) en tirant parti des temps de recombinaison de porteurs au sein de ces milieux actifs ($\tau_{inv} \sim ns, ps$) largement plus faible que ceux des milieux actifs solides et (ii) en augmentant le temps de vie des photons dans la cavité. L'augmentation du temps de vie des photons est obtenu soit en allongeant la cavité ou soit en augmentant la finesse de la cavité.

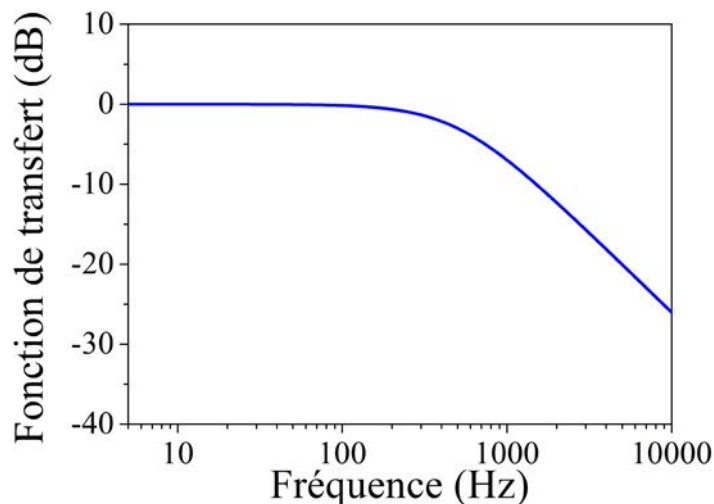


Figure 6 : Exemple de fonction de transfert d'un filtre d'ordre 1 calculée à partir de l'équation (I-7) et correspondant au comportement dynamique d'un laser classe A.

La première architecture qui fut réalisée par Baili et al. repose sur cette première solution [76]. Le laser est basé sur un amplificateur semi-conducteur (SOA) et une fibre optique de 7,5 m formant la cavité. Cette première étude a montré la possibilité d'obtenir un fonctionnement classe A du laser avec une suppression complète des oscillations de relaxation. Le RIN du laser est ainsi limité au bruit de grenaille sur une bande de fréquence allant de 50 MHz à 18 GHz, soit -156 dB/Hz pour 1 mA de photo-courant. Néanmoins, dans cette configuration l'obtention de l'oscillation monomode s'avère compliquée en raison de la longueur de la cavité de plusieurs mètres. L'intervalle spectral libre en résultant, de 40 MHz, est très inférieur à la largeur de gain du SOA de l'ordre de 8 THz. Une première étape de filtrage spectral à l'aide d'un réseau de Bragg fibré est donc nécessaire pour réduire la largeur de gain du laser à 6 GHz. Cette largeur de gain restant trop élevée, un Fabry-Perot fibré de 62 MHz de bande passante est également ajouté dans la cavité laser pour assurer le fonctionnement monomode. De plus, un asservissement du Fabry-Perot est nécessaire afin d'éviter les sauts de modes.

La deuxième solution exploitant des cavités de haute finesse permet de réaliser des cavités courtes, de l'ordre du cm. Elle est donc plus facile à mettre en œuvre. Cette approche classe A a ainsi depuis été développée en utilisant des $\frac{1}{2}$ VCSELs (« Vertical Cavity Surface Emitting Laser »). En effet, en raison de leurs faibles pertes intrinsèques, ces lasers possèdent déjà un facteur de qualité élevée notamment en comparaison aux lasers semi-conducteur à émission par la tranche. En particulier, les lasers utilisés pour atteindre le régime classe A sont des $\frac{1}{2}$ VCSELs positionnés en cavité externe (VECSEL) refermée par un miroir diélectrique [77]. L'utilisation d'un miroir diélectrique classique pour refermer le résonateur permet d'adapter la longueur de la cavité et surtout d'atteindre des longueurs centimétriques qui sont nécessaires pour l'obtention du régime classe A (voir Figure 7 (a)).

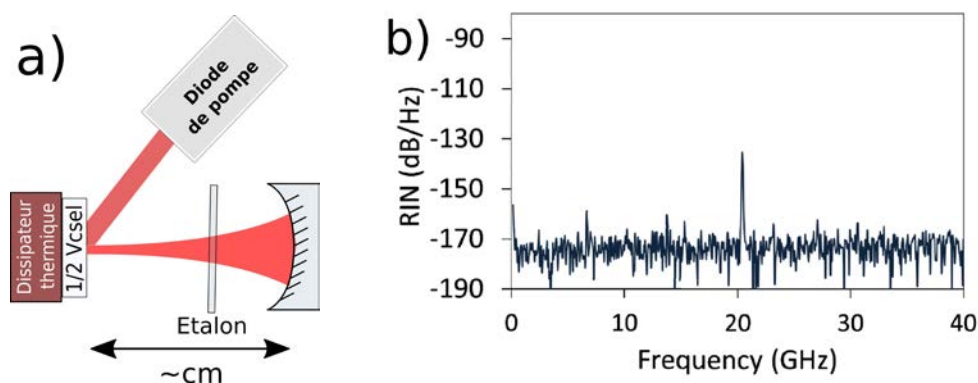


Figure 7 : a) Représentation d'un laser VECSEL constitué d'un laser $\frac{1}{2}$ VCSEL positionné dans une cavité externe. b) Exemple d'un spectre de RIN d'un laser VECSEL classe A. Le RIN est limité au bruit de grenaille à -170 dB/Hz sur une plage de fréquence de 300 MHz à 40 GHz. Seul un pic de bruit apparaît à 20 GHz correspondant au bruit de battement entre le mode oscillant et l'émission spontanée amplifiée des modes adjacents. Figure issue de [78].

Dans la première preuve de concept [42], Baili et ses collaborateurs ont ainsi prouvé qu'un $\frac{1}{2}$ VCSEL positionné dans une cavité externe de 4,5 cm permettait d'octroyer au laser une dynamique de classe A sans oscillations de relaxation. Le laser émet à une longueur d'onde de 1 μm et est capable de fournir jusqu'à 50 mW de puissance. L'oscillation monomode est obtenue en ajoutant simplement un étalon dans la cavité. Le RIN du VECSEL est limité par le bruit de grenaille, - 156 dB/Hz, sur une bande de fréquence extrêmement large allant de 100 MHz à 18 GHz. La configuration du laser se révèle beaucoup plus simple que la première architecture avec le SOA.

De nombreuses études ont porté sur la caractérisation complète des VECSELS classe A [79,80] mais également sur leur optimisation. Ainsi, de tels lasers exempts d'oscillations de relaxation sont aujourd'hui capables de fournir des puissances de sortie de plusieurs watt [81]. Ces lasers ont été exploités à des longueurs d'ondes d'émission différentes dans l'infra-rouge. Nous pouvons citer notamment la fabrication de VECSEL à 808 nm [82], à 1 μm [83], à 1,5 μm [78,84] ou encore à 2,7 μm [85]. Les propriétés faible bruit des lasers classe A offrent un intérêt certain pour de nombreuses applications telles que la transmission de signaux radiofréquences (RF) dans les liaisons photonique micro-onde. En utilisant un VECSEL classe A, Baili et al. ont montré une amélioration significative du bruit de phase du signal RF transmis sur porteuse optique en comparaison au bruit de phase obtenue avec un laser solide [86]. Le bruit de phase du signal RF suit le comportement de RIN du laser et se trouve limité uniquement par le bruit de grenaille sur une large bande de fréquence. Il peut donc être diminué en augmentant la puissance du signal détecté. Dans une étude complémentaire, Baili et al. ont montré la possibilité de descendre le RIN du laser à - 170 dB/Hz de 300 MHz à 40 GHz en augmentant la puissance du laser et l'efficacité de détection [78] (voir Figure 7(b)). Cette forte dynamique donne accès à la réalisation de liaison photonique micro-onde à très bas bruit de phase.

D'autre part, comme reporté par Baili [87], Camargo [82] et Chaccour [88] notamment, ces VECSELS peuvent fonctionner en régime bi-fréquence caractérisé par l'émission de deux états de polarisation orthogonaux et de fréquences différentes. En plus de l'optique micro-onde, ces lasers sont des sources de choix pour les applications d'horloges atomiques [89].

Néanmoins, les VECSELS classe A présente encore du bruit résiduel à basse fréquence et très haute fréquence. A basse fréquence, en-dessous du kHz, le bruit acoustique et thermique provoquent une dégradation de bruit d'intensité [80,81,83]. Ce bruit peut être diminué en isolant le laser ou en appliquant une boucle d'asservissement électronique [81]. De plus, dans cette gamme de fréquence, le bruit d'intensité de la pompe est transmis au RIN du VECSEL en dessous de la fréquence de coupure du laser [90]. Ce type de fluctuations d'intensité nécessite

alors l'emploi d'un laser de pompe faible bruit ou d'un asservissement électronique pour réguler l'intensité de la pompe. Cependant, ces méthodes sont inefficaces pour réduire l'excès de bruit à haute fréquence apparaissant dans la gamme du GHz. En effet, il subsiste des pics de bruits aux harmoniques de l'intervalle spectral libre (ISL) de la cavité. Ces excès de bruit sont dus aux battements entre le mode oscillant et l'émission spontanée amplifiée présente dans les modes longitudinaux voisins.

I. 2. d. ii. Discussion

Nous pourrions imaginer rendre classe A les lasers à état solide. Seulement, le temps de vie d'inversion de population est plus grand de plusieurs ordres de grandeur dans les milieux actifs solides (typiquement $\tau_{inv} \sim \mu s, ms$) que dans les semi-conducteurs ($\tau_{inv} \sim ns$). Par conséquent, pour rendre le temps de vie des photons supérieur à celui de l'inversion de population, ceci implique de placer le milieu actif dans une cavité dont la longueur est de l'ordre de plusieurs centaines de mètres voir du kilomètre. En effet, pour illustrer ce point, considérons l'équation du temps de vie des photons dans la cavité :

$$\tau_p = \frac{2L}{c} \frac{1}{\left(\ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) + p \right)}, \quad (I-8)$$

dans lequel c est la célérité de la lumière, L la longueur de la cavité, R_1 et R_2 la réflectivité des miroirs d'entrée et de sortie de la cavité et p les pertes provoquées dues aux éléments internes à la cavité. Comme dans la plupart des configurations laser, nous considérons qu'un des miroirs possède une réflectivité de $R_1 = 1$. Nous prenons la réflectivité du second miroir comme étant égale à $R_2 = 99,5\%$ afin d'augmenter la finesse de la cavité. Dans ces conditions, avec R_2 proche de 1, nous pouvons faire l'approximation $-\ln(R_2) \approx T$ où T représente la transmission du miroir. Le temps de vie des photons peut être réécrit :

$$\tau_p = \frac{2L}{c} \frac{1}{(T + p)}. \quad (I-9)$$

Si nous négligeons les pertes internes de la cavité, obtenir un temps de vie des photons de 1 ms, soit du même ordre de grandeur que celui de l'inversion de population, implique une cavité de 750 m de long. Le régime classe A dans un laser à milieu actif à état solide semble donc inaccessible, le laser devant être monomode.

I. 3. Conclusion du chapitre

Nous avons présenté dans ce chapitre les différentes méthodes de réduction de bruit des lasers à état solide. L'application d'une boucle d'asservissement électronique contre-réagissant sur le laser de pompe est l'approche la plus couramment utilisée. Néanmoins, les différentes études ont montré que cette méthode active reste limitée en termes de bande passante et d'efficacité notamment si elle est appliquée sur des milieux actifs co-dopés. De même, l'injection optique apporte une amélioration indéniable du RIN du laser mais demeure complexe à mettre en œuvre.

Finalement, l'approche la plus performante pour s'affranchir des excès de bruit résonant consiste à changer la dynamique du laser. En agissant directement sur l'origine des oscillations de relaxation, cette méthode se révèle très efficace et permet de réaliser des lasers dont le RIN est limité au bruit de grenaille sur une large bande de fréquence. Cependant, comme précédemment mentionné, l'approche classe A ne peut être exploitée dans le cas de lasers à état solide puisque cela nécessiterait des cavités de plusieurs centaines de mètres tout en conservant une oscillation monomode.

Néanmoins, le principe de modifier la dynamique du laser se révèle toutefois être une approche efficace puisqu'elle agit sur les propriétés du laser en supprimant les interactions résonantes entre les deux réservoirs de population du système. De plus, il convient de noter que le changement de dynamique du laser est une approche qui est potentiellement compacte, passive et qui ne nécessite pas l'utilisation d'éléments externes au laser. En partant de ce constat, il semble donc pertinent de poursuivre selon cette philosophie en se demandant s'il existe une possibilité de rompre la dynamique d'un laser classe B à état solide.

Chapitre II

« Buffer Reservoir » dans les lasers mono-fréquence

II. 1. Introduction

Une des approches les plus performantes pour s'affranchir de l'excès de bruit repose sur le changement de dynamique du laser. Comme il fut montré dans le cas des lasers de classe A, cette solution est compacte et passive puisqu'elle ne nécessite pas d'élément externe au laser et permet d'annuler de façon inhérente les oscillations de relaxation. Néanmoins, cette solution n'est pas applicable aux lasers à état solide en raison du temps de vie de l'inversion de population typique de l'ordre de la μs qui demanderait des cavités longues de plusieurs kilomètres pour se placer dans un régime classe A. Plusieurs études ont toutefois montré que l'insertion d'un mécanisme non-linéaire au sein de la cavité d'un laser à état solide permettait de réduire le spiking [91–93]. Ce phénomène de spiking est dû à l'échange résonant entre l'inversion de population et la population de photons et a donc la même origine que le bruit résonant d'intensité visible sur les spectres de bruit du laser. En effet, le bruit d'intensité à la fréquence des oscillations de relaxation n'est rien d'autre qu'un phénomène de spiking auto-entretenu par les sources de bruits du laser (internes ou externes). Ces bruits viennent exciter la résonance du laser générant un excès de bruit d'intensité à la fréquence de résonance du laser. On peut donc envisager que l'insertion d'un mécanisme d'absorption non-linéaire puisse agir avec efficacité sur l'excès de bruit résonant d'intensité d'un laser de classe B. Le groupe de Van Leeuwen a pu observer en 2008 une telle réduction au sein d'un laser Er,Yb à émission continue [94]. Cette observation, pourtant prometteuse, n'a pas suscité de travaux supplémentaires. Nous aborderons dans ce chapitre l'analyse complète de la réduction du bruit d'intensité en excès en utilisant un absorbant non-linéaire au sein de différents lasers solides. Le but de ce chapitre est notamment de proposer une nouvelle approche qui se veut passive, compacte et universelle pour la réalisation de laser solide faible bruit. Nous mettrons en évidence l'efficacité et les conditions d'implémentations de cette méthode. Un point essentiel sera de décrire avec précision comment les pertes non-linéaires agissent dans le laser. En effet, aucune étude n'a pour l'instant proposé de développement théorique complet de l'action de l'absorbant non-linéaire pour un état stationnaire du laser. Nous verrons que l'insertion de pertes non-linéaires modérées engendre une rupture de la dynamique classe B du laser.

Dans la première partie, nous analyserons l'effet de l'insertion d'un mécanisme d'absorption non-linéaire au sein d'un laser Er,Yb:verre. Après avoir rappelé les propriétés de ce milieu actif, nous introduirons dans la cavité un processus d'absorption à deux photons (« Two-photon absorption » (TPA)) de faible efficacité et nous étudierons son influence sur les spectres de bruit d'intensité. Nous tenterons d'expliquer comment se comporte le laser en présence du mécanisme d'absorption non-linéaire. Pour ce faire, nous développerons un modèle rendant compte de l'introduction des pertes non-linéaires intra-cavité. Ce travail théorique nous permettra de mettre en évidence les éléments limitant la réduction de bruit et ainsi d'optimiser les effets du TPA. Nous montrerons que le TPA permet de réduire également les excès de bruit d'intensité présents dans la gamme du GHz, ces derniers étant provoqués par le battement entre le mode oscillant et l'émission spontanée amplifiée présent dans les modes adjacents. Après avoir montré que le TPA ne modifie pas le bruit de fréquence du laser, nous examinerons le possible apport d'un tel laser pour la distribution de signaux micro-onde de référence sur porteuse optique.

Dans la seconde partie, nous chercherons à montrer l'universalité de l'approche en l'appliquant au sein d'un laser VCSEL en cavité externe. Bien que ce laser soit dans un fonctionnement classe A et qu'il ne possède pas de bruit à la fréquence des oscillations de relaxation, nous montrerons qu'il est possible de réduire le bruit à haute fréquence. Le TPA réduisant ces fluctuations dans le dernier cas, nous vérifierons si ce résultat peut être obtenu dans le cas d'un laser classe A. Nous prêterons attention au fait que l'insertion de l'absorption non-linéaire ne dégrade pas la dynamique classe A avantageuse en terme de bruit d'intensité.

Enfin, dans la dernière partie, nous porterons notre étude sur le remplacement du TPA utilisé pour la régulation d'intensité du laser par un processus d'absorption engendré par génération de seconde harmonique (« Second Harmonic Generation Absorption » (SHGA)). Comme nous le décrirons, ce dernier mécanisme possède de nombreux avantages en comparaison au TPA. Nous pouvons d'ores et déjà citer le fait que notre approche pourra être exploitée sur une large gamme de longueur d'onde d'émission laser. Nous mènerons cette étude dans un laser Nd:YAG. Au-delà de l'aspect applicatif, nous verrons que l'utilisation de SHGA va nous permettre de trancher sur l'origine de la réduction du bruit et ainsi conforter les prédictions de notre approche théorique.

II. 2. « Buffer Reservoir » dans un laser Er,Yb:verre en utilisant l'absorption à deux photons

II. 2. a. Description du laser Er,Yb et analyse du bruit d'intensité

Nous étudierons dans cette partie les effets de l'insertion d'un mécanisme de TPA au sein d'un laser à état solide. Nous avons fait le choix d'utiliser principalement dans cette thèse un milieu actif Er,Yb:verre en raison de sa longueur d'onde d'émission qui se situe autour de 1,55 μm , c'est-à-dire dans la gamme de longueur d'onde des télécoms et des systèmes lidar à sécurité oculaire. Avant toutes choses, nous décrirons le laser Er,Yb que nous utilisons pour les expériences. Nous proposerons un modèle théorique visant à décrire l'évolution de la dynamique de ce laser et de son spectre de bruit.

Nous utilisons un milieu actif verre phosphate QX co-dopé à l'Erbium et l'Ytterbium [95] (voir Figure 8). Le milieu actif possède une épaisseur de 1,5 mm. Les concentrations d'ions Er^{3+} et Yb^{3+} sont respectivement de $1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ et $20 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ [95]. Une des faces du milieu actif est traitée pour obtenir une grande réflectivité à la longueur d'onde d'émission laser ($R > 99,9\%$ à 1,55 μm) et une grande transmission à celle du laser de pompe ($T = 95\%$ à 975 μm). Nous nous servons de cette face comme miroir d'entrée de cavité. Nous fermons la cavité à l'aide d'un miroir diélectrique de 5 cm de rayon de courbure et dont la transmission est de 0,5% à 1,55 μm . Nous plaçons ce miroir à 4,9 cm de la face plane du milieu actif jouant le rôle de miroir d'entrée. La largeur de gain de l'erbium, de l'ordre de 4 THz [96], est trop grande pour obtenir un fonctionnement monomode naturel. Bien que l'élargissement de la raie laser est supposé être homogène pour ce type de milieu actif, une oscillation multimode est possible en raison du hole burning spatial notamment [97]. Nous insérons donc un étalon de silice de 40 μm au sein de la cavité laser pour le rendre monomode. Les faces de l'étalon sont traitées pour avoir une réflectivité de 30 % à 1,55 μm . En agissant comme une sous cavité Fabry-Perot, l'étalon va introduire des pertes dépendantes de la fréquence et nous permettre de ne sélectionner qu'un seul mode longitudinal [98]. L'inclinaison de cet étalon nous permettra de sélectionner la longueur d'onde d'émission du laser. Le pompage optique s'effectue à l'aide d'une diode laser multimode émettant à 976 nm. La diode provient de Jenoptik. Pour ces premières mesures, nous fixerons à 280 mW la puissance de la pompe. Nous nous plaçons ainsi 1,2 fois au-dessus du seuil. A noter qu'une lame de saphir est placée contre le milieu actif pour faciliter la dissipation thermique provoquée par le pompage optique.

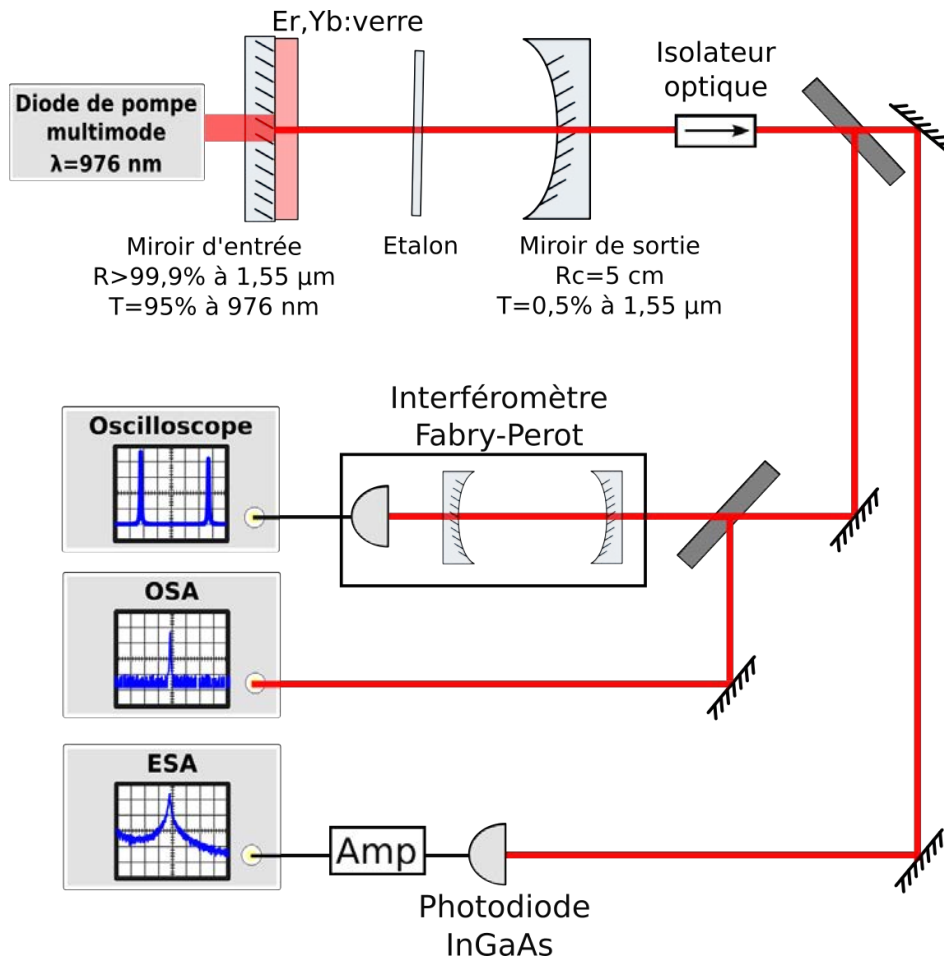


Figure 8 : Schéma du laser Er,Yb:verre pompé par une diode laser à 976 nm. Le spectre optique du laser est analysé à l'aide d'un analyseur de spectre optique (OSA) et d'un interféromètre Fabry-Perot à balayage. Le spectre de bruit est mesuré en utilisant une photodiode InGaAs amplifiée et suivie d'un analyseur de spectre électrique (ESA).

Le banc de mesure est représenté sur la Figure 8. Il est constitué de deux parties distinctes. Une partie du faisceau laser sert à l'analyse du spectre optique. Pour s'assurer que seul un mode longitudinal oscille et qu'aucun saut de mode n'intervient durant les mesures, nous utilisons un interféromètre Fabry-Perot confocal à balayage possédant un intervalle spectral libre (ISL) de 7 GHz et une finesse de 55. Un exemple de spectre est présenté sur la Figure 9. Le laser est bien mono-fréquence dans ces conditions. La longueur d'onde du laser est mesurée à l'aide d'un analyseur de spectre optique (OSA) et est égale à 1560 nm.

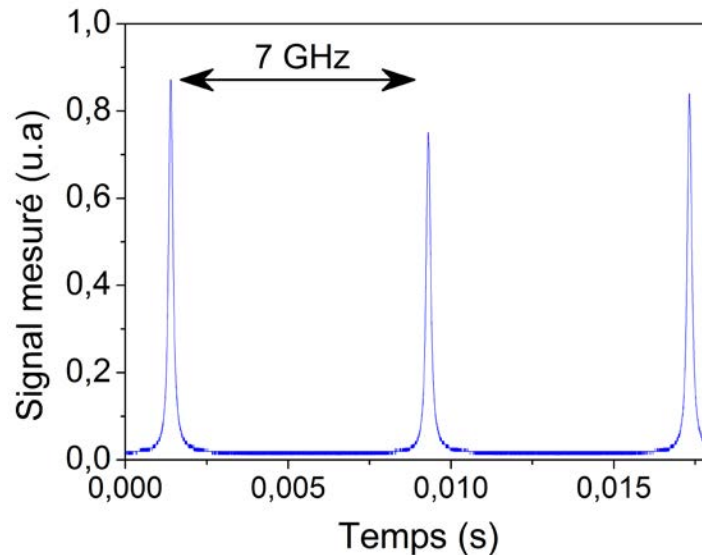


Figure 9 : Spectre optique obtenu à l'aide de l'interféromètre Fabry-Perot à balayage.

En parallèle, nous mesurons l'intensité du laser à l'aide d'une photodiode InGaAs Epitaxx ayant 3,7 MHz de bande passante (BP). Le signal électrique est amplifié à l'aide d'un amplificateur faible bruit (Gain : 50 dB, BP : 1 kHz – 500 MHz, facteur de bruit (NF) : 1,4 dB). Nous procédons à l'acquisition du spectre de bruit d'intensité à l'aide d'un analyseur de spectre électrique Rohde&Schwarz de bande passante 10 Hz à 3,6 GHz. Pour obtenir le RIN du laser, nous normalisons ce spectre en tenant compte du photo-courant moyen (I_{phd}) de 2,8 mA et de la bande passante de mesure (RBW) ici égale à 100 Hz. Nous avons vérifié que la réponse de l'ensemble photodiode-amplificateur-ESA était bien plate dans la bande passante de mesure d'intérêt en utilisant l'émission spontanée amplifiée d'un amplificateur EDFA. Le spectre de RIN du laser, reproduit sur la Figure 10, montre la présence du pic de bruit à la fréquence des oscillations de relaxation, soit 40 kHz. Nous voyons ici le comportement caractéristique d'un laser classe B pour lequel le temps caractéristique de l'inversion de population est supérieur au temps de vie des photons dans la cavité. Comme nous l'avons mentionné, ce bruit résonant est un des inconvénients des lasers solides pour des applications qui requiert des lasers ultra-stables en intensité.

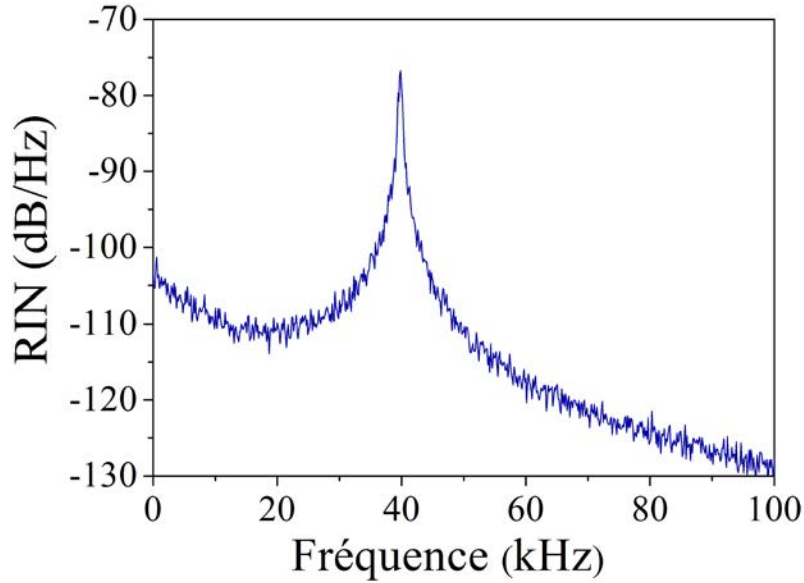


Figure 10 : Spectre de RIN du laser Er,Yb :verre (RBW : 100 Hz, $I_{phd}=2,8$ mA).

II. 2. b. Rappel sur les propriétés d'un laser Er,Yb :verre et équations d'évolution

Afin de rendre compte des interactions résonantes au sein du laser et notamment lorsque l'absorbant non-linéaire sera inséré, il est nécessaire de réécrire les équations d'évolution. Nous nous intéresserons dans nos expériences principalement à un milieu actif Er,Yb:verre. Nous rappelons donc les principales caractéristiques de ce milieu actif et présentons les hypothèses faites pour l'écriture des équations.

Comme schématisé sur la Figure 11, la transition laser se produit entre le niveau ${}^4I_{13/2}$ et ${}^4I_{15/2}$ de l'erbium [99,100]. Le pompage optique ne s'effectue pas principalement sur les ions Er^{3+} . En effet, le milieu actif que nous utiliserons a une épaisseur trop faible (1,5 mm) pour que la présence des seuls ions Er^{3+} dans le verre soit suffisante pour absorber suffisamment de pompe et réaliser l'inversion de population. C'est pour cette raison qu'on a recours aux ions Yb^{3+} qui permettent d'augmenter la section efficace d'absorption [101]. Le faisceau de pompe est ainsi absorbé principalement par les ions Yb^{3+} entre les niveaux ${}^2F_{7/2}$ et ${}^2F_{5/2}$. Dans l'état excité, ces ions transfèrent leur énergie aux ions Er^{3+} et retombent dans leur niveau fondamental. L'énergie transférée excite les ions Er^{3+} suivant deux processus distincts. Soit les électrons présents dans le niveau ${}^4I_{15/2}$ gagnent le niveau ${}^4I_{11/2}$, soit ce sont les électrons du niveau métastable ${}^4I_{13/2}$ qui sont excités vers le niveau ${}^4F_{9/2}$ [102]. Ces processus sont représentés sur le schéma respectivement par les coefficients k_{TR} et k'_{TR} . Le mécanisme inverse, c'est-à-dire un transfert d'énergie des ions Er^{3+} vers les ions Yb^{3+} , est également possible et est modélisé par les termes $k_{TR,inv}$ et $k'_{TR,inv}$. Nous noterons que les probabilités de transfert sont donc proportionnelles à la

densité de population des niveaux bas. Les ions Er^{3+} des niveaux supérieurs se désexcitent ensuite de façon non radiative vers le niveau ${}^4I_{13/2}$. Il convient de remarquer que seul le premier processus impliquant les populations du niveau ${}^4I_{15/2}$ contribue à l'inversion de population. Enfin, la transition radiative du niveau ${}^4I_{13/2}$ vers le niveau ${}^4I_{15/2}$ correspondant à l'émission à $1,5 \mu\text{m}$.

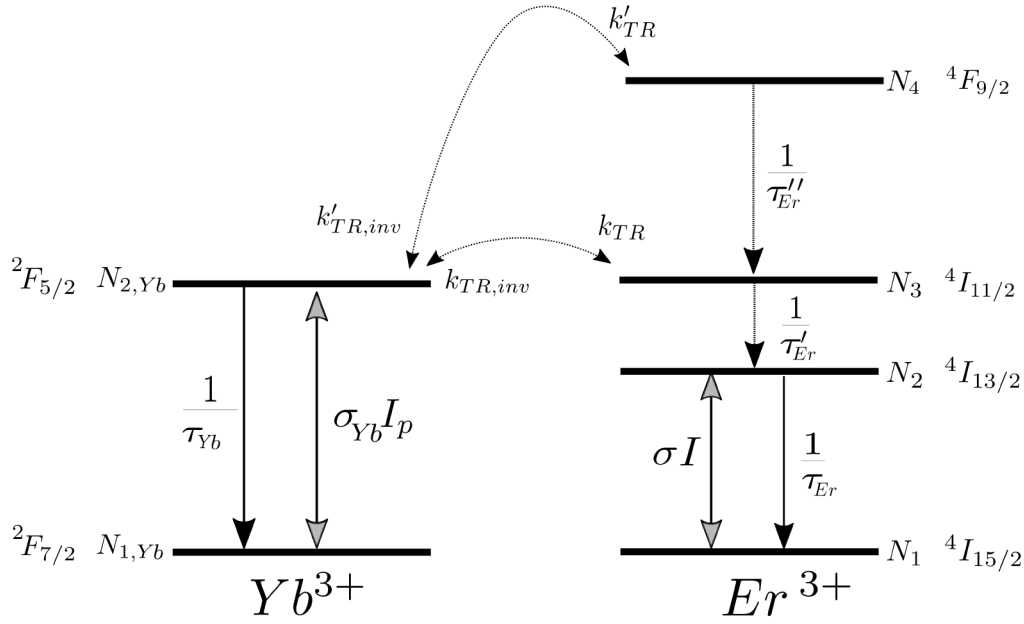


Figure 11 : Diagramme d'énergie du système Erbium-Ytterbium.

En partant des modèles standards décrit par Laporta [100], Tanguy [103] et Alouini [104], les équations d'évolutions de ce système s'écrivent :

$$\frac{dN_{2,Yb}}{dt} = \sigma_{Yb} I_p (N_{1,Yb} - N_{2,Yb}) - \frac{N_{2,Yb}}{\tau_{Yb}} - k_{TR} N_1 N_{2,Yb} + k_{TR,inv} N_{1,Yb} N_3 - k'_{TR} N_2 N_{2,Yb} + k'_{TR,inv} N_{1,Yb} N_4, \quad (\text{II-1})$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \sigma_a I N_1 - \sigma_e I N_2 - \frac{N_2}{\tau_{Er}} + \frac{N_3}{\tau'_{Er}} - k'_{TR} N_2 N_{2,Yb}, \quad (\text{II-2})$$

$$\frac{dN_3}{dt} = \sigma' I_p (N_1 - N_3) - \frac{N_3}{\tau'_{Er}} + k_{TR} N_1 N_{2,Yb} - k_{TR,inv} N_{1,Yb} N_3 + \frac{N_4}{\tau''_{Er}}, \quad (\text{II-3})$$

$$\frac{dN_4}{dt} = -\frac{N_4}{\tau''_{Er}} + k'_{TR} N_2 N_{2,Yb} - k'_{TR,inv} N_{1,Yb} N_4. \quad (\text{II-4})$$

Pour lesquels nous avons :

$$N_{Yb} = N_{1,Yb} + N_{2,Yb}, \quad (\text{II-5})$$

$$N_{Er} = N_1 + N_2 + N_3 + N_4. \quad (\text{II-6})$$

Dans ces équations :

- N_1, N_2, N_3 et N_4 sont respectivement les densités de population de l'Er³⁺ des niveaux $^4I_{15/2}, ^4I_{13/2}, ^4I_{11/2}$ et $^4F_{9/2}$.
- $N_{1,Yb}, N_{2,Yb}$ sont respectivement les densités de population de l'Yb³⁺ des niveaux $^2F_{7/2}$ et $^2F_{5/2}$.
- N_{Yb} et N_{Er} sont les concentrations totales respectives des ions Er³⁺ et Yb³⁺.
- σ_{Yb} et σ' sont la section efficace d'absorption de l'Yb³⁺ et de l'Er³⁺ à 976 nm, longueur d'onde de la pompe.
- σ_e et σ_a sont respectivement les sections efficaces d'émission et d'absorption de l'Er³⁺ à 1,5 μm .
- τ_{Er} et τ_{Yb} sont les durées de vie radiative des niveaux $^4I_{13/2}$ de l'Er³⁺ et $^2F_{5/2}$ de l'Yb³⁺.
- τ'_{Er} et τ''_{Er} sont les durées de vie non radiative des niveaux $^4I_{11/2}$ et $^4F_{9/2}$ de l'Er³⁺.
- I est l'intensité intra-cavité du mode laser
- I_p est l'intensité du faisceau de pompe.

Nous pouvons simplifier ce système d'équations en procédant à plusieurs hypothèses. Tout d'abord, le pompage optique est assuré en grande partie par les ions Yb³⁺ puisque ceux-ci sont en concentration largement supérieure à celle de l'Er³⁺. Nous négligeons ainsi l'absorption de la pompe par les ions Er³⁺.

De plus, les durées de vie des niveaux $^4I_{11/2}$ et $^4F_{9/2}$ sont très courtes devant celles des autres niveaux. Leur équation d'évolution s'élimine donc adiabatiquement. Etant donné que nous considérons que ces niveaux se vident instantanément, nous négligeons les processus de transfert d'énergie inverse donnés par $k_{TR,inv}$ et $k'_{TR,inv}$.

D'autre part, en se basant sur les résultats de Gapontsev [99], les coefficients k_{TR} et k'_{TR} peuvent être considérés comme égaux. De même, nous supposons les sections efficaces d'absorption et d'émission de l'Er³⁺ sont égales. Nous notons $\sigma = \sigma_e = \sigma_a$.

En posant l'inversion de population comme étant égale à $N = N_2 - N_1$ et avec $N_{Er} = N_1 + N_2$, les équations (II-1) à (II-6) se réécrivent ainsi :

$$\frac{dN_{2,Yb}}{dt} = \sigma_{Yb} I_p (N_{Yb} - 2N_{2,Yb}) - \gamma_{Yb} N_{2,Yb} - k_{TR} N_{Er} N_{2,Yb}, \quad (\text{II-7})$$

$$\frac{dN}{dt} = -2\sigma IN - \gamma(N_{Er} + N) + k_{TR} N_{2,Yb} (N_{Er} - N), \quad (\text{II-8})$$

où les taux de relaxation de l'inversion de population sont notés $\gamma = 1/\tau_{Er}$ pour l'Er³⁺ et $\gamma_{Yb} = 1/\tau_{Yb}$ pour l'Yb³⁺. De plus, en raison des faibles densités de puissance de pompes utilisées, le niveau fondamental d'Yb³⁺ ne subit qu'une faible déplétion [103]. Nous pouvons donc admettre que la densité de population du niveau fondamental reste proche de la concentration totale d'Yb³⁺, soit $N_{1,Yb} \approx N_{Yb}$. L'équation d'évolution de la population d'Yb³⁺ dans le niveau $^2F_{5/2}$ devient alors :

$$\frac{dN_{2,Yb}}{dt} = \sigma_{Yb} I_p N_{Yb} - k_{TR} N_{Er} N_{2,Yb}. \quad (\text{II-9})$$

En prenant l'état stationnaire de cette équation, on se rend compte que le taux de pompage est égal à $w_p = \sigma_{Yb} I_p \frac{N_{Yb}}{N_{Er}}$. Tout se passe comme si nous avions augmenté la section efficace de l'Er³⁺ à la longueur d'onde de pompe grâce à la présence des ions Yb³⁺ [104]. En injectant l'expression de w_p dans l'équation (II-8) et en ajoutant l'équation d'évolution de l'intensité laser au sein de la cavité, nous obtenons finalement deux équations d'évolutions décrivant le comportement du laser classe B :

$$\frac{dN}{dt} = -2\sigma IN - N(w_p + \gamma) + N_{Er}(w_p - \gamma), \quad (\text{II-10})$$

$$\frac{dI}{dt} = \frac{c}{2L} 2e\sigma IN - \gamma_c I, \quad (\text{II-11})$$

avec e et L respectivement les longueurs optiques du milieu actif et de la cavité, et γ_c le taux de pertes de photon intra-cavité correspondant à l'inverse du temps de vie des photons. γ_c est

calculé en tenant compte de la transmission du coupleur de sortie noté T et des pertes provoquées par les éléments internes à la cavité p tel que :

$$\gamma_c = \frac{c}{2L}(T + p). \quad (\text{II-12})$$

Le laser est régi par les temps caractéristiques de ces deux réservoirs qui interagissent entre eux : l'inversion de population et les photons. Pour illustrer le fonctionnement classe B, regardons le comportement dynamique obtenu à partir de ces équations. Le RIN du laser peut être prédit en calculant la fonction de transfert en intensité du laser induite par des perturbations [105]. Nous assimilerons ces perturbations à des fluctuations de photons intra-cavité due à l'émission spontanée amplifiée. Nous ne considérons pas dans un premier temps le bruit apporté par le laser de pompe. En effet, dans le cas particulier du co-dopage et en raison du long temps de vie dans le niveau $^2F_{5/2}$ (de l'ordre de la ms) la réponse des ions Yb^{3+} coupe les fluctuations de pompe en agissant comme un filtre passe bas. Ainsi, le RIN à la fréquence des oscillations de relaxation typique d'un tel laser (\sim quelques dizaines à centaines de kHz) est ainsi majoritairement gouverné par fluctuations de photons [105,106]. Notons qu'introduire des fluctuations de photons dans le système revient mathématiquement à considérer des fluctuations de pertes intra-cavité. Il est aussi important de mentionner que cette approche classique (non quantique) est valable dans notre cas, le niveau de bruit autour de la fréquence des oscillations de relaxation étant supérieur au bruit de grenaille qui est estimé à -159 dB/Hz pour 2,8 mA de photo-courant.

Nous cherchons à obtenir la fonction de transfert relative aux fluctuations de photons provenant de l'émission spontanée amplifiée. Ces perturbations vont ainsi écartier légèrement le laser de son état d'équilibre. Plus précisément, nous soumettons le système à de légères variations du taux de pertes γ_c autour de sa valeur stationnaire et pour une fréquence donnée ω , c'est-à-dire $\gamma_c = \gamma_c^{stat} + \delta\gamma_c e^{i\omega t}$. Ces perturbations vont ainsi induire des fluctuations de même fréquence autour des valeurs stationnaires de l'inversion de population, $N = N^{stat} + \delta N e^{i\omega t}$, et de l'intensité, $I = I^{stat} + \delta I e^{i\omega t}$. En faisant évoluer la fréquence de la perturbation, nous pouvons mettre en évidence les résonances du laser. En injectant ces expressions dans (II-10) et (II-11) et en linéarisant au premier ordre, il vient naturellement la fonction de transfert :

$$H_{\text{photon}}(\omega) = \frac{\delta I / I^{stat}}{\delta\gamma_c / \gamma_c^{stat}} = \frac{-\gamma_c^{stat}}{i\omega + \gamma_c^{stat} \frac{2\sigma I^{stat}}{i\omega + 2\sigma(I^{stat} + I_{sat})}}. \quad (\text{II-13})$$

Nous pouvons retrouver une expression similaire si nous introduisons directement dans l'équation d'évolution de l'intensité un terme d'émission spontanée tel que $I_{sp} = \delta I_{sp} e^{i\omega t}$:

$$H_{\text{photon}}(\omega) = \frac{\delta I}{\delta I_{sp}} = \frac{-1}{i\omega + \gamma_c^{stat} \frac{2\sigma I^{stat}}{i\omega + 2\sigma(I^{stat} + I_{sat})}}. \quad (\text{II-14})$$

En effet, mathématiquement les termes δI_{sp} et $\delta\gamma_c I^{stat}$ jouent le même rôle. Cela justifie ainsi l'emploi des pertes de photons intra-cavité pour décrire les fluctuations de photons. Le RIN du laser est calculé à partir de la fonction de transfert (II-13) et de la densité spectrale de fluctuations de photons noté S_{photon} tel que :

$$\text{RIN}(\omega) = |H_{\text{photon}}|^2 \left(\frac{S_{\text{photon}}}{\gamma_c^2} \right). \quad (\text{II-15})$$

Les valeurs stationnaires sont données par :

$$N^{stat} = \frac{\gamma_c^{stat}}{2e\sigma} \frac{2L}{c}, \quad (\text{II-16})$$

$$I^{stat} = I_{sat} \left(\frac{N_o}{N^{stat}} - 1 \right), \quad (\text{II-17})$$

avec $I_{sat} = \frac{w_p + \gamma}{2\sigma}$ l'intensité de saturation du laser et $N_o = \frac{w_p - \gamma}{w_p + \gamma} N_{Er}$ l'inversion de

population non-saturée. A titre d'exemple, nous avons représenté le spectre de RIN théorique du laser sur la Figure 12. Les paramètres utilisés pour la modélisation sont ceux du laser et sont rassemblés dans le Tableau 1. En particulier, les concentrations d'Er³⁺ et d'Yb³⁺ sont données par le fournisseur [95]. La section efficace de l'Er³⁺ et le temps de vie d'inversion de population sont issus de [104]. Les seuls paramètres que nous ajustons sont le taux de pertes de photons γ_c et la

densité spectrale de fluctuations de photons $\left(\frac{S_{\text{photon}}}{\gamma_c^2} \right)$.

Paramètre du laser	Notation	Valeur	Paramètre du laser	Notation	Valeur
Taux de pertes de photons	γ_c	$2,8 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$	Concentration d'Er ³⁺	N_{Er}	$1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$
Epaisseur du milieu actif	e	1,5 mm	Concentration d'Yb ³⁺	N_{Yb}	$20 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$
Longueur de la cavité	L	4,9 cm	Section efficace de l'Er ³⁺	σ	$6 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$
Temps de vie de l'inversion de population	$\tau_{Er} = \frac{1}{\gamma}$	$6,5 \cdot 10^{-3} \text{ s}$	Puissance de la diode de pompe	P_p	280 mW
Rayon du faisceau de pompe	r_p	90 μm	Longueur d'onde de pompe	λ_p	976 nm
Densité spectrale de fluctuations de photons	$\left(\frac{S_{\text{photon}}}{\gamma_c^2} \right)$	$1 \cdot 10^{-18} \text{ Hz}^{-1}$	Longueur d'onde du laser	λ	1560 nm

Tableau 1 : Valeurs des paramètres utilisés pour la modélisation.

Nous pouvons constater la forte correspondance entre les spectres expérimentaux et théoriques avec, en particulier, le pic de bruit qui apparaît à 40 kHz. La fonction de transfert du laser est assimilable à un filtre d'ordre 2 et fait donc ressortir une résonance à la fréquence des oscillations de relaxation du laser. Nous pouvons retrouver la fréquence de cette résonance en cherchant la fréquence qui minimise le dénominateur de la fonction de transfert. Les oscillations de relaxations apparaissent ainsi à :

$$\begin{aligned}
 f_{OR} &= \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{c}{2L} 4e\sigma^2 N^{stat} I^{stat}} \\
 &= \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{I^{stat}}{I_{sat}} \gamma_c^{stat} (w_p + \gamma)} .
 \end{aligned}
 \tag{II-18}$$

Notre objectif est de briser cette interaction résonante en insérant dans le laser le mécanisme d'absorption proportionnel à l'intensité du laser. Le mécanisme non-linéaire doit permettre d'introduire un terme d'amortissement dans l'équation (II-13) pour diminuer l'amplitude du pic de bruit.

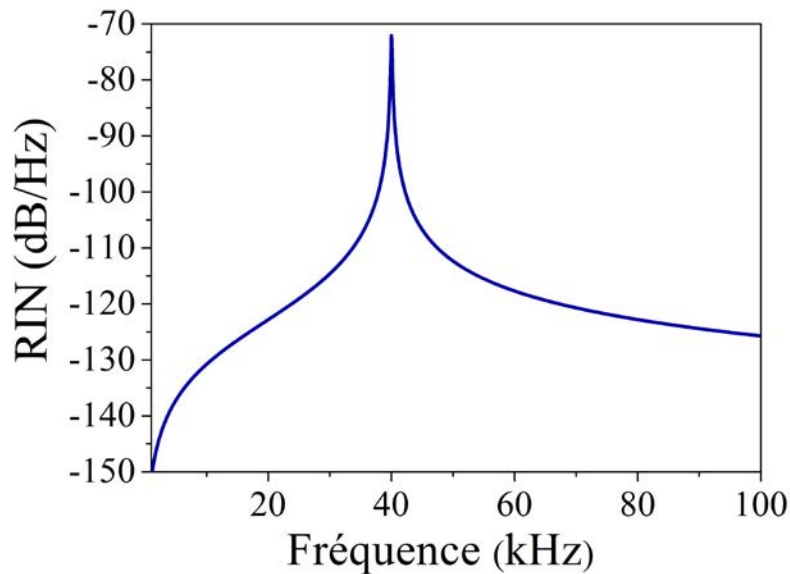


Figure 12 : Spectre de RIN théorique obtenu à l'aide de la fonction de transfert en intensité du laser.

II. 2. c. Introduction d'un absorbant non-linéaire peu efficace

Nous insérons à présent un mécanisme d'absorption non-linéaire dans la cavité. Nous optons pour l'absorption à deux photons. Le TPA [107] est généré au sein d'une lame de silicium (Si) de 40 μm d'épaisseur. Le cristal de Si est taillé suivant les axes (100). La lame de Si possède l'avantage d'être transparente autour de 1,5 μm et donc de ne pas introduire de pertes linéaires notables dans le laser. Cependant, son gap, bien qu'indirect, permet de produire de l'absorption à deux photons à la longueur d'onde du laser Er,Yb:verre [108,109]. Il convient de préciser que l'efficacité de TPA doit être faible afin de ne pas perturber les caractéristiques statiques du laser, c'est-à-dire, son seuil et sa puissance. Nous cherchons à éviter à tout prix des comportements de type absorbant saturable qui entraînerait une modification de l'état stationnaire du laser et qui pourrait notamment engendrer une émission impulsionnelle voire chaotique. La faible épaisseur de la lame de Si et la section efficace de TPA modérée permettent de nous placer dans ces conditions. Nous n'avons volontairement pas traité anti-reflet cette lame de Si. En effet, ces réflexions à ses interfaces sont suffisantes pour que cette lame puisse jouer le rôle d'étalon et rendre le laser monomode. Le Si est positionné sur une monture possédant trois degrés de liberté : une translation et deux axes de rotation. Ces dernières nous permettent d'ajuster finement l'inclinaison de la lame et, par conséquent, d'obtenir en plus de l'oscillation monomode une polarisation linéaire. A l'aide de la translation, nous déplaçons la lame de Si le long de l'axe optique, l'axe z-. Etant donné l'architecture plan-concave, cette translation permet de faire varier la densité de photon dans la lame. Nous plaçons le TPA tout d'abord proche du milieu actif où la densité de photon est la plus grande (voir Figure 13). L'efficacité du processus non-linéaire étant dépendante de l'intensité, elle est donc maximale dans cette position. En rapprochant le Si du

miroir de sortie, nous avons la possibilité de diminuer l'efficacité de TPA en augmentant le diamètre du faisceau sur la lame. Nous vérifions que ni la puissance, ni le seuil du laser ne sont affectés par l'insertion du TPA.

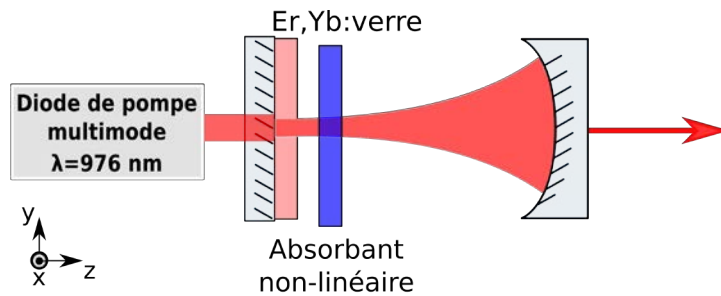


Figure 13 : Schéma du laser Er,Yb avec la lame de Si positionnée proche du milieu actif pour que l'efficacité de la TPA soit maximale. Cette lame nous sert d'étalon.

Comme le montre la Figure 14, l'introduction du TPA conduit à une réduction de 33 dB de l'amplitude du pic des oscillations de relaxation. Cette technique relativement simple donne donc des résultats probants. En effet, une telle diminution est du même ordre de grandeur que celle obtenue avec les méthodes actives. Le groupe de Taccheo [66] a par exemple réussi à réduire de 30 dB ce pic de bruit dans un laser Er,Yb avec une boucle de rétro-action sur la pompe. La Figure 14 montre aussi que la fréquence des oscillations de relaxation subit un décalage en fréquence bien que nous n'ayons pas modifié le taux de pompage. Plus précisément, le pic se décale d'environ 5 kHz lorsque le TPA est placé dans le laser. Ce phénomène semble donc être dû directement à l'action du TPA dans le laser puisque le seuil et la puissance de sortie du laser restent inchangés. De plus, nous pouvons nous interroger à ce stade sur les facteurs limitant la réduction de bruit.

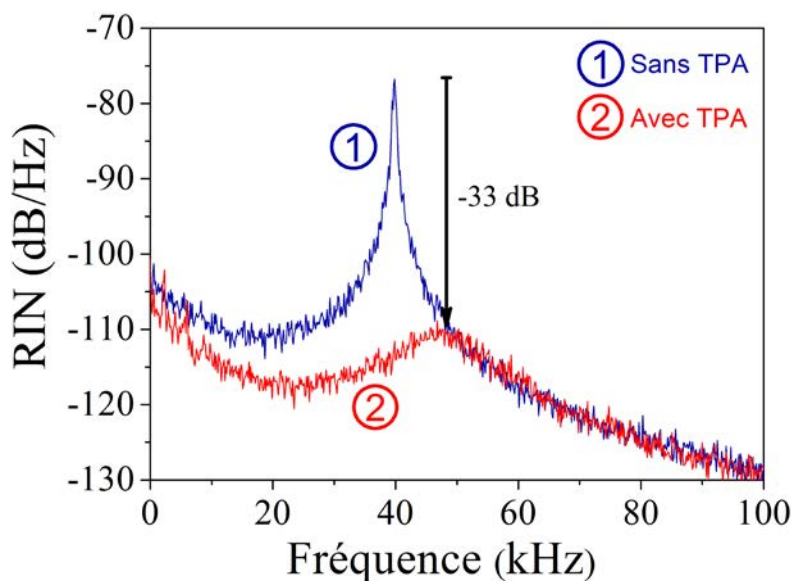


Figure 14 : Spectres de RIN du laser (1) sans TPA et (2) avec TPA. L'insertion de l'absorbant non-linéaire conduit à une réduction de 33 dB du bruit d'intensité à la fréquence des oscillations de relaxation (RBW : 100 Hz, $I_{phd}=2,8$ mA).

II. 2. d. Modèle théorique en présence de TPA

Pour répondre à ces questions, nous reprenons les équations d'évolutions précédentes et cherchons une formulation adéquate permettant de rendre compte des observations expérimentales. Le modèle proposé par Van Leeuwen [94] suggère de prendre des pertes de photon intra-cavité dépendantes de l'intensité dans l'équation d'évolution de l'intensité. Une telle description théorique ne permet pas de rendre compte du décalage en fréquence que nous observons. Ce comportement suggère que le temps de réponse du mécanisme de TPA doit être pris en compte. La seule façon de le faire de manière rigoureuse est d'introduire dans le système une nouvelle équation d'évolution gouvernant le mécanisme de TPA. Ainsi, il est possible de tenir compte de l'efficacité mais aussi de la constante de temps du mécanisme. Le système d'équations s'écrit alors :

$$\frac{dN}{dt} = -2\sigma IN - N(w_p + \gamma) + N_{Er}(w_p - \gamma), \quad (\text{II-19})$$

$$\frac{dI}{dt} = \frac{c}{2L} 2e\sigma IN - \gamma_c I - \gamma_p I, \quad (\text{II-20})$$

$$\frac{dP}{dt} = \psi I - \gamma_{NL} P. \quad (\text{II-21})$$

L'équation différentielle additionnelle porte sur les pertes non-linéaires. ψ est l'efficacité du processus d'absorption non-linéaire. Elle est directement liée à la section efficace du TPA et à la densité de photon dans la lame de Si qui est différente de celle dans le milieu actif. Nous considérons dans l'équation (II-21) le temps de réponse du TPA, τ_{NL} , à travers le facteur $\gamma_{NL} = 1/\tau_{NL}$. Dans l'équation (II-20), $\gamma_p = cP/2L$ correspond au taux de pertes non-linéaires.

Comme précédemment, nous représentons le RIN du laser en calculant la fonction de transfert induite par des petites fluctuations de photons intra-cavité. Ces variations vont entraîner, en plus des fluctuations d'inversion de population et d'intensité, des fluctuations des pertes non-linéaires $P = P^{stat} + \delta P e^{i\omega t}$. La fonction de transfert s'écrit alors :

$$H_{\text{photon}}(\omega) = \frac{-\gamma_c^{stat}}{i\omega + \gamma_c^{stat} \left(1 - \frac{N^{stat}}{N^{th}}\right) + \gamma_P^{stat} \left(1 + \frac{\gamma_{NL}}{i\omega + \gamma_{NL}}\right) + \gamma_c^{stat} \frac{N^{stat}}{N^{th}} \frac{2\sigma I^{stat}}{i\omega + 2\sigma(I^{stat} + I_{sat})}}, \quad (\text{II-22})$$

où $N^{th} = \frac{\gamma_c^{stat}}{2e\sigma} \frac{2L}{c}$ est l'inversion de population au seuil.

Les valeurs stationnaires évoluent pour donner :

$$N^{stat} = \frac{1}{2} \left(-\frac{\psi I_{sat}}{2e\sigma\gamma_{NL}} + N^{th} + \sqrt{\left(\frac{\psi I_{sat}}{2e\sigma\gamma_{NL}} - N^{th} \right)^2 + 4 \frac{\psi I_{sat}}{2e\sigma\gamma_{NL}} N_o} \right), \quad (II-23)$$

$$I^{stat} = I_{sat} \left(\frac{N_o}{N^{stat}} - 1 \right), \quad (II-24)$$

$$P^{stat} = \frac{\psi}{\gamma_{NL}} I^{stat}. \quad (II-25)$$

Les équations (II-23) et (II-24) indiquent clairement que l'insertion du TPA rend non-linéaire le comportement de l'inversion de population et de l'intensité. Nous notons que si le TPA est peu efficace, nous retrouvons les équations initiales des valeurs stationnaires (II-16) et (II-17). Les caractéristiques statiques du laser ne sont alors pas changées.

Nous modélisons la fonction de transfert de l'équation (II-22) et la comparons au résultat sans TPA. Pour cela, nous reprenons les mêmes paramètres que précédemment et figurant dans le Tableau 1. Nous ajustons la section efficace et le temps de réponse du TPA pour faire correspondre les spectres avec les résultats expérimentaux. La simulation présentée sur la Figure 15 reporte effectivement une réduction similaire de l'amplitude du pic de bruit à la fréquence des oscillations de relaxation. Cet amortissement est la conséquence des pertes dépendantes de l'intensité que nous avons introduites dans l'équation (II-20). En particulier, nous montrons que notre modèle est aussi capable de prédire le décalage en fréquence du pic. L'accord entre théorie et expérience est trouvé pour un temps de vie du TPA de 3 μ s. Ce temps caractéristique du processus non-linéaire s'avère être lié au temps de recombinaison des porteurs au sein du Si qui peut être dans la gamme de quelques ms à quelques ns, dépendant de la pureté du cristal et du taux de dopage [110,111].

Note modèle prédit ainsi deux comportements différents en fonction du temps de réponse du mécanisme de TPA pour une section efficace et une intensité intra-cavité donnée. Si le temps de réponse du TPA est proche du temps caractéristique des oscillations de relaxation sans TPA, le pic de bruit est amorti et sa réduction est accompagnée d'un décalage en fréquence vers les hautes fréquences. C'est ce que nous observons sur les spectres de RIN du laser. La fréquence des oscillations de relaxations avec le TPA dépend alors du taux de pertes non-linéaires et n'est plus donnée par la formule (II-18). A l'inverse, si nous considérons un temps de réponse de TPA très court devant le temps caractéristique des oscillations de relaxations, le processus non-linéaire va agir instantanément sur les fluctuations d'intensité du laser. Dans ces conditions, notre modèle prédit que le pic de bruit ne se décale plus en fréquence mais ne fait que diminuer.

Dans ce cas, l'équation (II-21) s'élimine adiabatiquement et la fréquence des oscillations de relaxations est donnée par la formule (II-18). Nous pouvons ainsi voir le temps de réponse du mécanisme de TPA comme une bande passante virtuelle du mécanisme de réduction de bruit. Plus elle sera grande et plus nous serons en mesure de réduire avec efficacité des excès de bruits à haute fréquence.

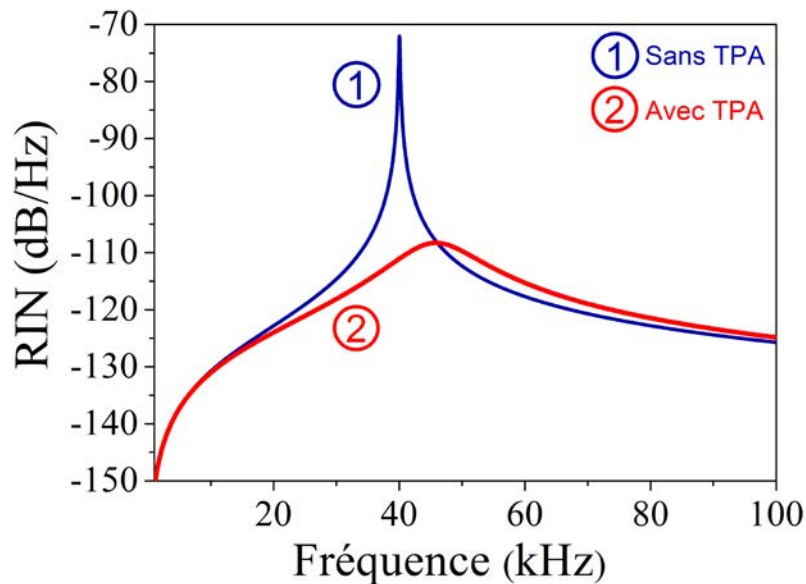


Figure 15 : Spectres de RIN théoriques (1) sans TPA et (2) avec TPA obtenu à l'aide la fonction de transfert en intensité du laser.

II. 2. e. Validation du modèle et optimisation de la réduction de bruit

Pour valider le modèle, nous nous concentrons sur l'évolution du pic à la fréquence des oscillations de relaxations en fonction de l'efficacité du TPA. Pour cela nous faisons varier la densité de photon au niveau de la lame de Si. Dans la pratique, plutôt que de modifier l'intensité intra-cavité qui serait accompagnée d'un changement des paramètres du laser, nous choisissons de modifier la section efficace effective du TPA. Comme décrit précédemment, nous réalisons cela en translatant la lame de Si le long de l'axe optique du laser. La divergence du faisceau dans la cavité permet de faire varier le diamètre du faisceau sur l'absorbant non-linéaire.

Nous reproduisons sur la Figure 16 le spectre de RIN du laser (en échelle de gris) pour différentes positions de la lame de Si, i.e., pour différentes densités de photon. Nous représentons également sur cette figure, en trait plein rouge, les fonctions de transfert théoriques pour ces différentes positions. Les paramètres utilisés pour ces modélisations sont ceux du Tableau 1 excepté le taux de décroissance de photon γ_c qui est légèrement modifié par les pertes linéaires induites par le Si. Pour caractériser γ_c , nous positionnons la lame de Si proche du miroir de sortie (lame de Si à 11 mm du milieu actif), c'est-à-dire dans une position où

la dimension du faisceau est suffisamment large pour que le TPA puisse être considéré comme inefficace. Nous ajustons alors le taux de décroissance de photon afin de faire correspondre les spectres de RIN théoriques et expérimentaux. Nous trouvons $\gamma_c = 2,2 \cdot 10^{-8} \text{ s}^{-1}$. Lorsque nous rapprochons l'absorbant non-linéaire du milieu actif, le seul paramètre inconnu est l'efficacité ψ du TPA, son temps de réponse étant de $\tau_{NL} = 3 \mu\text{s}$. Cette efficacité est ajustée pour chaque position et reportée sur la Figure 16.

Les spectres de RIN expérimentaux indiquent clairement que la réduction de bruit s'accompagne d'un décalage du pic vers les hautes fréquences lorsque nous déplaçons le Si vers le milieu actif. Il est important de noter que ni le seuil du laser, ni le taux de pompage ne sont affectés lors de changement de position de la lame semi-conductrice. Ceci prouve que (i) le changement de la fréquence du pic de bruit est seulement induit par le TPA et (ii) que l'efficacité du TPA est trop faible pour affecter les caractéristiques statiques du laser.

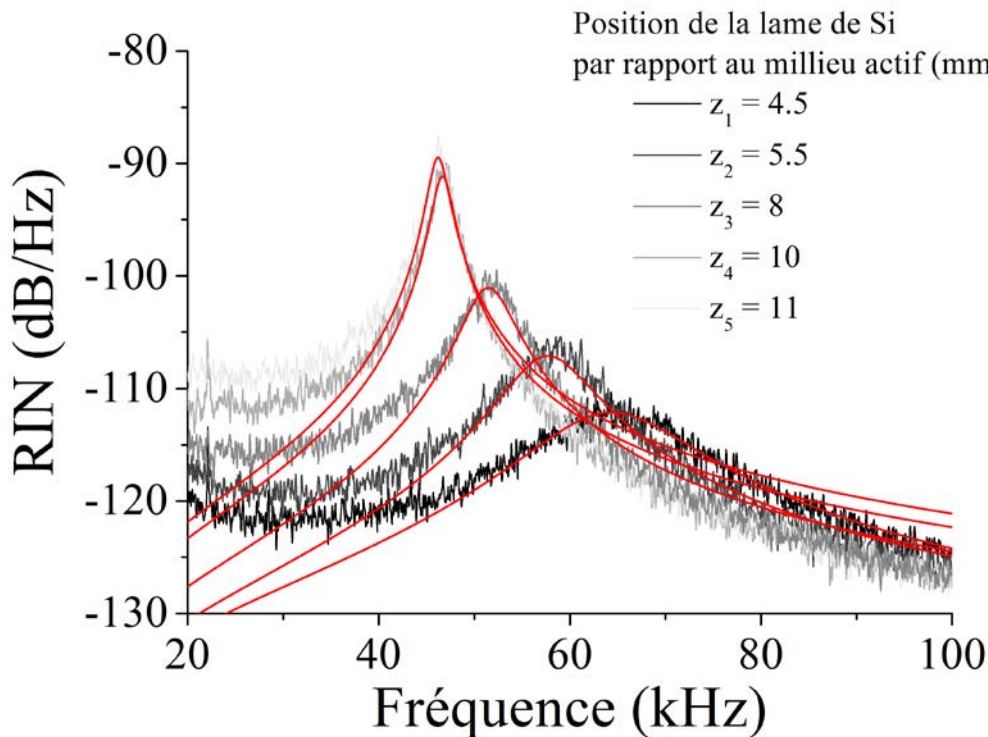


Figure 16 : Spectres de RIN du laser avec la lame de Si. Chaque spectre est mesuré pour différentes positions le long de l'axe z- de la lame de Si. Les spectres expérimentaux sont représentés en échelle de gris. Les traits plein en rouge sont les résultats issus de la fonction de transfert théorique. L'efficacité du TPA est $\psi(z_1) = 6,4 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^2$, $\psi(z_2) = 2,7 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^2$, $\psi(z_3) = 1,7 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^2$, $\psi(z_4) = 6,9 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^2$ et $\psi(z_5) = 6,7 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^2$.

Comme le montre la Figure 16, les spectres de RIN théoriques reproduisent avec un bon accord l'amplitude et la fréquence de l'excès de bruit à la fréquence des oscillations de relaxation pour

différentes efficacités du TPA. Ces résultats nous confirment que le TPA n'agit pas instantanément sur les fluctuations d'intensité. Il est donc primordial de tenir compte du temps de recombinaison des porteurs au sein du semi-conducteur.

Pour renforcer cette conclusion, nous remplaçons la lame de Si par une lame de GaAs (Gallium Arsenide) de 200 μm d'épaisseur. Tout comme le Si, le GaAs intrinsèque permet de produire du TPA à 1,55 μm [112,113]. Cependant, le temps de recombinaison des porteurs dans le GaAs intrinsèque se situe dans la gamme de quelques ns, c'est-à-dire beaucoup plus court que dans le Si [114,115]. Avec un mécanisme aussi rapide comparé à la fréquence des oscillations de relaxation, notre modèle prédit une réduction accrue du pic de bruit sans décalage de fréquence. A noter que tout comme pour le Si, les faces de la lame de GaAs sont laissées sans traitement anti-reflet pour profiter des réflexions de Fresnel. Nous avons reproduit les mesures en fonction de la densité de photon sur le GaAs. Les spectres de RIN obtenus pour des positions différentes du GaAs sont reportés sur la Figure 17. Comme attendu, l'accroissement de l'efficacité du TPA induit une réduction significative de l'amplitude du pic d'oscillation de relaxation et cela sans décalage de fréquence. Ici encore, notre modèle décrit avec une très bonne concordance le comportement du pic en présence de TPA.

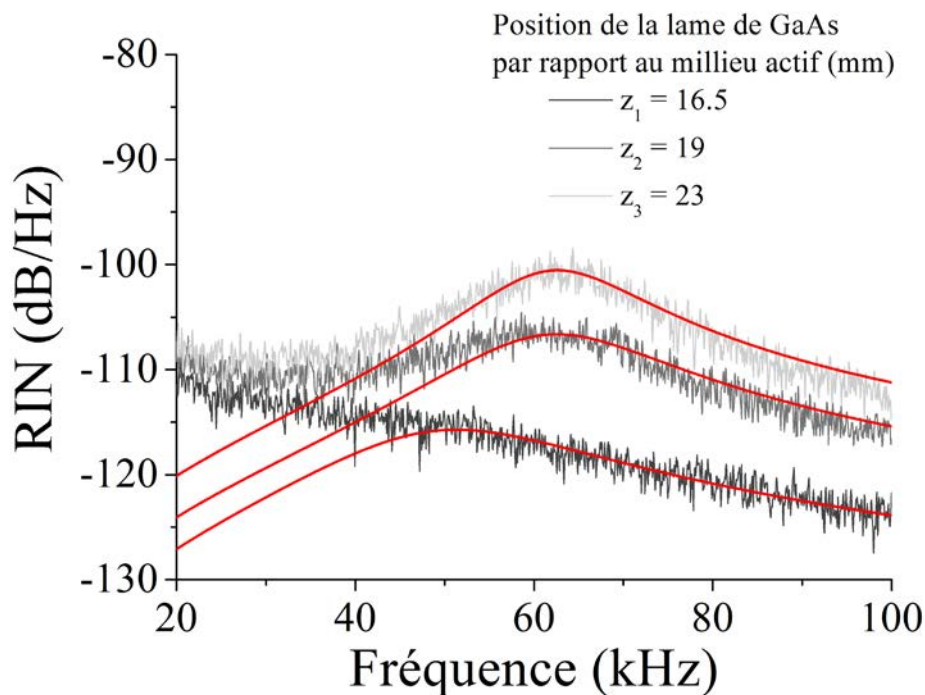


Figure 17 : Spectres de RIN du laser avec la lame de GaAs. Chaque spectre est mesuré pour différentes positions le long de l'axe z- de la lame. Les spectres expérimentaux sont représentés en échelle de gris. Les traits pleins en rouge sont les résultats issus de la fonction de transfert théorique. Les paramètres sont similaires à ceux de la Figure 16 excepté $\gamma_c = 1,56 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$. L'efficacité du TPA

est $\psi(z_1) = 1,7 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$, $\psi(z_2) = 7,5 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$, $\psi(z_3) = 5,5 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$.

Au final, en comparaison avec le Si pour lequel nous obtenions une diminution de 33 dB, le GaAs offre une réduction de bruit de 50 dB à la fréquence des oscillations de relaxation. Comme montré sur la Figure 18, pour un tel niveau de réduction, le laser ne présente plus d'oscillations de relaxation.

Nous validons donc l'importance de considérer le temps de réponse du TPA qui est limité par le temps de recombinaison des porteurs dans le semi-conducteur. Nous avons confirmé expérimentalement et théoriquement grâce au modèle développé que la description complète du laser avec TPA ne peut être réalisée sans cette prise en compte. Une des limitations de l'efficacité du TPA repose donc sur la rapidité du mécanisme d'absorption non-linéaire.

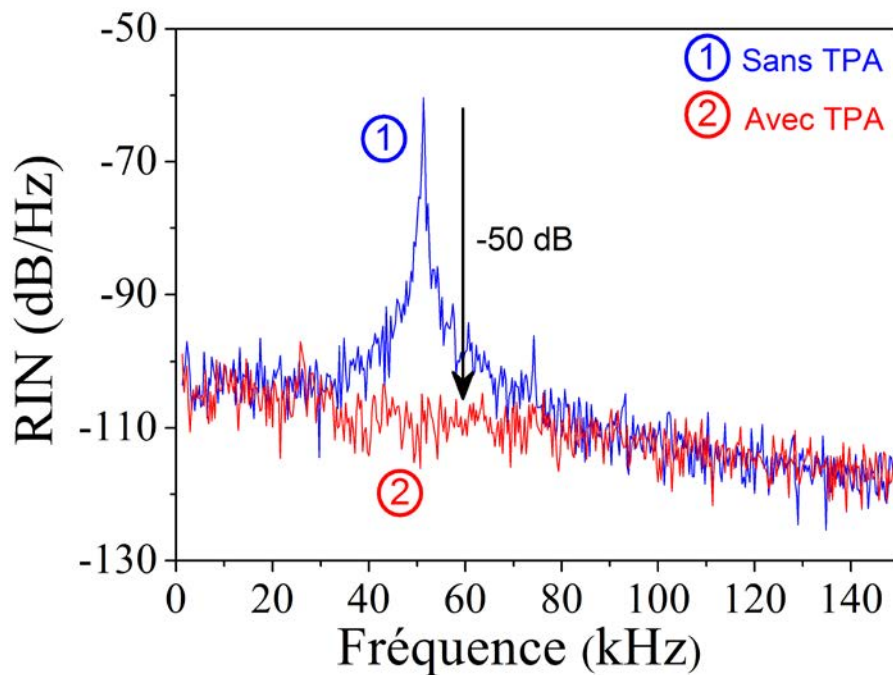


Figure 18 : Spectre de RIN du laser (1) sans TPA et (2) avec TPA introduit à l'aide de la lame de GaAs (RBW : 500 Hz, $I_{phd}=1$ mA).

II. 2. f. Discussion sur le rôle de l'absorbant non-linéaire

L'insertion d'une nouvelle équation d'évolution pour les pertes non-linéaires nous amène à représenter de façon simple l'action du TPA au sein du laser.

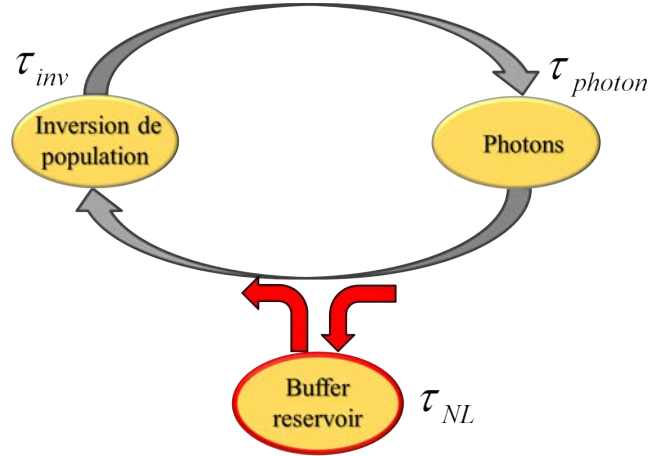


Figure 19 : Représentation schématique des interactions entre l'inversion de population, les photons et le réservoir de pertes non-linéaires. Ce réservoir agit comme un « buffer » qui régule l'interaction résonante entre les deux autres réservoirs de populations.

En l'absence de TPA, le laser de classe B est gouverné par l'interaction résonante entre deux réservoirs, l'un d'inversion de population et l'autre de photons. Chacune de ces populations est décrite par une équation d'évolution ((II-19) et (II-20)). Comme nous l'avons vu, l'insertion du TPA amène une nouvelle équation d'évolution dans le système que nous pouvons assimiler à un troisième réservoir de population (voir Figure 19). Cette population est virtuelle et est relative au mécanisme d'absorption non-linéaire. La dynamique du laser s'avère ainsi être profondément bouleversée puisque le laser n'est plus régi par deux mais par trois populations possédant chacune un temps caractéristique. Ce nouveau réservoir agit dans le système comme un tampon (« buffer ») qui va venir réguler les échanges entre inversion de population et photons en brisant l'interaction résonante. Ceci a pour conséquence l'amortissement des oscillations de relaxation. Pour atteindre des réductions importantes du bruit d'intensité en excès, le « buffer reservoir » doit pouvoir coupler de manière optimale les deux autres réservoirs. Les éléments qui rentrent en compte sont, comme démontré, la section efficace et le temps caractéristique du mécanisme non-linéaire. Au travers de cette représentation, il apparaît clair que plus le temps caractéristique de ce réservoir est court et plus ce « buffer reservoir » pourra agir sur des fluctuations d'intensité à haute fréquence. En effet, imaginons que l'intensité intra-cavité augmente. Le « buffer reservoir » va introduire des pertes supplémentaires ce qui s'apparente à un stockage de photon. Inversement, une diminution de l'intensité résulte en une baisse des pertes additionnelles qui peut être interprétée comme une restitution de photons dans la cavité.

En conséquence, si l'action de ce mécanisme est plus rapide que la fréquence des fluctuations, il sera en mesure de les supprimer permettant une auto-régulation de l'intensité laser.

Cette représentation des interactions existantes dans le laser nous montre que son comportement dynamique est totalement inédit. En effet, la dynamique du laser sans résonance n'est plus celle d'un laser classe B. Ce laser ne rentre pas non plus dans la catégorie des lasers classe A puisque le temps de vie d'inversion de population reste supérieur à celui des photons. Il devient alors intéressant de tester si cette nouvelle dynamique permet de s'affranchir de tous types de bruits d'intensité résonants y compris aux fréquences supérieures à celles des oscillations de relaxation.

II. 2. g. Effet du TPA sur les bruits de battements hautes fréquences

Pour tout type de lasers, qu'il soit classe B ou classe A, les spectres électriques présentent des pics de bruit d'intensité à haute fréquence. Cet excès de bruit provient du battement entre le mode laser et l'émission spontanée amplifiée présent dans les modes longitudinaux adjacents [90,116,117]. Il apparaît ainsi aux harmoniques de l'intervalle spectral libre de la cavité (ISL), c'est-à-dire dans la gamme du GHz dans notre cas (voir Figure 20). Il faut noter que ce type de bruit n'a jamais été réduit encore, que ce soit par les méthodes standards ou en portant le laser dans un régime classe A. En utilisant le GaAs comme source de TPA, on devrait en principe pouvoir diminuer des fluctuations d'intensité jusqu'à plusieurs GHz, le temps de recombinaison des porteurs étant de l'ordre de la ns. Nous pouvons espérer ainsi agir sur ces bruits résiduels. La suppression de ces pics avec notre approche serait une étape essentielle pour la réalisation de laser faible bruit sur une large gamme de fréquence.

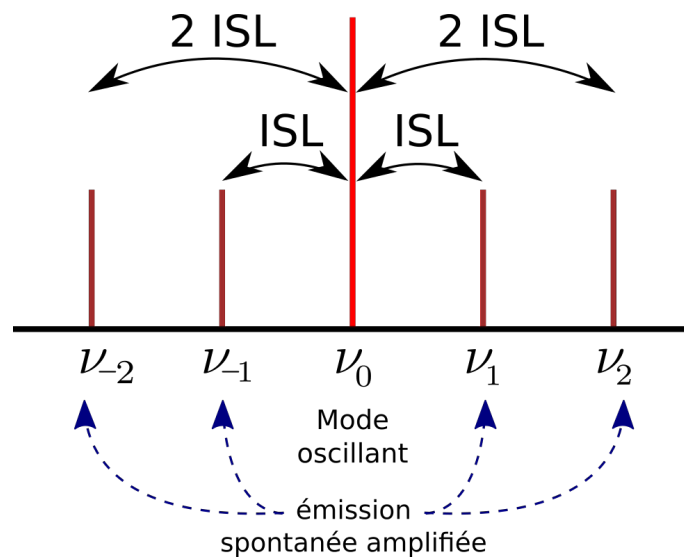


Figure 20 : Représentation du spectre optique du laser illustrant le battement entre le mode oscillant et l'émission spontanée amplifiée dans les modes adjacents longitudinaux non oscillant. Les fréquences de battement correspondent aux multiples de l'intervalle spectral libre (ISL) de la cavité.

Nous avons acquis le spectre de RIN du laser sans TPA de 100 MHz à 16 GHz. Pour ces mesures à fréquences élevées, nous positionnons l'étalon de silice dans la cavité. Nous remplaçons l'amplificateur fabriqué au laboratoire par deux amplificateurs RF large bande (BP : 0,1-20 GHz) donnant un gain de 50 dB et un faible facteur de bruit (NF : 2,7 dB). Comme nous pouvons le constater sur la Figure 21(a), le spectre de RIN présente deux pics de bruits à 5,5 GHz et 11 GHz correspondant à une et deux fois l'ISL de la cavité. L'amplitude des pics mesurée est 13 dB au-dessus du plancher de bruit à -156 dB/Hz correspondant au bruit de grenaille pour 1,3 mA de photo-courant. Les pics de battement aux fréquences supérieures ne sont pas visibles en raison de la sélectivité spectrale de l'étalon.

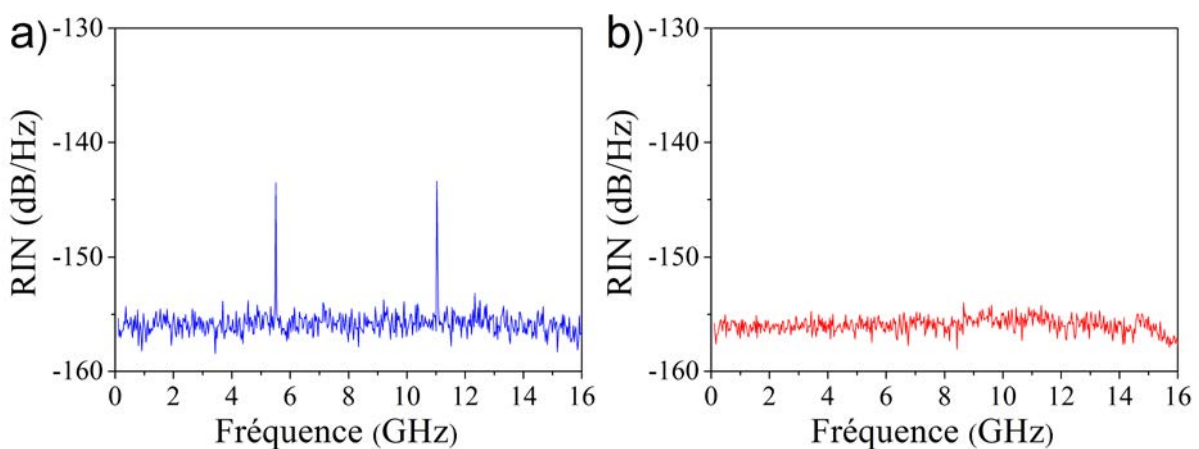


Figure 21 : Spectres de RIN à hautes fréquences mesuré (a) sans le TPA et (b) avec le TPA dans la cavité (RBW : 1 MHz, $I_{\text{phd}}=1,3$ mA).

Nous insérons à présent le GaAs dans le laser. La lame semi-conductrice est positionnée le plus proche du milieu actif afin d'optimiser l'efficacité du TPA. Nous montrons sur le spectre de RIN de la Figure 21(b) que les deux pics disparaissent totalement. Comme espéré, nous diminuons d'au moins 13 dB l'amplitude de ces pics. Le spectre de bruit du laser est finalement limité par le bruit de grenaille sur toute la plage de mesure. Ces premiers résultats sont très prometteurs mais ils nécessitent néanmoins de confirmer que cette suppression est bien le fait du « buffer reservoir » et non pas celui de l'étalon formé par le GaAs. En effet, la lame de GaAs étant plus épaisse que l'étalon de silice et les coefficients de réflexion de leurs faces étant quasi-identiques, la lame de GaAs induit localement un effet de filtrage plus important. Dans cet objectif, nous diminuons l'efficacité du TPA en positionnant la lame de GaAs proche du miroir de sortie. Dans cette position, la densité de photon appliquée sur l'absorbant non-linéaire est faible. Comme le montre la Figure 22, le RIN du laser révèle l'existence du pic à 5,5 GHz bien que le GaAs soit dans la cavité. Ce n'est que lorsque nous rapprochons la lame de GaAs du milieu actif que nous obtenons l'élimination de l'excès de bruit. En modifiant l'efficacité du TPA uniquement, nous prouvons que c'est le bien le mécanisme non-linéaire qui induit la disparition des pics de

battement. Notre approche permet donc de réduire des bruits d'intensité sur une bande passante de plusieurs GHz. C'est un fait important puisque l'approche « buffer reservoir » devient plus performante en terme de réduction de bruit d'intensité que l'approche laser classe A pour lequel les bruits de battements demeurent présents. Il est finalement important de mentionner qu'aux fréquences supérieures à celle des oscillations de relaxation, qui se trouvent au mieux à quelques centaines de kHz, la fonction de transfert du laser est un filtre passe-bas d'ordre 2 et non pas d'ordre 1 comme pour un laser classe A à basse fréquence. Le plancher du bruit de grenaille est donc atteint plus rapidement.

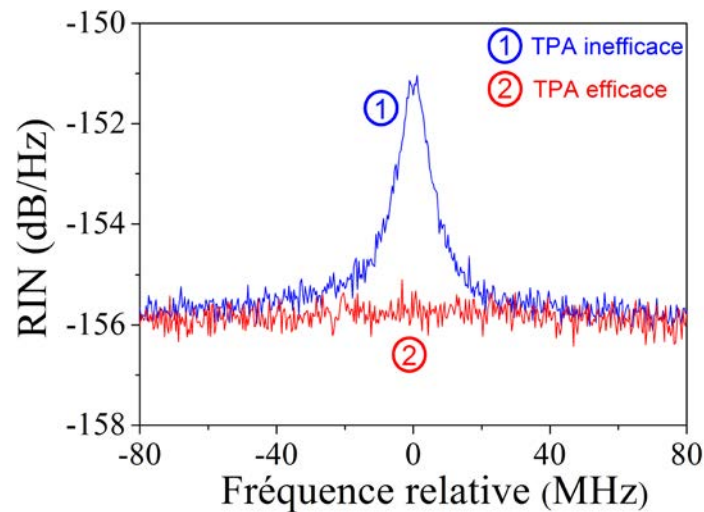


Figure 22 : Spectre de RIN autour de 5,5 GHz correspondant à l'ISL de la cavité. Le spectre (1) est obtenu en positionnant le GaAs proche du miroir de sortie. Le spectre (2) est mesuré en plaçant le GaAs proche du milieu actif.

II. 2. h. Bruit de fréquence du laser en présence du TPA

Un des avantages des lasers à milieu actif solide concerne la faible largeur de raie de l'ordre du kHz [38]. Cette stabilité de fréquence est intéressante pour de nombreuses applications telles que la spectroscopie haute résolution ou encore, comme nous le verrons par la suite, la distribution de signaux de haute pureté spectrale sur porteuse optique. L'ajout de TPA permet de stabiliser l'intensité du laser par un changement profond de sa dynamique. Il devient donc utile de vérifier que l'action du TPA ne dégrade pas en contrepartie le bruit de fréquence du laser. Dans ce but, nous avons mis en place une mesure de détection auto-hétérodyne de largeur de raie [118,119]. Nous injectons le faisceau dans une fibre optique et le séparons en deux voies (voir Figure 23). La première voie traverse un modulateur acousto-optique modulé à 80 MHz. La seconde voie sert à introduire un retard à l'aide d'une fibre de 700 m de long. Les deux voies sont recombinaées par la suite pour produire un battement à 80 MHz mesurable. Ce battement est une convolution du spectre optique du laser avec lui-même et reflète ainsi le bruit de fréquence du laser. Afin d'en extraire le bruit de phase, le signal à 80 MHz est démodulé en phase

et en quadrature à l'aide d'un analyseur de spectre électrique Rohde&Schwarz (Bande passante : 10 Hz-3,6 GHz).

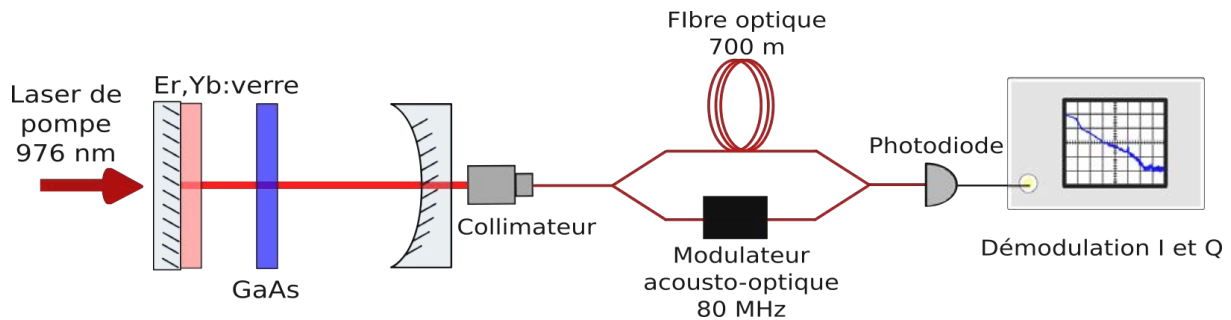


Figure 23 : Schéma de la mesure auto-hétérodyne pour mesurer le bruit de fréquence du laser. Le battement à 80 MHz est recueilli sur un analyseur de spectre électrique et est démodulé en phase et en quadrature.

Nous procédons à la mesure sans et avec TPA. Les spectres respectifs sont reportés sur la Figure 24. Nous n'observons pas de changement significatif du bruit de fréquence du laser. La faible largeur de raie inhérente aux lasers solides est préservée bien que la dynamique du laser soit radicalement changée. Les performances du laser que ce soit en terme de bruit d'intensité ou de bruit de fréquence sont compatibles avec des applications de haute précision telles que la métrologie temps-fréquence ou les horloges atomiques (en changeant la longueur d'onde). Les études de ce manuscrit ayant été motivées par le besoin de laser faible bruit en optique hyperfréquence, nous nous proposons dans la section suivante d'utiliser ce laser dans un tel cadre.

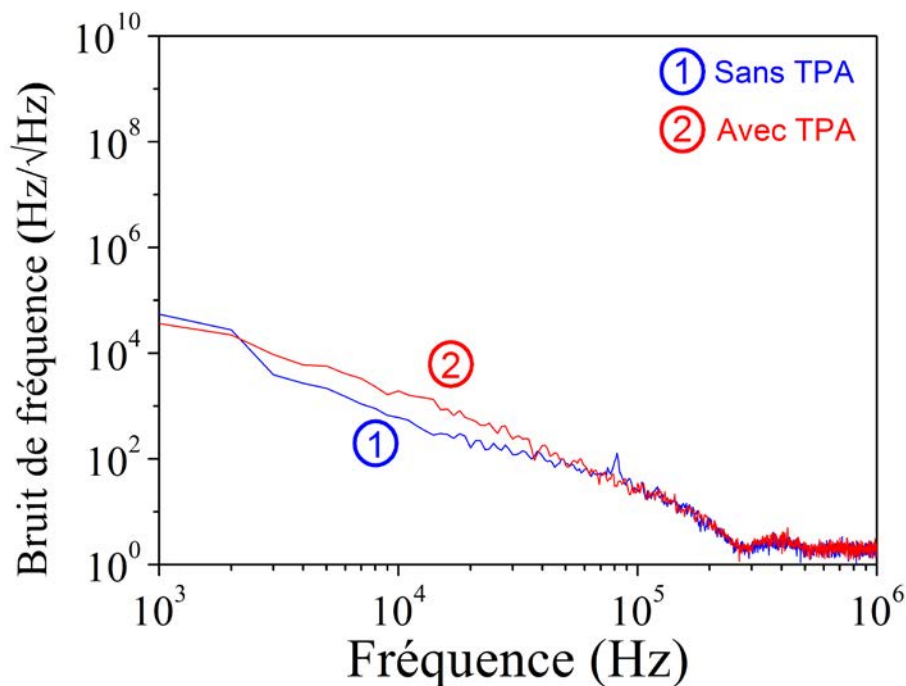


Figure 24 : Bruit de fréquence du laser (1) sans TPA et (2) avec TPA.

II. 2. i. Utilisation du laser faible bruit d'intensité dans une liaison optique-hyperfréquence

Nous proposons de démontrer le bénéfice qu'apporte l'utilisation d'un tel laser avec TPA pour la distribution d'une fréquence de référence sur porteuse optique. En effet, de nombreuses études ont montré que si un laser solide fournissait la porteuse optique, le bruit d'intensité résonant à la fréquence des oscillations de relaxation est converti en bruit de phase sur le signal de référence [18,27,32]. Cette conversion provient du fait que le niveau du bruit d'intensité est largement supérieur aux possibilités de rejection des détecteurs de phase. Or, le laser avec TPA est exempt d'oscillations de relaxation. Nous pouvons donc nous attendre à améliorer le bruit de phase de l'oscillateur local distribué.

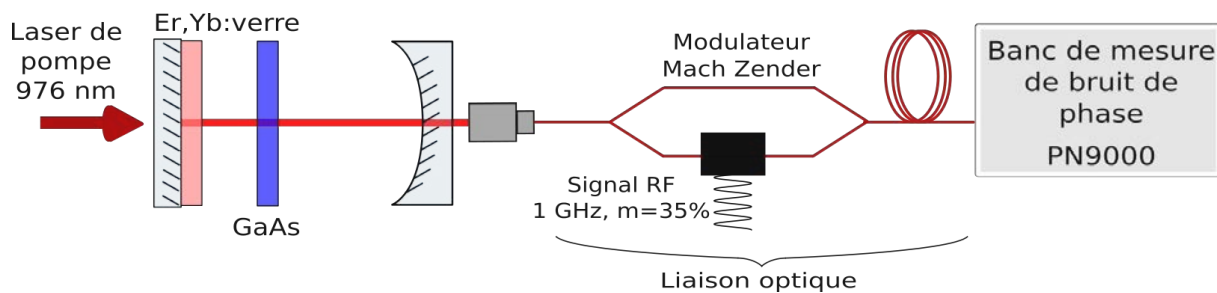


Figure 25 : Schéma de la liaison optique hyperfréquence. La porteuse optique est modulée en amplitude à 1 GHz. Le signal micro-onde de référence est ensuite analysé à l'aide d'un PN9000.

Le schéma de la liaison est reporté sur la Figure 25. Nous modulons le faisceau optique du laser Er,Yb à l'aide d'un modulateur Mach-Zender. Nous fixons la fréquence de modulation à 1 GHz. En sortie du Mach-Zender, le bruit de phase du signal micro-onde est analysé à l'aide d'un banc de mesure bruit de phase PN9000. Le signal micro-onde de référence à 1 GHz alimentant le Mach-Zender est généré directement par le synthétiseur bas bruit du PN9000. Ceci nous assure de la haute pureté spectrale de la modulation de fréquence.

Sans TPA, le spectre électrique (1) de la Figure 26 est typique des spectres obtenus avec un laser solide dans une telle liaison [86]. Nous notons la présence de pics à 50 kHz de part et d'autre de la porteuse micro-onde. Ces pics correspondent à l'excès de bruit d'intensité à la fréquence des oscillations de relaxation qui est converti dans le domaine micro-onde. Ces bruits sont une limitation majeure pour l'utilisation de laser à état solide pour la distribution d'oscillateurs locaux [120]. Lorsque nous insérons le TPA dans le laser, nous supprimons ces bruits en excès. Seul le signal d'intérêt reste visible sur le spectre électrique.

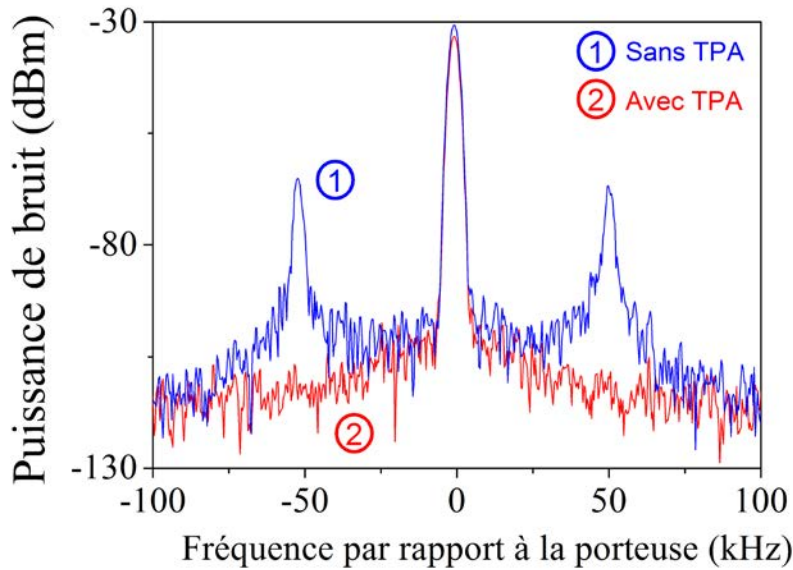


Figure 26 : Spectre électrique du signal micro-onde (1) sans TPA et (2) avec TPA.

En raison de la conversion bruit d'intensité-bruit de phase dans les systèmes de mesure, cette réduction du RIN doit entraîner en principe une amélioration de la pureté spectrale du signal micro-onde. Pour la quantifier, nous mesurons le bruit de phase RF additif de la liaison optique hyperfréquence. Pour ces acquisitions, la profondeur de modulation de l'onde optique est portée à 35%. Le photo-courant détecté est de 0,4 mA.

Nous comparons sur la Figure 27 les spectres de bruit de phase du signal à 1 GHz sans (1) et avec TPA (2). Nous remarquons qu'à basse fréquence, à 10 Hz et 3 kHz de la porteuse micro-onde, les bruits de phase additifs sont similaires et sont inférieurs à -106 dBc/Hz. Pour des fréquences supérieures, le bruit de phase sans TPA atteint un plateau à -141,8 dBc/Hz excepté à 50 kHz où nous mesurons un pic à -76 dBc/Hz. Ce plateau est limité par le bruit de grenaille dont le niveau est donné par [86] :

$$L_{\text{plancher}}(f_m) = \frac{2e}{m^2 I_{ph}}. \quad (\text{II-26})$$

En tenant compte des paramètres expérimentaux, nous trouvons un niveau du bruit de grenaille égal à -141,8 dBc/Hz. Après insertion du GaAs dans la cavité, nous constatons une disparition du pic de bruit à 50 kHz. En effet, le bruit d'intensité à la fréquence des oscillations de relaxation étant réduit fortement comme nous l'avons montré précédemment, il ne contribue plus au bruit de phase additif de la liaison optique. Ainsi, au-dessus de 3 kHz de la porteuse micro-onde, le bruit de phase est blanc et limité par le bruit de grenaille. L'emploi d'un tel laser faible bruit d'intensité apporte un gain non négligeable sur la qualité du signal de référence transmis.

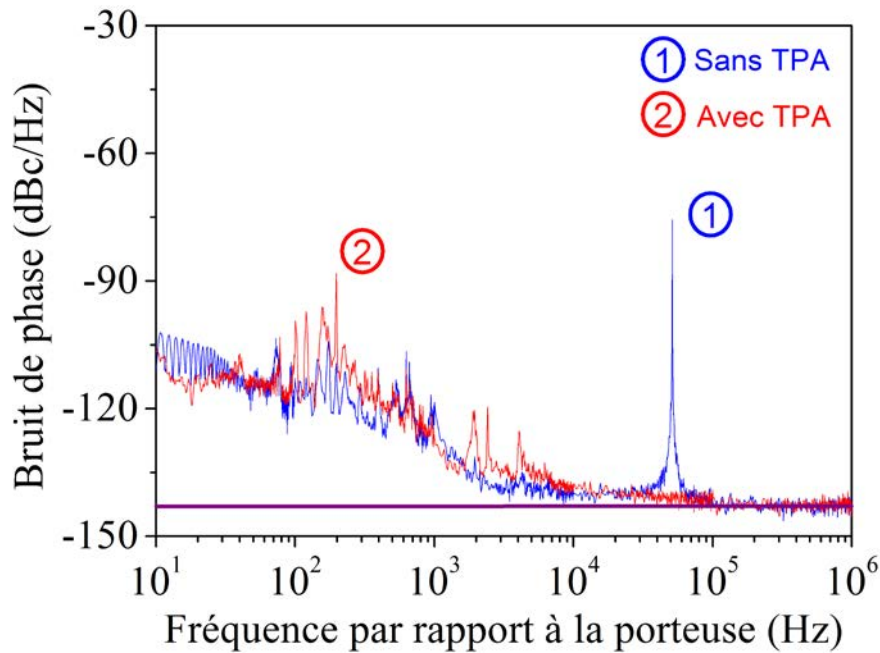


Figure 27 : Bruit de phase du signal micro-onde (1) sans TPA et (2) avec TPA. La ligne en trait plein représente le niveau du bruit de grenaille à -141,8 dBc/Hz.

II. 2. j. Conclusion de la première partie

Nous avons montré dans cette partie que l'insertion d'un mécanisme d'absorption non-linéaire peu efficace était une approche performante pour supprimer l'excès de bruit d'intensité d'un laser solide mono-fréquence. Notamment, nous avons prouvé en développant un modèle théorique que l'absorption non-linéaire agit comme un « buffer reservoir » au sein du laser qui régule l'interaction résonante entre inversion de population et photons. La dynamique classe B du laser solide, responsable des oscillations de relaxation, est alors profondément modifiée. Nous avons montré expérimentalement l'efficacité de l'approche en insérant de l'absorption à deux photons dans un laser Er,Yb. En utilisant une lame de Si, nous avons mis en évidence que la réduction de bruit s'accompagnait d'un décalage en fréquence du pic à la fréquence des oscillations de relaxation. Ce comportement est très bien décrit par notre modèle grâce à l'ajout d'une nouvelle équation d'évolution relative aux pertes non-linéaires. Ainsi, nous montrons que le changement de fréquence du pic est dû au temps de recombinaison des porteurs qui limite la réponse du mécanisme de TPA dans son ensemble. Nous avons confirmé ce point en remplaçant la lame de Si par une lame de GaAs. En réduisant le temps de réponse et en optimisant la section efficace du TPA nous avons réussi à diminuer de 50 dB le bruit à la fréquence des oscillations de relaxation. L'approche « buffer reservoir » permet une réduction de bruit bien meilleure que celle des méthodes habituelles. De plus, nous avons mis en évidence que l'action du TPA ne dégrade par la largeur de raie du laser. Le laser est donc parfaitement adapté pour des applications telles que la métrologie. En outre, nous avons utilisé le laser faible bruit d'intensité

dans une liaison optique-hyperfréquence. Nous avons ainsi pu démontrer que le bruit d'intensité qui est habituellement converti autour du signal micro-onde de référence est totalement réduit que ce soit sur le spectre électrique en amplitude ou en phase. De plus, nous montrons la capacité de cette approche à supprimer l'excès de bruit jusqu'à plusieurs GHz. En particulier, nous avons obtenu une suppression des pics de bruits de battements apparaissant aux multiples de l'ISL de la cavité. Ces résidus de bruits n'avaient jamais encore été réduits auparavant, y compris dans les lasers classe A.

Le « buffer reservoir », relativement simple à mettre en œuvre, est a priori applicable à tout type de lasers et pas uniquement aux lasers classe B. Nous pouvons donc nous demander si l'insertion de TPA dans un laser classe A conduirait à une suppression similaire des pics de battements. Ainsi, tout comme le laser Er,Yb que nous avons étudié, le laser classe A ne présenterait aucun excès de bruit d'intensité. Nous analysons dans la partie suivante, l'ajout de TPA au sein d'un $\frac{1}{2}$ VCSEL à cavité externe en fonctionnement classe A. Cette étude a pour but notamment de vérifier que le régime classe A est bien maintenu en présence de TPA.

II. 3. Approche « buffer reservoir » dans un laser classe A

Comme nous l'avons décrit dans le chapitre précédent, le développement des lasers classe A a permis d'atteindre des très faibles niveaux de RIN sur une large bande passante (du MHz jusqu'à plusieurs GHz). En effet, ces lasers reposent sur l'augmentation du temps de vie des photons dans la cavité de manière à le rendre supérieur à celui des porteurs dans le milieu actif. Par conséquent, l'inversion de population s'adapte instantanément aux fluctuations d'intensité et peut être éliminée adiabatiquement dans les équations. Le laser se comporte alors comme un oscillateur amorti sans oscillations de relaxations. L'avènement des lasers semi-conducteur à émission verticale en cavité externe (VECSEL) a permis de réaliser des lasers classe A qui sont limités par le bruit de grenaille sur une large bande passante [42]. Ces lasers ont ouvert de nouvelles possibilités technologiques pour les liaisons photoniques micro-onde ou pour la fabrication de laser bi-fréquence faible bruit [78,87,121].

Néanmoins, les spectres des lasers classe A présentent des pics de bruits de battement aux multiples de l'ISL de la cavité. L'annulation de ces résidus de bruit serait la dernière étape pour l'obtention d'un laser complètement limité par le bruit de grenaille. Il devient donc logique de tester notre approche « buffer reservoir » dans un VECSEL. Cependant, nous avons vu que l'insertion de TPA changeait radicalement la dynamique du laser Er,Yb. Nous pouvons nous demander si la dynamique classe A du VECSEL ne va pas être modifiée sous l'action du « buffer reservoir ».

Pour cette étude, nous considérons un laser $\frac{1}{2}$ VCSEL émettant à $1,55 \mu\text{m}$ positionné dans une cavité externe (voir Figure 28). Le $\frac{1}{2}$ VCSEL a été développé au LPN [122]. Il est composé de 8 puits quantiques en InP et d'un miroir de Bragg GaAs/AlGaAs. Le tout est monté sur un substrat en cuivre de grande conductivité thermique. La couche supérieure d'InP est gravée pour que les puits quantiques soient positionnés sur les maxima du champ de l'onde stationnaire. Pour réguler en température la structure, le $\frac{1}{2}$ VCSEL est placé sur un dissipateur thermique en cuivre dont la température est ajustée à 20°C avec un Peltier. La cavité externe du laser est refermée par miroir concave de 10 cm de rayon de courbure et possédant un coefficient de réflexion de $99,5\%$ à $1,55 \mu\text{m}$. Nous plaçons le miroir à $9,8 \text{ cm}$ du milieu actif. Dans ces conditions, la durée de vie des photons est supérieure à celle de l'inversion de population. Nous nous assurons ainsi que le laser fonctionne dans un régime classe A. Le milieu actif est pompé optiquement avec une diode laser monomode opérant à 976 nm et fournissant 700 mW . Nous insérons un étalon de YAG de 1 mm d'épaisseur dans la cavité.

Nous analysons le spectre optique à l'aide d'un interféromètre Fabry-Perot à balayage. Comme démontré sur la Figure 29, le laser est monomode longitudinal. En parallèle, nous mesurons le spectre de RIN du laser. Nous regardons dans un premier temps la réponse du laser à basse fréquence. Nous utilisons une photodiode InGaAs Epitaxx de 1 GHz de bande passante suivie d'un amplificateur faible bruit possédant 50 dB de gain et une bande passante de 10 kHz - 500 MHz . Le spectre de bruit d'intensité est mesuré avec un analyseur de spectre électrique Rohde&Schwarz (BP : 10 Hz - $3,6 \text{ GHz}$).

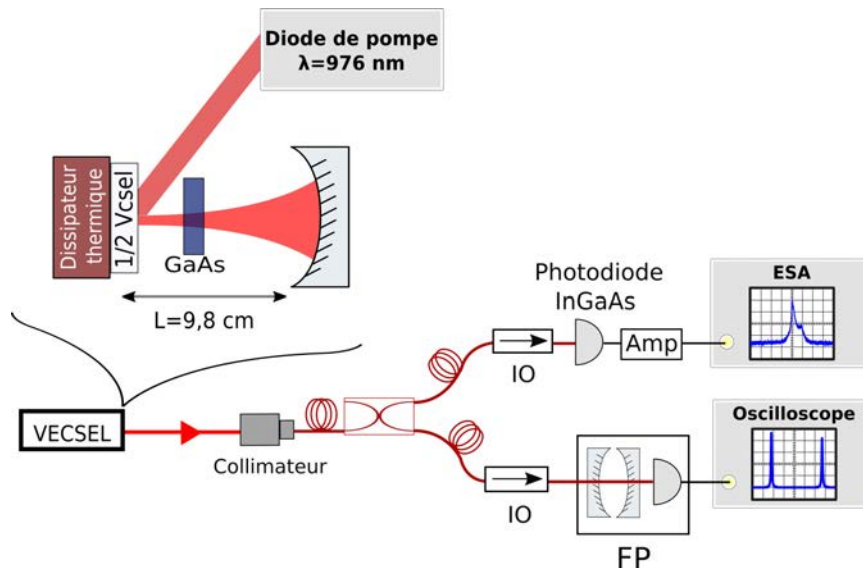


Figure 28 : Montage expérimentale. Le $\frac{1}{2}$ VCSEL est placé dans une cavité plan-concave de $9,8 \text{ cm}$ au sein de laquelle nous insérons l'absorbant non-linéaire (GaAs). Le spectre optique est analysé à l'aide d'un interféromètre Fabry-Perot à balayage (FP). Le spectre électrique est mesuré avec un analyseur de spectre électrique (ESA). Des isolateurs optiques (IO) sont placés sur chaque voie de mesure. Le taux de pompage est fixé à $1,5$ correspondant à une puissance de sortie de 20 mW .

II. 3. a. Bruit à basse fréquence

Nous réalisons une mesure de référence avec l'étalon de YAG dans la cavité. La puissance de sortie est de 20 mW. Le comportement classe A du laser est clairement visible sur le spectre de RIN (1) de la Figure 30 (a). Nous remarquons un excès de bruit en-dessous et autour de 1 MHz qui est proportionnel au bruit d'intensité du laser de pompe. En effet, à ces fréquences, le VECSEL, qui se comporte comme un filtre passe-bas d'ordre 1, ne filtre pas encore le bruit de la pompe. Nous avons représenté le RIN de la diode de pompe sur le spectre (3). Le spectre de RIN de la pompe présente la même remontée de bruit à 1 MHz. Au-dessus de 1 MHz, le RIN du VECSEL diminue pour atteindre des niveaux de bruits inférieurs aux RIN de la pompe. La fonction de transfert du VECSEL est obtenue en divisant le RIN du laser par celui de la pompe. La réponse obtenue sur la Figure 30(b) peut être décrite par une fonction de transfert du premier ordre donnée par :

$$|H(f)|^2 = \frac{H(0)}{1 + \left(\frac{f}{f_c}\right)^2}. \quad (\text{II-27})$$

Nous remarquons tout d'abord que la remontée de bruit autour de 1 MHz s'annule ce qui confirme que cet excès de bruit provient de la pompe. De plus, nous montrons également l'existence d'une fréquence de coupure estimée à $f_c = 3,2$ MHz. Pour des fréquences supérieures à f_c , la fonction de transfert présente une pente de -20 dB/décade caractéristique des lasers classe A.

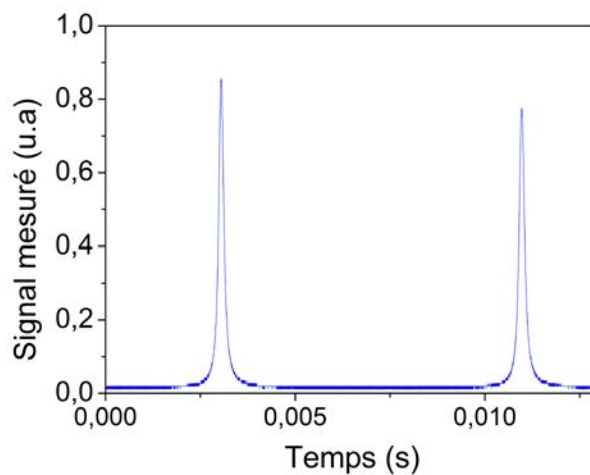


Figure 29 : Spectre optique du laser scanné à l'aide de l'interféromètre Fabry-Perot à balayage.

Nous remplaçons l'étalon par une lame de GaAs intrinsèque de 200 μm d'épaisseur. Celle-ci introduit le TPA dans le laser. Lorsque la lame de GaAs est proche du milieu actif, nous obtenons le spectre (2) de la Figure 30. Nous avons veillé à garder le même taux de pompage et un seuil équivalent pour les deux configurations. Dans ces conditions, les spectres (1) et (2) sont obtenus avec 1 mA de photo-courant. Jusqu'à 1 MHz, nous mesurons au maximum une réduction de 3 dB lors de l'insertion du TPA. Cette réduction n'est toutefois pas assez significative pour être considérée comme un effet provenant du TPA. Il faut surtout noter ici que le TPA n'induit pas de dégradation du niveau de bruit. Plus important, au-dessus de 1 MHz, les RIN du laser sans ou avec TPA sont similaires. En particulier, nous mettons en évidence que le RIN dans les deux configurations, décroît selon la même pente. Ces résultats démontrent que le mécanisme du « buffer reservoir » n'induit pas de changement notable sur la dynamique classe A du laser à basse fréquence contrairement à un laser classe B. La fonction de transfert du VECSEL en présence de TPA est également décrite par l'équation d'un filtre d'ordre 1 en prenant $f_c = 2,1$ MHz. Nous l'avons représenté par la ligne en pointillé sur la Figure 30(b). Le faible changement de la fréquence de coupure est induit par les faibles pertes linéaires qui accompagnent l'insertion du TPA. Elles conduisent à une réduction du temps de vie des photons dans la cavité et donc engendrent une augmentation de la fréquence de coupure. Nous démontrons donc que les propriétés faible bruit d'intensité inhérent au fonctionnement classe A ne sont pas affectées par le mécanisme de « buffer reservoir ». Nous pouvons interpréter ces observations par le fait que le comportement dynamique d'un laser classe A permet déjà d'amortir la résonance du système en raison du temps de vie de l'inversion de population extrêmement court. Le « buffer reservoir » qui brise les comportements dynamiques résonants ne va donc pas jouer de rôle significatif au sein d'un système de classe A qui ne possède pas de résonance. Il convient de noter que le bruit dû à la pompe en-dessous de la fréquence de coupure du VECSEL n'est pas réduit. Cependant, ce bruit peut en principe être réduit en utilisant un laser de pompe faible bruit ou encore en utilisant une contre-réaction active. De telles méthodes sont cependant inefficaces dans la gamme de fréquence du GHz où résident les bruits de battements signal-spontané.

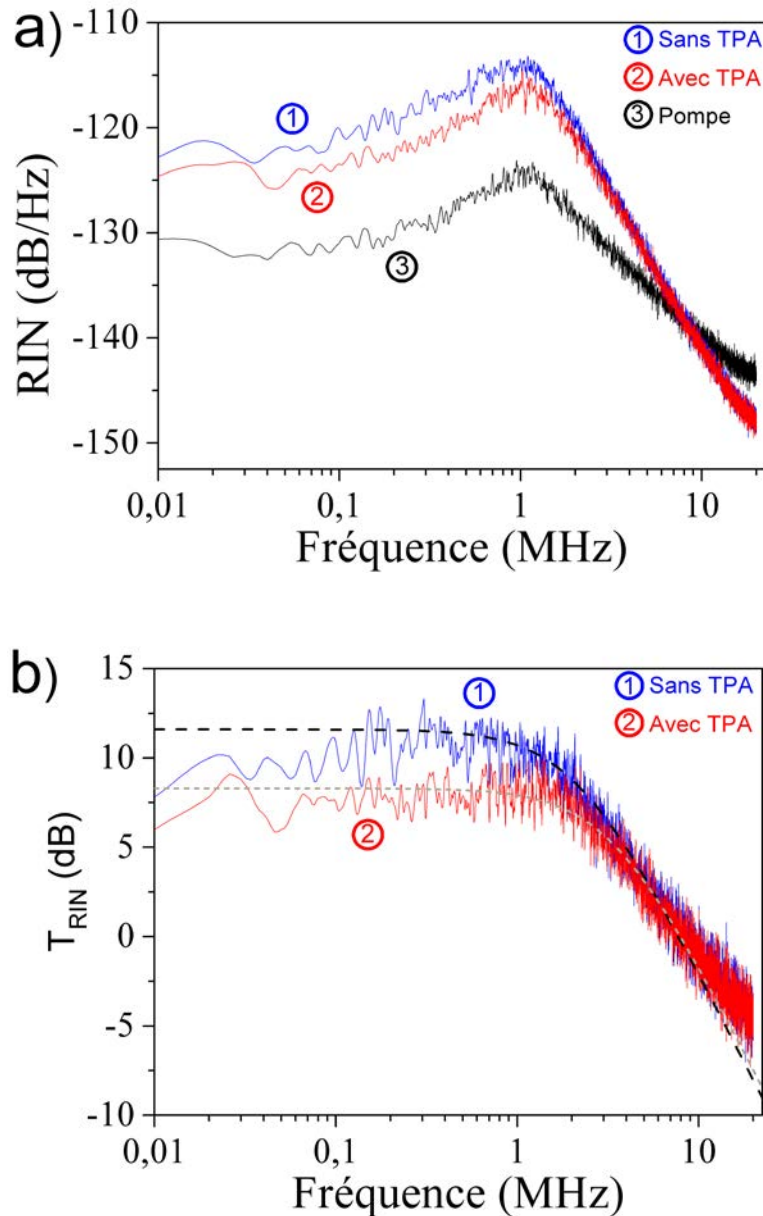


Figure 30 : a) Spectre de RIN (3) de la pompe et du VECSEL (1) sans TPA et (2) avec TPA (RBW : 10 kHz, $I_{phd}=1$ mA). b) Fonction de transfert équivalente à $RIN_{laser} / RIN_{pompe}$ sans TPA et avec TPA. Les lignes en pointillés et les tirets représentent la fonction de transfert théorique d'un filtre d'ordre 1 décrit par l'équation (II-27).

II. 3. b. Bruit à haute fréquence

Nous nous focalisons donc à présent sur le bruit hautes fréquences et plus précisément sur les pics de battements entre l'émission spontanée amplifiée et le mode oscillant. Dans notre cas, ces pics apparaissent aux multiples de $\sim 1,5$ GHz pour une cavité de 9,8 cm. Le temps de recombinaison des porteurs au sein du GaAs, de quelques centaines de ps, est donc suffisamment court pour que le « buffer reservoir » agisse sur ces pics. Pour analyser les spectres de RIN à haute fréquence, nous utilisons une photodiode InGaAs large bande (BP : DC-16 GHz). Nous modifions aussi la chaîne d'amplification en utilisant un amplificateur faible bruit

fournissant 47 dB de gain et possédant une bande passante de 0,1-20 GHz. Nous nous concentrons sur le spectre de RIN autour de l'ISL de la cavité, soit autour de 1,5 GHz. Trois situations sont représentées sur la Figure 32 en fonction de l'efficacité du TPA. Pour cela, comme dans la partie II. 2. g., nous translatons la lame de GaAs le long de l'axe optique ce qui nous permet d'ajuster la densité de photon sur le GaAs.

Pour ces trois spectres, nous avons également reporté le spectre de RIN, noté (1), du laser sans GaAs et avec l'étalon de YAG. Sans TPA, le RIN du laser présente deux pics de bruits à 1,497 GHz et 1,5 GHz dont les amplitudes sont respectivement de -124 dB/Hz et -139 dB/Hz. La présence de deux pics (et non de un seul comme c'est le cas dans le laser solide) est due aux oscillations cohérentes de population (« Coherent Population Oscillation » (CPO)) dans le ½ VCSEL. Une première explication de ce phénomène fut donnée par van Exter et al. [123] puis fut confirmée et exploitée par El Amili et al. [116,124]. Le battement entre le mode oscillant et l'émission spontanée amplifiée dans les modes voisins entraîne une modulation du gain saturé du ½ VCSEL. Par conséquent, la dispersion du milieu devient symétrique par rapport à la fréquence centrale d'émission du laser en raison de l'effet Bogatov [125]. Ce changement d'indice étant dépendant de la fréquence optique, l'écart en fréquence entre les modes adjacents aux fréquences ν_n et ν_{-n} et le mode oscillant à ν_0 n'est plus identique (voir Figure 31). Cette modification conduit à deux battements optiques de fréquences différentes autour de chaque multiple de l'ISL de la cavité. Une telle modulation du gain ne se produit pas dans un milieu actif solide puisque le temps de vie d'inversion de population est de l'ordre de la ms ou μ s, ce qui reste trop long pour que le milieu actif réagisse aux battements GHz.

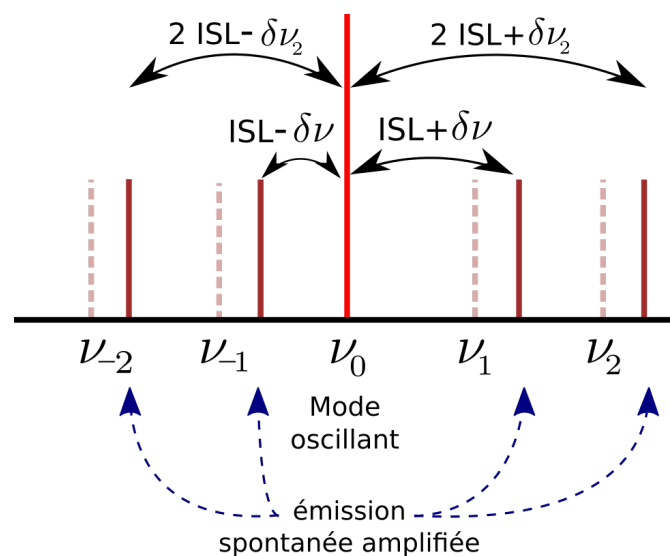


Figure 31 : Représentation du spectre optique du laser illustrant le battement entre l'émission spontanée amplifiée dans les modes adjacents et le mode oscillant. L'effet Bogatov entraîne une variation de l'ISL qui n'est plus symétrique par rapport à la fréquence du mode oscillant.

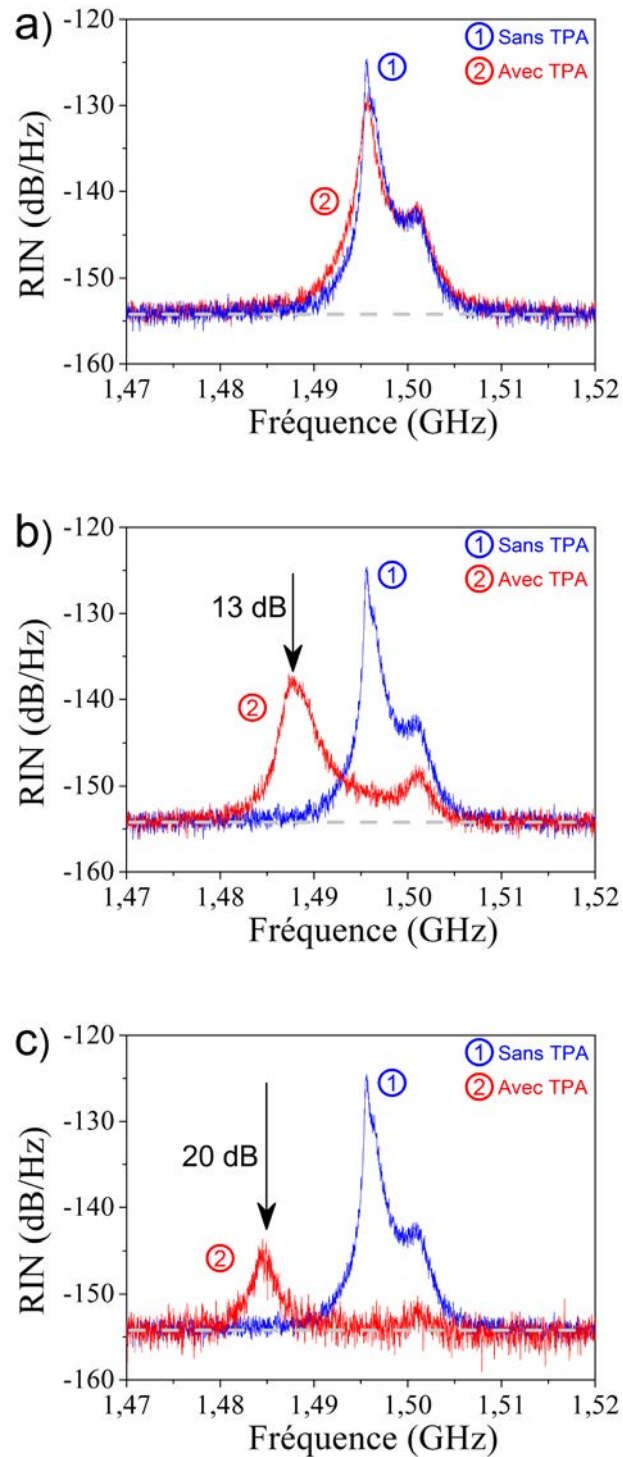


Figure 32 : Spectres de RIN du VECSEL (1) sans TPA et (2) avec TPA autour de l'ISL de la cavité. a) Le TPA est inefficace. b) L'efficacité du TPA est augmentée. c) L'efficacité du TPA est maximale (RBW : 30 kHz, $I_{phd}=0,9$ mA). La ligne en pointillés représente le niveau du bruit de grenaille.

Dans la Figure 32, le spectre (2) en rouge représente le RIN du laser lorsque nous insérons le TPA dans le laser. Lorsqu'il est faiblement efficace, l'amplitude et la forme des pics sont relativement similaires à celle du laser sans TPA (voir Figure 32 (a)). Nous constatons toutefois une légère réduction d'environ 5 dB pour le pic principal à 1,497 GHz. Quand nous augmentons

l'efficacité du TPA en approchant le GaAs du $\frac{1}{2}$ VCSEL, nous observons une diminution de 13 dB du pic principal et 7 dB du pic secondaire (voir Figure 32 (b)). Cette réduction est accompagnée d'un décalage du pic à 1,497 GHz vers les basses fréquences. Le second pic n'est pas affecté. Un tel comportement nous suggère que le mécanisme de TPA renforce la dysmétrie engendré par le CPO. Finalement, lorsque nous positionnons le GaAs le plus proche du milieu actif pour maximiser le TPA (voir Figure 32 (c)), le pic principal subit un abaissement de 20 dB tandis que le pic de plus haute fréquence est réduit de plus de 10 dB. Ces résultats démontrent clairement que le « buffer reservoir » est capable de réduire les bruits de battements y compris dans un VCSEL de classe A. Ici encore, nous constatons que le pic de gauche se déplace de 1,497 GHz à 1,488 GHz contrairement au pic de droite qui reste à 1,5 GHz. Nous pensons que l'association du TPA et du CPO qui ont des temps caractéristiques du même ordre grandeur donnent ces effets complexes que nous n'avons pas cherché à explorer dans le cadre de cette thèse. Cette hypothèse pourrait être confirmée en modélisant théoriquement le bruit du laser à haute fréquence en tenant compte de ces deux mécanismes. Cette modélisation offrirait la possibilité de déterminer dans quelle mesure le TPA et le CPO interagissent et donc donnerait des pistes pour optimiser la réduction de bruit dans ce type de lasers.

A deux fois l'ISL de la cavité, nous visualisons deux pics à 2,995 GHz et 3 GHz d'amplitude respective -141 dB/Hz et -148 dB/Hz (voir Figure 33(b)). En présence du GaAs, l'amplitude des deux pics diminue de 3 dB. Cette réduction modérée est consistante avec le fait que l'efficacité du « buffer reservoir » est limitée par le temps de recombinaison des porteurs.

Néanmoins, la diminution de l'efficacité du TPA avec la fréquence est moins pénalisante ici. En effet, l'amplitude des pics est plus faible à deux fois l'ISL qu'à une fois l'ISL en raison de l'effet d'étalon du GaAs qui permet d'obtenir le fonctionnement monomode. Nous le constatons expérimentalement puisque les harmoniques de battement d'ordre supérieur ne sont pas visibles sur le spectre de bruit du laser. Ainsi, après une réduction de 3 dB, l'amplitude maximale des pics à deux fois l'ISL est similaire à celle des pics à une fois l'ISL qui eux subissent 20 dB de réduction (voir Figure 33(c)). L'excès de bruit est alors limité à 10 dB au-dessus du bruit de grenaille (-155 dB/Hz pour un photo-courant de 0,9 mA) sur toute la plage de mesure allant de 30 MHz à 16 GHz. Enfin, nous noterons que la réduction du pic à 2,995 GHz s'accompagne également d'un décalage en fréquence. Comme précédemment, le second pic ne subit pas ce changement de fréquence.

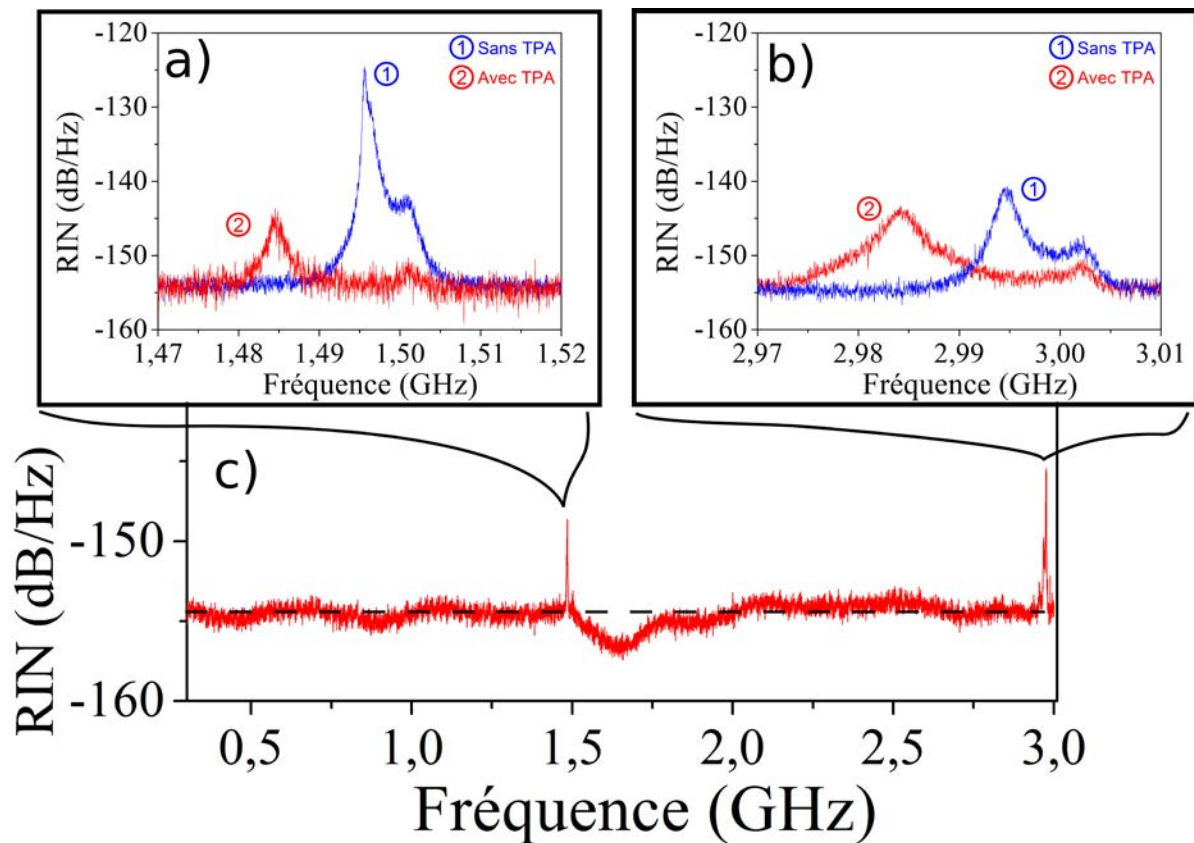


Figure 33 :a) Spectre de RIN du VECSEL à l'ISL de la cavité. b) Spectres de RIN du VECSEL à 2 fois l'ISL de la cavité (RBW : 30 kHz). c) Spectre de RIN avec TPA acquis de 300 MHz à 3,01 GHz pour $I_{phd}=0,9$ mA. La ligne en pointillés représente le niveau du bruit de grenaille.

Ainsi, nous démontrons donc que la réduction de bruit par « buffer reservoir » est applicable également dans des lasers VECSEL de dynamique classe A. L'insertion de TPA à l'aide de GaAs permet de réduire l'amplitude des bruits de battements de 20 dB et 3 dB respectivement aux fréquences correspondantes à une et deux fois l'ISL de la cavité. De plus, le « buffer reservoir » préserve le fonctionnement classe A du laser.

Cependant, nous avons pu constater clairement une limitation de l'efficacité du mécanisme pour les fluctuations hautes fréquences. En effet, dans le cas où le « buffer reservoir » est obtenu avec TPA, sa fréquence de coupure est gouvernée par le temps de recombinaison des porteurs au sein du semi-conducteur (la ns pour le GaAs). Pour améliorer ce temps de réponse, le dopage du GaAs ou encore l'emploi de LT-GaAs seraient des alternatives intéressantes puisqu'elles permettraient d'atteindre des temps de recombinaison de quelques ps [115,126]. Néanmoins, si nous souhaitons utiliser de tels semi-conducteurs, nous devons prêter attention à ce que ceux-ci ne rajoutent pas d'absorption linéaire ce qui réduirait l'efficacité du laser. Un compromis doit donc être trouvé entre l'obtention d'un temps de recombinaison le plus faible possible et le maintien de pertes linéaires acceptables.

Une autre solution s'offre à nous. Nous avons montré que l'insertion du « buffer reservoir» dans le système se faisait via un mécanisme d'absorption dépendant de l'intensité. Pour l'instant, nous avons considéré uniquement un processus de TPA. Or, en principe, n'importe quel processus d'absorption non-linéaire peut jouer le rôle de « buffer reservoir ». L'objectif est donc de privilégier un mécanisme plus rapide que le TPA, c'est-à-dire qui n'est plus limité par un temps de recombinaison de porteurs. La génération de seconde harmonique (SHG) apparaît donc comme une voie intéressante.

II. 4. Utilisation d'un mécanisme d'absorption par génération de seconde harmonique comme « buffer reservoir »

L'utilisation du TPA comme « buffer reservoir » a montré des résultats probants sur la réduction de bruit d'intensité d'un laser solide. Cependant, d'un point de vue pratique, l'approche avec TPA impose de trouver un semi-conducteur dont le temps de recombinaison est le plus faible possible et dont l'énergie de gap est supérieure à celle des photons. Cette double contrainte limite également l'utilisation de notre approche à certaines longueurs d'émission laser puisqu'il devient nécessaire d'utiliser ou de développer des semi-conducteurs pour différentes régions du spectre optique. Un « buffer reservoir » reposant sur une absorption non-linéaire engendrée par SHG apporterait donc une solution universelle. En effet, ce processus intégralement optique n'est plus limité par un temps de recombinaison de porteurs. De plus, grâce aux recherches et aux développements de ces dernières années effectués sur les cristaux non-linéaires, il est possible de réaliser du SHG sur une large gamme de longueur d'onde [127]. L'approche « buffer reservoir » pourra être exploitée plus aisément quelle que soit la longueur d'onde d'émission laser.

Il est essentiel de préciser que nous cherchons à obtenir des faibles efficacités de SHG. En effet, tout comme pour le TPA, le mécanisme d'absorption ne doit pas changer les caractéristiques statiques du laser. Le doublage de fréquence n'est introduit que pour générer une faible absorption non-linéaire. Cette configuration est donc significativement différente de celle des lasers doublés en fréquence pour lesquelles un maximum d'efficacité de conversion est recherché [128–131]. En outre, notre approche est également singulièrement distincte de celles employant le SHG pour produire de la lumière « compressé » (« squeezed light») et atteindre des niveaux de bruit en-dessous du bruit de grenaille [44,51,132,133]. Nous utiliserons par la suite l'acronyme SHGA pour qualifier le mécanisme d'absorption par génération de seconde harmonique (« Second Harmonic Generation Absorption») en considérant implicitement une absorption suffisamment faible pour ne pas modifier les caractéristiques statiques du laser.

II. 4. a. Description du laser

Pour cette étude, nous décidons de nous intéresser à un laser à milieu actif Nd:YAG émettant à 1064 nm (voir Figure 34). Ce choix a été motivé par la disponibilité de cristaux KTP au laboratoire. Nous verrons dans le *Chapitre IV* l'adaptation de cette méthode à 1,55 μm . Nous considérons un cristal de KTP « massif » (« bulk ») de 10 mm de long et dont les faces sont traitées anti-reflet aux longueurs d'ondes du laser et à celle du faisceau SHG à 532 nm. Ce cristal est taillé avec des angles $\theta = 90^\circ$ et $\phi = 23,5^\circ$ pour permettre un accord de phase de type II pour deux photons à 1064 nm ayant des polarisations orthogonales. Le faisceau doublé possède une polarisation extraordinaire.

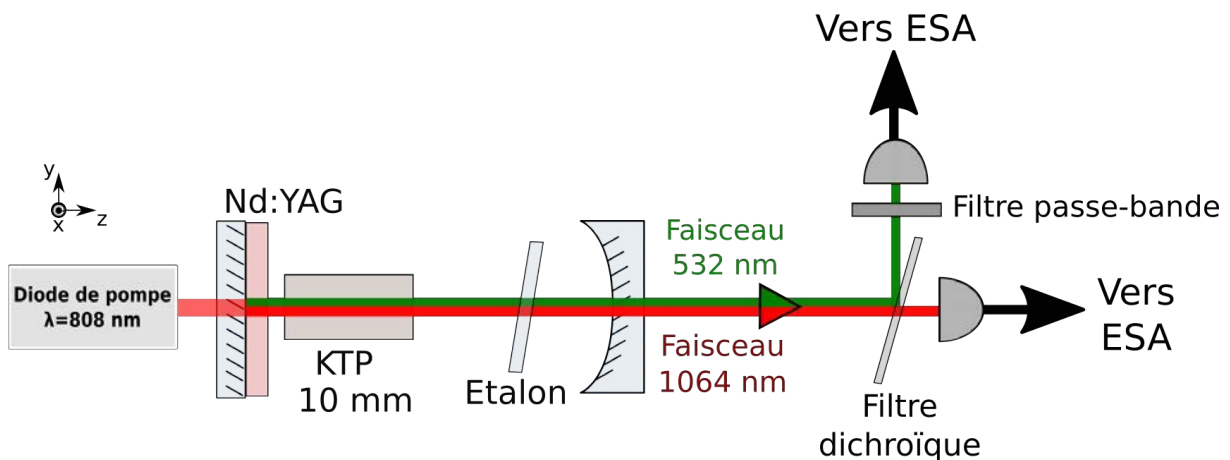


Figure 34 : Schéma du laser Nd:YAG. Le processus de SHGA est introduit à l'aide d'un cristal de KTP. Les faisceaux infra-rouge et doublé en fréquence sont séparés à l'aide d'un filtre dichroïque et envoyés vers un analyseur de spectre électrique (ESA).

Le milieu actif Nd:YAG fait 13 mm de long et est coupé suivant les axes (111). Nous insérons le milieu actif dans une cavité plan-concave de 12 cm de long. Le miroir d'entrée possède une réflexion maximale à 1064 nm et transmet le faisceau de pompe à 808 nm. Le coupleur de sortie possède un rayon de courbure de 20 cm et transmet 2% de la lumière à 1064 nm. Pour nous assurer que l'efficacité de SHG reste faible, nous prenons la précaution de ne pas rendre résonant le faisceau doublé en fréquence dans la cavité. Pour cela, les miroirs de la cavité transmettent 40% du faisceau à 532 nm. De plus, nous ne focalisons pas le faisceau infra-rouge intra-cavité au sein du cristal de KTP. Enfin, nous montons le KTP sur une platine de rotation afin de contrôler l'accord de phase du SHG et donc les pertes non-linéaires introduites dans le laser.

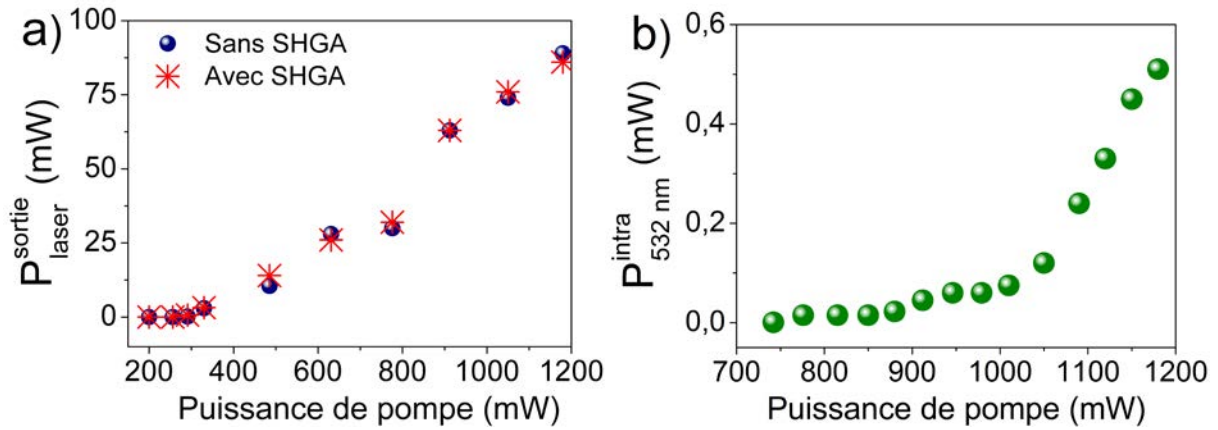


Figure 35 : a) Puissance de sortie du laser en fonction de la puissance de pompe. Les points représentent les mesures lorsque l'accord de phase n'est pas réalisé. Les croix sont les mesures avec SHGA. b) Puissance optique intra-cavité du faisceau à 532 nm en fonction de la puissance de pompe en accord de phase.

Nous insérons un étalon YAG de 1 mm d'épaisseur non traité afin de forcer l'oscillation monomode du laser. Le pompage optique est fourni par une diode laser opérant à 808 nm et délivrant 1,2 W en continu. Pour mesurer le taux d'absorption engendré par le SHGA, nous nous basons sur la puissance du faisceau de seconde harmonique produit. Afin d'étudier en parallèle le faisceau laser et le faisceau doublé en fréquence, nous les séparons en sortie du laser à l'aide d'une lame dichroïque. Nous ajoutons un filtre afin de couper l'éventuel résidu de faisceau à 1064 nm qui s'ajouterait au signal de SHG. Comme mentionné, l'effet du SHGA sur la puissance du laser doit être négligeable. En condition d'accord de phase, nous avons mesuré la puissance de sortie du laser en fonction de la puissance de pompe et l'avons comparé à la puissance sans SHGA. Comme montré sur la Figure 35 (a), la puissance du laser n'est quasiment pas affectée par l'ajout du SHGA. En outre, nous avons acquis la puissance du faisceau à 532 nm que nous avons reporté sur la Figure 35 (b). En tenant compte de la transmission des différentes optiques et de celle du miroir de sortie de la cavité, nous déduisons l'efficacité de conversion. Nous la définissons ici comme la puissance intra-cavité du faisceau à 532 nm divisée par celle du faisceau à 1064 nm, soit $\Gamma = \frac{P_{SHG}^{\text{intra}}}{P_{IR}^{\text{intra}}}$. En parfait accord de phase, l'efficacité maximale obtenue est de $\Gamma = 0,1\%$. Cette faible efficacité permet, comme nous l'avons vu, de ne pas dégrader la puissance de sortie du laser.

II. 4. b. Bruit à la fréquence des oscillations de relaxation

Nous procédons maintenant à l'étude du spectre de RIN du laser en présence du SHGA. Nous vérifions tout au long de la mesure que le laser reste bien monomode à l'aide d'un analyseur Fabry-Perot. Nous utilisons une photodiode InGaAs Epitaxx de 3,7 MHz de bande passante et Si Centronic de 10 MHz de bande passante pour mesurer respectivement les faisceaux à 1064 nm

et à 532 nm. Pour ces deux photodiodes, le signal électrique est amplifié avant d'être mesuré à l'aide d'un analyseur de spectre électrique Aeroflex de bande passante 1 kHz-26,5 GHz.

Nous avons reproduit sur la Figure 36 le spectre de RIN du laser, c'est-à-dire du faisceau à 1064 nm, pour différentes efficacités de conversion. Pour ce faire, nous tournons le cristal par rapport à l'axe optique pour induire une dégradation de l'accord de phase. Ainsi, nous changeons l'efficacité de SHG sans modifier le taux de pertes linéaires ni le taux de pompage du laser. Nous mettons en évidence que, plus l'efficacité de SHG augmente, plus l'amplitude du pic à la fréquence des oscillations de relaxation diminue. Pour une efficacité de 0,1%, nous obtenons une réduction de 20 dB des oscillations de relaxation. Ces résultats démontrent clairement que le SHGA, tout comme le TPA, agit comme un « buffer reservoir » au sein du laser. De plus, notons ici que l'amortissement du pic de bruit n'est pas accompagné d'un décalage en fréquence. Cette observation prouve que le SHGA agit instantanément par rapport aux fréquences des fluctuations comme nous l'attendions. Cela renforce également nos précédentes interprétations du fonctionnement du « buffer reservoir ».

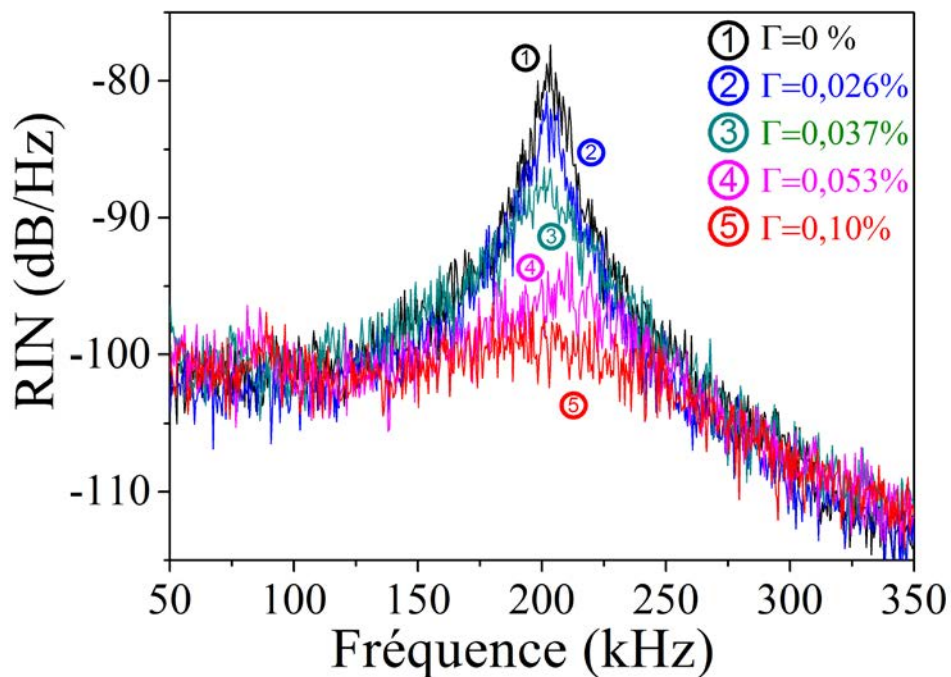


Figure 36 : Spectres de RIN du laser mesurés pour différentes efficacités de SHG (RBW : 200 Hz, $I_{phd}=2$ mA).

En outre, l'utilisation de SHGA va nous permettre de prouver définitivement que l'action de l'absorbant non-linéaire change bien la dynamique du laser et que la réduction de bruit n'est qu'une conséquence. En effet, l'analyse des fluctuations du faisceau à 532 nm nous fournit un outil puissant pour sonder l'action du « buffer reservoir » ce que nous ne pouvions pas faire avec le TPA. Nous avons représenté sur la Figure 37 les spectres de densité spectrale de puissance de

bruit du signal doublé pour différentes efficacités de conversion. Nous remarquons une augmentation du niveau de bruit moyen qui est directement liée à l'accroissement de la puissance à 532 nm. Cependant, l'augmentation relative du niveau de bruit à la fréquence des oscillations de relaxation semble moins importante qu'aux autres fréquences en dehors de la résonance. L'allure du spectre de bruit d'intensité du signal doublé suit celle du laser.

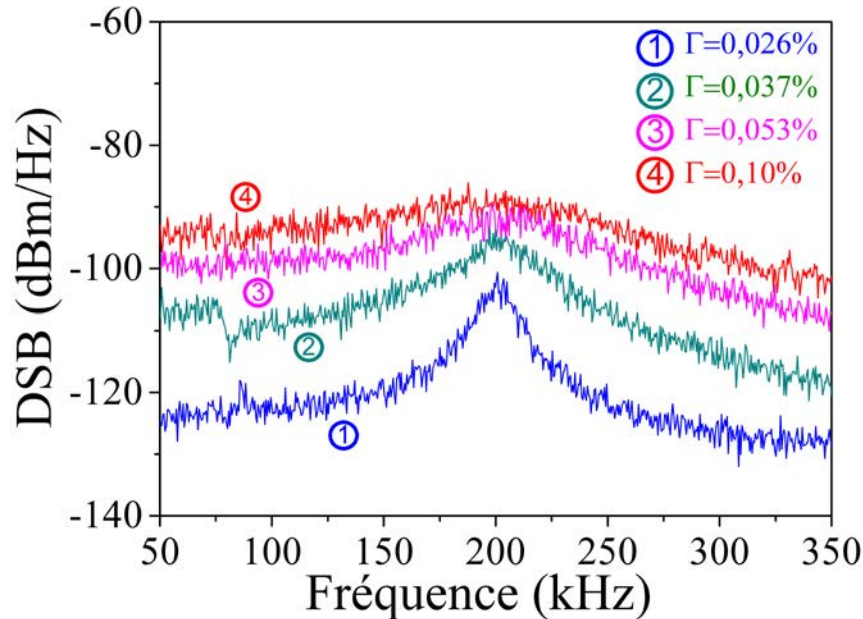


Figure 37 : Densité spectrale de bruit (DSB) du signal doublé (RBW : 200 Hz).

Pour étudier ce comportement qualitativement, nous comparons l'évolution de la densité spectrale de bruit en fonction de l'efficacité de SHG à deux fréquences distinctes : à 100 kHz, fréquence non-résonante et à 200 kHz, fréquence des oscillations de relaxation. Nous tenons à rappeler que, pour l'ensemble de ces mesures, la puissance du laser et le taux de pompage demeurent quasi-constants quelle que soit l'efficacité d'absorption. Tout d'abord, intéressons-nous au faisceau laser à 1064 nm (voir Figure 38(a)). A 100 kHz, au niveau de la partie non-résonante du spectre, la densité spectrale de bruit reste constante avec l'augmentation de Γ . Cette observation s'avère logique puisque la puissance moyenne du laser n'est pas affectée par l'insertion des faibles pertes non-linéaires. Or, à la fréquence des oscillations de relaxation à 200 kHz, nous remarquons que le niveau de bruit diminue avec l'insertion du processus de SHGA jusqu'à atteindre l'amplitude du bruit non-résonant pour $\Gamma > 0,05\%$.

Si nous considérons maintenant la densité spectrale de bruit du signal doublé (voir Figure 38(b)), nous remarquons que le niveau de bruit à 100 kHz et à 200 kHz augmentent avant d'atteindre un seuil pour des efficacités de SHG supérieures à $\Gamma > 0,05\%$. Cette hausse est

naturellement due à l'augmentation de la puissance du faisceau doublé quand nous augmentons l'efficacité de conversion. Cependant, nous voyons apparaître de façon évidente que la hausse de la densité spectrale de bruit est moins prononcée à la fréquence des oscillations de relaxation (200 kHz) qu'elle ne l'est à 100 kHz. L'amortissement du bruit résonant est également visible sur le spectre de bruit du faisceau doublé en fréquence. Ces résultats prouvent définitivement que les fluctuations d'intensité ne sont pas évacuées ou absorbées par le « buffer reservoir ».

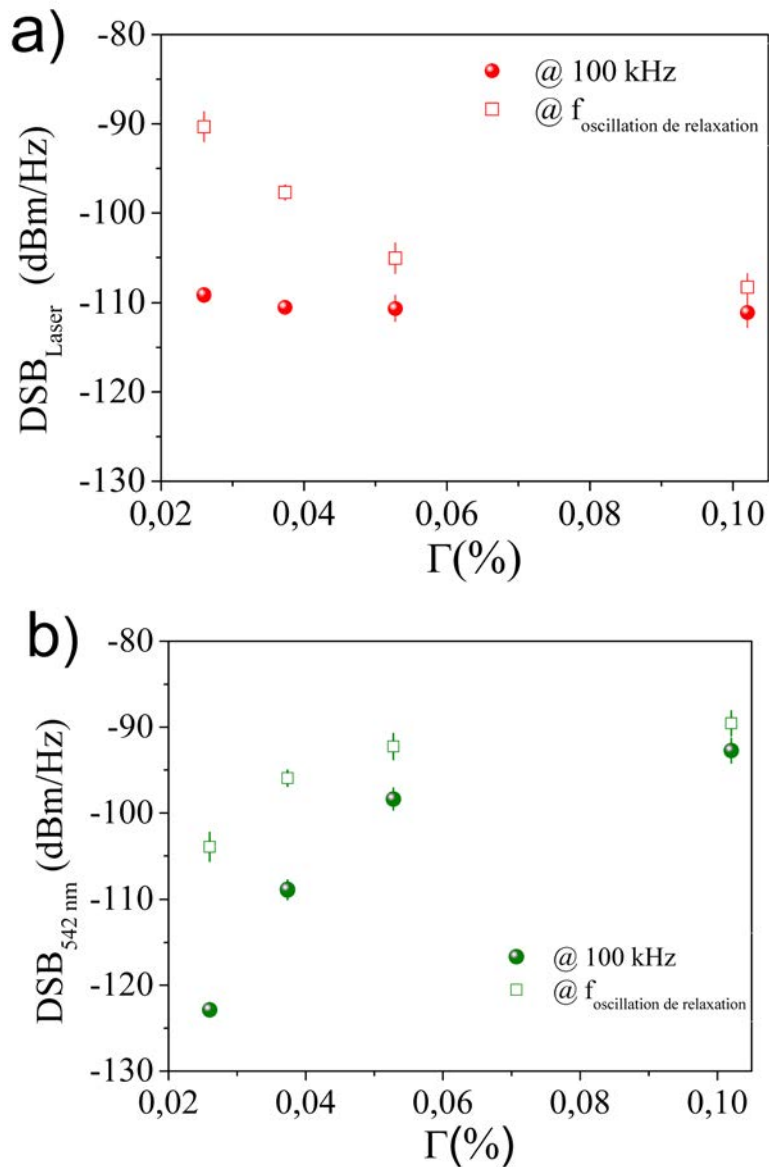


Figure 38 : Densité spectrale de bruit a) du faisceau laser à 1064 nm et b) du faisceau doublé à 532 nm aux fréquences 100 kHz et 200 kHz en fonction de l'efficacité de conversion. Les points représentent la DSB à 100 kHz, partie non-résonante du spectre de RIN du laser. Les carrés représentent la DSB à la fréquence des oscillations de relaxation, c'est-à-dire au niveau de la résonance du spectre de RIN.

Enfin, notons que ces résultats corroborent le fait que l'efficacité de SHG doit rester faible, inférieure à $\Gamma < 0,1\%$ dans notre cas, pour obtenir une réduction de bruit efficace. En effet, l'existence d'un seuil sur la densité spectrale de bruit du signal doublé confirme que le « buffer reservoir » est optimal et qu'il n'apportera plus de réduction supplémentaire de bruit. Bien au contraire, si nous augmentons l'efficacité de conversion, le processus de SHGA ne jouera plus le rôle de « buffer reservoir » et nous risquons d'abaisser la puissance du laser ce qui entrainerait une détérioration de son bruit d'intensité. De telles observations n'étaient pas possibles avec le TPA. Le signal de SHG est donc un excellent outil pour sonder la physique du « buffer reservoir ».

Un des intérêts d'un processus de SHG repose sur sa rapidité de réponse puisqu'un tel processus n'est plus limité par un temps de recombinaison des porteurs comme c'est le cas pour le TPA. Nous devrions donc être en mesure de réduire les bruits de battements dans la gamme du GHz.

II. 4. c. Bruit de battement à haute fréquence

Nous étudions le spectre de RIN à haute fréquence. Nous dégradons l'accord de phase pour ne pas introduire de SHGA dans le laser. Dans ces conditions, nous voyons apparaître sur le spectre de RIN (1) de la Figure 39 (a) un pic de bruit à l'ISL de la cavité. Son amplitude est 20 dB au-dessus du plancher de bruit correspondant au bruit de grenaille, soit -155 dB/Hz pour 1 mA de photo-courant. Nous nous plaçons ensuite à l'accord de phase afin d'obtenir une efficacité de conversion de $\Gamma = 0,11\%$. Nous montrons que l'excès de bruit est totalement supprimé (voir spectre de RIN (2) de la Figure 39 (a)). Le bruit du laser est ainsi limité par le bruit de grenaille sur la plage de fréquence de mesure. Cette diminution est également observée à l'harmonique de l'ISL suivante autour de 2,16 GHz comme montré sur la Figure 39(b). Pour cette mesure, nous avons augmenté le photo-courant à 2,5 mA afin d'augmenter le contraste de mesure et cela en réduisant la densité optique placée devant la photodiode. Pour ces fréquences, le spectre de RIN est limité au bruit de grenaille, -159 dB/Hz. Cela correspond à une réduction du pic de bruit d'au moins 15 dB. Les bruits d'intensité aux harmoniques suivantes ont des amplitudes trop faibles et ne sont pas visibles sur les spectres de bruit. Comme espéré, l'emploi du SHGA permet d'obtenir une bande passante de réduction de bruit au moins égale à celle du TPA, si ce n'est supérieure en principe.

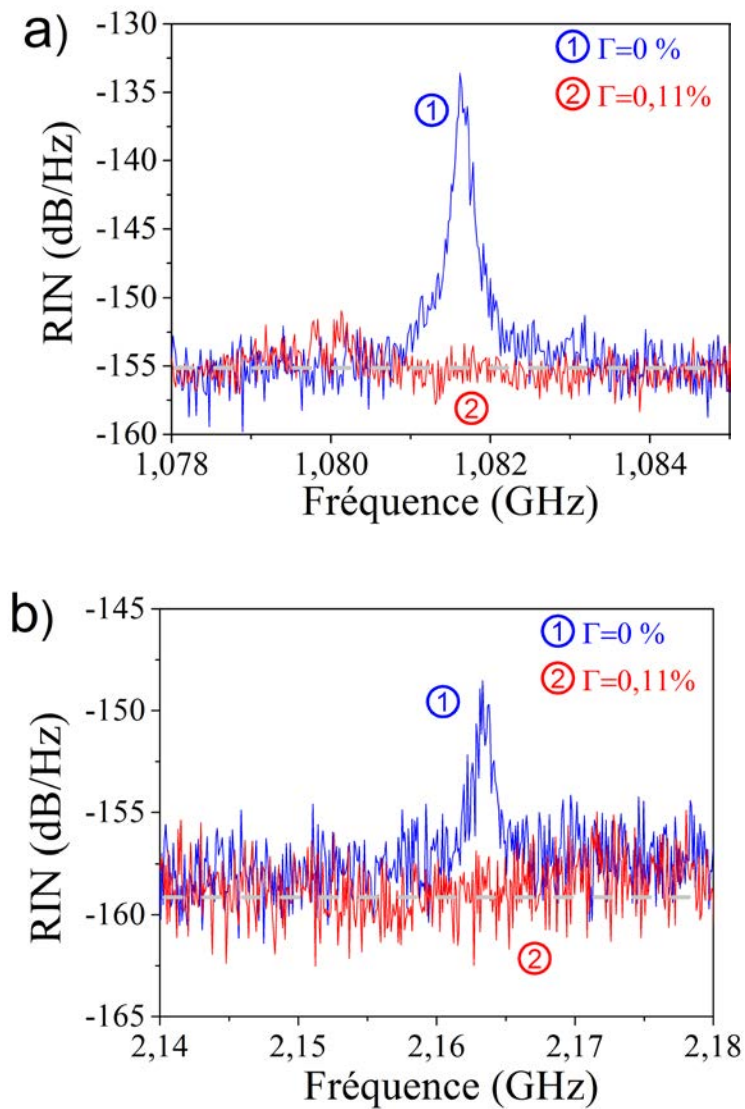


Figure 39 : a) Spectres de RIN autour de la fréquence de battement correspondant à l'ISL de la cavité (RBW=100 MHz, $I_{phd}=1$ mA). b) Spectres de RIN autour de la fréquence de battement correspondant à 2 fois l'ISL de la cavité (RBW : 100 MHz, $I_{phd}=2,5$ mA). La ligne en pointillés représente le niveau du bruit de grenaille.

II. 4. d. Conclusion

Au final, nous montrons que l'insertion du SHGA, tout comme le TPA, peut être utilisé comme un « buffer reservoir » pourvu que son efficacité soit faible. Il offre donc un moyen supplémentaire de réaliser des lasers auto-régulés en bruit d'intensité. D'un point de vue pratique, l'emploi de SHGA présente de nombreux avantages par rapport au TPA. Notamment, il ouvre des perspectives à une large gamme de longueurs d'ondes d'émission laser. De plus, le SHGA offre de façon inhérente une bande-passante de réduction de bruit large et ne requiert plus la recherche d'un matériau semi-conducteur dont le temps de réponse est court. Comparé au TPA, l'implémentation du cristal dans la cavité n'augmente pas sa complexité. En effet, bien que l'accord de phase critique soit sensible à l'angle d'incidence du faisceau laser dans le cristal, les

efficacités de conversion requises sont faibles. Ainsi, le désalignement éventuel entre le faisceau fondamental et le cristal n'influence pas de façon significative la réduction du bruit d'intensité. Enfin, le faisceau doublé en fréquence nous donne un moyen en temps de sonder le fonctionnement et l'efficacité du « buffer reservoir ». Nous avons ainsi pu apporter une confirmation expérimentale que la réduction de bruit est bel et bien liée à un changement de la dynamique du laser.

II. 5. Conclusion du chapitre

Nous avons vu dans ce chapitre comment l'insertion d'un mécanisme d'absorption non-linéaire dans la cavité permettait de réduire les bruits d'intensité résonants d'un laser à état solide mono-fréquence. En introduisant un processus d'absorption à deux photons à l'aide d'une lame de Si dans un laser Er,Yb :verre, nous avons obtenu une réduction de 33 dB du pic de bruit à la fréquence des oscillations de relaxation. Ce pic subit toutefois un décalage vers les hautes fréquences signant une réduction de bruit non optimale. Pour expliquer ce comportement, nous avons développé un modèle théorique. Nous avons montré qu'il était nécessaire d'inclure une nouvelle équation d'évolution relative aux pertes non-linéaires introduites dans le système. En particulier, nous avons mis en évidence que le temps de réponse du TPA, limité par le temps de recombinaison des porteurs, jouait un rôle majeur. Si ce temps de recombinaison n'est pas suffisamment rapide, le modèle prédit que la réduction de bruit est accompagnée d'un décalage en fréquence des oscillations de relaxation. Les résultats issus de la modélisation reproduisent ainsi fidèlement le comportement expérimental. Au contraire, si le temps de réponse du mécanisme non-linéaire est largement inférieur au temps caractéristique des fluctuations, l'efficacité de la réduction de bruit augmente. Nous l'avons confirmé en insérant une lame de GaAs pour laquelle le temps de recombinaison des porteurs est de l'ordre de la ns. Grâce à cette optimisation, nous avons diminué de 50 dB le pic de bruit à la fréquence des oscillations de relaxation. Le très bon accord entre les résultats expérimentaux et théoriques ont permis de valider le modèle à trois équations d'évolution. Au regard de ces équations, les pertes non-linéaires peuvent ainsi être considérées comme un troisième réservoir de population, en plus de celui des photons et de l'inversion de population. Ce nouveau réservoir agit comme un tampon, un « buffer reservoir », en venant briser l'échange résonant entre l'inversion de population et les photons, échange responsable des oscillations de relaxation. L'approche « buffer reservoir » permet ainsi de réduire l'excès de bruit d'intensité d'un laser à état solide bien mieux que toutes les autres approches. En effet, outre l'amortissement de 50 dB du bruit à la fréquence des oscillations de relaxation, nous avons réussi à supprimer l'excès de bruit dans la gamme du GHz lié aux battements entre l'émission spontanée amplifiée aux résonances de la

cavité laser et le mode oscillant. D'autre part, nous avons montré que l'insertion du TPA n'entraîne pas d'augmentation de la largeur de raie du laser solide.

De plus, l'approche « buffer reservoir » s'avère être exploitable sur différents type de lasers et à différentes longueurs d'onde d'émission. Nous avons ainsi pu démontrer que l'insertion d'un mécanisme de « buffer reservoir » dans un VECSEL classe A améliorait significativement ses caractéristiques faible bruit. En particulier, le TPA permet de réduire les bruits de battement à haute fréquence tout en conservant la dynamique classe A du laser.

L'universalité de l'approche a pu être validée. Nous avons en effet prouvé que de l'absorption apportée par génération de seconde harmonique était en mesure de jouer le rôle d'un « buffer reservoir » dans le laser. En raison du large choix de cristaux non-linéaires, cette alternative est exploitable à différentes longueurs d'onde d'émission laser. Nous avons pu le démontrer avec un laser Nd:YAG émettant à 1064 nm. De plus, le SHGA offre de façon inhérente une large bande-passante de réduction de bruit. Avec une efficacité de conversion inférieure à 0,1 %, nous avons obtenu une réduction importante du bruit d'intensité à la fréquence des oscillations de relaxation et également du bruit lié aux battements dans la gamme du GHz.

L'utilisation de SHGA nous a en outre permis de valider expérimentalement que le bruit du laser n'était pas évacué par le « buffer reservoir » mais que ce dernier modifiait en profondeur la dynamique du laser. La réduction de bruit n'est qu'une conséquence de cette modification de dynamique. Le laser n'est donc plus de classe B puisqu'il ne présente plus d'oscillation de relaxation et qu'il est régi par trois réservoirs de population. Il n'est pas non plus classe A car physiquement le temps de vie d'inversion de population reste supérieur à celui des photons dans la cavité.

L'approche « buffer reservoir » est de manière générale très attractive puisqu'elle est extrêmement facile à mettre en œuvre expérimentalement. Elle est compacte et réduit de façon passive le bruit d'intensité à des niveaux bien inférieurs aux techniques habituelles. Son utilisation au sein de lasers solides ouvre de nombreuses perspectives pour des applications contraignantes telles que la métrologie, les horloges atomiques ou encore pour la photonique micro-onde. Nous avons montré par exemple dans ce chapitre que l'utilisation d'un laser solide avec TPA pour la distribution d'un oscillateur local améliorait considérablement la qualité du signal de référence transmis sur porteuse optique. Le bruit d'intensité du laser qui est habituellement reporté autour du signal de référence micro-onde est complètement supprimé que ce soit sur le spectre de puissance ou de phase du signal.

Dans ce contexte, nous pouvons nous demander si cette approche peut être étendue aux lasers bi-fréquences à état solide. En effet, ces lasers présentent un grand intérêt pour la génération de battement hautes fréquences (GHz, THz) stable sur porteuse optique. Ceci est l'objet du chapitre suivant.

Chapitre III

Bruit d'intensité des lasers bi-fréquences solides en présence de TPA intra-cavité

III. 1. Introduction sur le bruit des lasers bi-fréquences

Un laser bi-fréquence se caractérise par l'émission de deux modes dont les polarisations sont orthogonales entre elles et possédant des fréquences différentes. Tel que l'a défini Lamb [134], la possibilité de faire osciller deux modes simultanément est gouvernée par le taux de couplage C entre ces deux modes au sein du milieu actif. Ainsi, l'oscillation de deux modes simultanés n'est possible que si ce couplage $C < 1$. Dans le cas où le taux de couplage est supérieur à 1, il apparaît une situation de bistabilité et un seul mode peut osciller [2,3]. Cette constante de couplage rend compte à la fois des contributions spatiales et spectrales liant les modes dans le milieu actif. De nombreux travaux ont ainsi démontré la possibilité d'obtenir un régime bi-fréquence en profitant par exemple, de l'inhomogénéité de gain du milieu actif ou encore en diminuant le recouvrement spatial des modes [13,16,82,137,138]. Les deux modes propres d'oscillations du laser permettent de générer un battement optique stable et accordable dans la gamme micro-onde (GHz) voire térahertz [13,16,19,138,139]. Les lasers bi-fréquence présentent donc de nombreux avantages pour des applications dans des domaines tels que la photonique micro-onde [27], la métrologie [22,23], les horloges atomiques [89] ou encore les lidars-radars [25].

Néanmoins, dans le cas où un milieu actif à état solide est employé, la dynamique classe-B du laser va faire naître des résonances au sein du laser entraînant des fluctuations d'intensité. Notamment, dans le cas où les modes sont couplés, c'est-à-dire $0 < C < 1$, à l'intérieur du milieu actif, la dynamique du laser devient semblable à celle d'un système de deux oscillateurs harmoniques couplés [29]. Chaque mode propre du laser possède alors deux fréquences de résonance. Ces deux résonances apparaissent aux fréquences à laquelle l'intensité des deux modes fluctue en phase et en opposition de phase [26,140]. Les méthodes pour s'affranchir des fluctuations d'intensité en-phase correspondent à celles usuellement employées pour réduire le bruit à la fréquence des oscillations de relaxations d'un laser monomode [18]. En ce qui concerne le bruit d'anti-phase, les solutions ne sont pas aussi immédiates. Une approche consiste à découpler totalement les modes au sein du milieu actif ($C = 0$) de telle sorte que

chaque état de polarisation propre se comporte comme un laser indépendant. Chaque mode propre du laser présente ainsi une seule fréquence de résonance correspondante à la fréquence des oscillations de relaxation. Pour obtenir deux modes découplés, une solution consiste à utiliser une architecture de laser bi-axe en séparant spatialement les deux propres modes dans le milieu actif [16,19]. Cependant, une telle architecture nécessite l'utilisation de deux faisceaux de pompe ce qui complexifie le laser et diminue les corrélations de phase entre les modes. Ces corrélations de phases sont utiles pour réaliser des battements avec une bonne qualité spectrale. Afin de garder une architecture mono-axe, il a été démontré qu'il était possible dans un laser à milieu actif Nd:YAG de découpler les modes en choisissant un cristal taillé selon le plan (001) et en alignant la direction de polarisations des états propres du laser avec ceux des axes cristallographiques du cristal [30]. Cette méthode n'est malheureusement pas applicable pour tous les milieux actifs solides et notamment pas pour des milieux actifs non cristallins. D'autre part, l'approche classe A permet également de s'affranchir de ces bruits résonants [87] mais, comme précisé auparavant, elle n'est applicable que pour des VCSELs à cavité externe.

Au précédent chapitre, nous avons montré l'efficacité de l'insertion de faibles pertes non-linéaires pour la réduction des bruits résonants au sein d'un laser à état solide mono-fréquence. Cette approche s'avère être exploitable pour de nombreux types de lasers de par notamment sa facilité d'implémentation. Dans ce contexte, nous pouvons donc nous interroger sur la pertinence d'une telle approche pour les lasers bi-fréquences. Cette méthode permettrait ainsi de s'affranchir des bruits résonants d'intensité tout en conservant la possibilité d'une configuration mono-axe du laser à milieu actif solide. Nous nous proposons donc dans ce chapitre d'étudier l'effet sur le bruit d'intensité de l'insertion d'un absorbant non-linéaire au sein d'un laser bi-fréquence. Pour cela, dans la première partie, nous introduirons un mécanisme d'absorption à deux photons (TPA) au sein de la cavité d'un laser Er,Yb:verre. Nous analyserons l'effet du TPA sur le bruit d'intensité en-phase et en opposition de phase pour différentes configurations du laser. Puis, nous proposerons un modèle décrivant la dynamique du laser bi-fréquence en présence du mécanisme d'absorption non-linéaire. Nous verrons que son écriture requiert une vérification de la valeur du couplage des modes propres en présence des pertes non-linéaires. Nous mettrons en place une expérience dans le but de quantifier si le couplage est affecté par le changement de dynamique du laser. Ensuite, nous validerons l'écriture du modèle en comparant les spectres de RIN théoriques et expérimentaux pour différentes configurations du laser bi-fréquence. Enfin, l'analyse des équations d'évolution du laser permettra de mettre en évidence les paramètres primordiaux à l'optimisation de la réduction des bruits d'intensité.

III. 2. « Buffer reservoir » généré par TPA dans un laser solide bi-fréquence

Nous expérimentons dans cette partie les propriétés de bruit d'intensité d'un laser bi-fréquence à état solide au sein duquel un mécanisme de TPA est introduit. Nous nous intéresserons exclusivement à un laser à milieu actif Er,Yb dans la continuité des travaux effectués en mono-fréquence. Il faut rappeler que l'élargissement de la raie est considéré comme homogène pour ce milieu actif. De ce fait, le fonctionnement bi-fréquence est obtenu grâce aux propriétés de recouvrement spatial des modes qu'elles soit inhérentes ou forcées par introduction d'un élément biréfringent dans la cavité [16,19,26,27,141]. C'est ce dernier cas que nous considérerons pour la suite.

Nous décrivons tout d'abord en détail le dispositif expérimental représenté sur la Figure 40. Le milieu actif co-dopé Er,Yb de 1,5 mm d'épaisseur est placé dans une cavité plan-concave de 4,9 cm de long. Nous conservons un miroir de sortie de rayon de courbure de 5 cm transmettant 0,5 % de l'intensité lumineuse à 1550 nm. Le pompage optique est réalisé à l'aide d'une diode laser multimode émettant à 976 nm.

Comme précisé auparavant, afin de renforcer le fonctionnement bi-fréquence, nous insérons au sein de la cavité un cristal biréfringent YVO_4 de 200 μm d'épaisseur, traité anti-reflet à 1,55 μm et taillé à 45°. Ce cristal nous permet de séparer spatialement de 20 μm les deux modes propres au sein du milieu actif. En levant leur dégénérescence spatiale, nous diminuons leur couplage dans le milieu actif. Cette séparation est relativement faible en comparaison des diamètres de modes et du diamètre du faisceau de pompe qui est d'environ 100 μm . Par conséquent, nous n'utilisons qu'un seul faisceau de pompe pour réaliser l'inversion de population pour les deux modes polarisés orthogonalement. Nous pouvons considérer ici que le laser est dans une configuration mono-axe. Nous positionnons un étalon de silice de 40 μm à l'intérieur de la cavité afin de rendre monomode chaque état propre du laser.

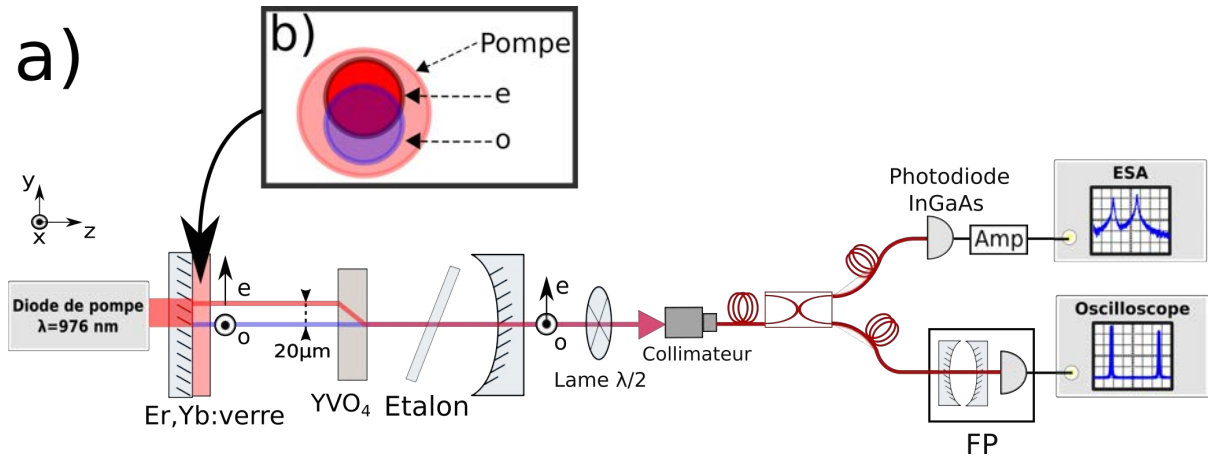


Figure 40 : a) Schéma du laser bi-fréquence. Le RIN est mesuré à l'aide d'un analyseur de spectre électrique (ESA) précédé d'un amplificateur (Amp) et d'une photodiode. Le spectre optique du laser est analysé avec un interféromètre Fabry-Perot à balayage (FP). b) Profil spatial des modes. Les deux modes du laser sont légèrement séparés dans le milieu actif. Le faisceau de pompe est unique pour les deux modes du laser.

Le banc de mesure que nous utilisons est représenté sur la Figure 40. D'une part, à l'aide d'un interféromètre Fabry-Perot à balayage, nous nous assurons que chaque état propre reste bien monomode longitudinal et qu'aucun saut de mode n'intervient durant les mesures de bruit. D'autre part, la mesure de la densité spectrale du laser est effectuée avec une photodiode InGaAs (bande passante (BP) : 3,7 MHz) suivie d'un analyseur de spectre électrique Rohde&Schwarz (BP : 10 Hz-3,6 GHz). Afin d'analyser indépendamment ou de manière combinée l'intensité des deux modes orthogonaux du laser, nous plaçons un polariseur orientable en sortie du laser.

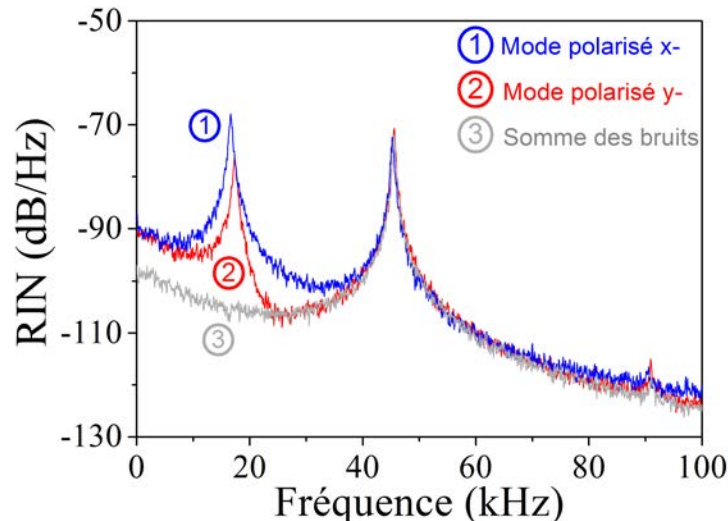


Figure 41 : Spectres de RIN pour les modes polarisés suivant x- (1) et y- (2). Le spectre de RIN (3) correspond à la somme des contributions de bruits des deux modes propres (RBW : 100 Hz, $I_{\text{phd}} = 1,9 \text{ mA}$).

Nous représentons le spectre de RIN du mode ordinaire polarisé suivant l'axe x- (1) et du mode extraordinaire polarisé suivant y- (2) sur la Figure 41. Nous pouvons apercevoir que chaque mode présente deux pics d'excès de bruits à 17 kHz et à 45 kHz. L'existence de ces pics est induite par la dynamique du laser bi-fréquence qui est celle de deux oscillateurs couplés. Chaque mode présente donc deux oscillations de relaxation. Ces deux pics correspondent respectivement au bruit d'anti-phase et au bruit en-phase. Le bruit d'anti-phase à la fréquence la plus basse apparaît à la fréquence à laquelle l'intensité des deux modes fluctue en opposition de phase. Le pic de bruit en-phase correspond à la fréquence à laquelle l'intensité des deux modes fluctuent en-phase. Ce comportement peut-être mis en évidence en sommant la contribution de chaque mode sur le détecteur. Pour cela, nous tournons la lame demi-onde de $22,5^\circ$ afin de projeter un mode sur l'autre après l'isolateur optique. Nous constatons sur le spectre de RIN (3) de la Figure 41 que les fluctuations d'intensité des deux modes se somment destructivement à la fréquence d'anti-phase entraînant une disparition du pic de bruit associé. Le pic de bruit en-phase reste quand à lui présent puisque les variations d'intensité des deux modes se somment constructivement (voir Figure 42). L'apparition de deux fréquences de résonance est très bien décrite par Otsuka et al. dans [29] et est caractéristique d'un système de deux oscillateurs couplés.

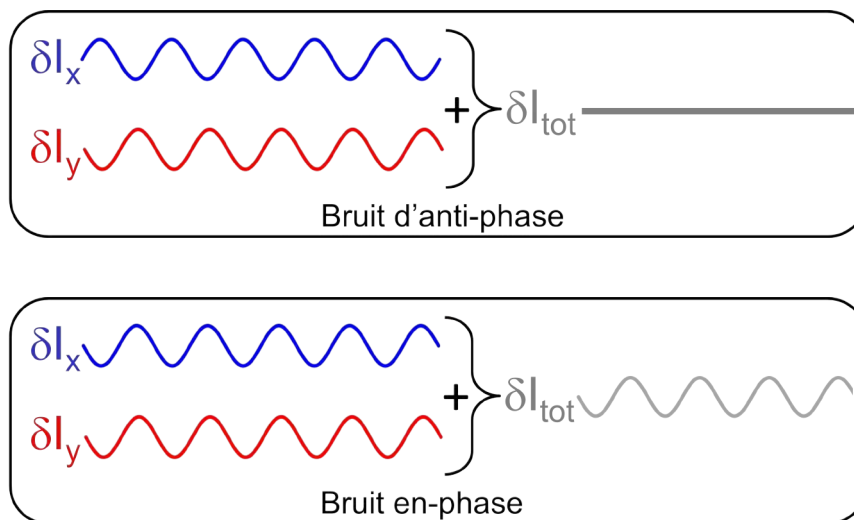


Figure 42 : Représentation des variations d'intensité des deux modes à la fréquence des pics de résonance ainsi que de la somme des contributions de bruit.

Nous introduisons à présent l'absorbant non-linéaire au sein du laser. Dans un premier temps, nous utilisons une lame de Si de $100 \mu\text{m}$ d'épaisseur afin de générer du TPA en faible efficacité dans la cavité laser. Nous faisons le choix de reprendre ce semi-conducteur afin d'analyser le cas le plus général possible. En effet, comme nous l'avons montré dans le chapitre précédent, l'utilisation du GaAs dont le temps de recombinaison des porteurs est court devant la période

des fluctuations a pour conséquence de supprimer adiabatiquement l'évolution des pertes non-linéaires. Ce cas particulier masque ainsi certains effets du TPA comme le décalage en fréquence du pic de bruit résonant. De ce fait, pour ne pas limiter notre étude à cette situation précise et dans le but de décrire complètement les effets du « buffer reservoir » au sein du laser bi-fréquence, nous considérons dans un premier temps un mécanisme non instantané par rapport aux fluctuations. Nous chercherons notamment à vérifier que le « buffer reservoir » n'apporte pas d'autres effets propres à l'oscillation bi-fréquence. D'autre part, bien que nous ayons prouvé dans le cas mono-fréquence que le temps de recombinaison des porteurs dans le semi-conducteur jouait un rôle prépondérant sur la réduction de bruit, rien ne nous assure que cette propriété soit vérifiée dans le cas du laser bi-fréquence.

Nous insérons la lame de Si entre le miroir de sortie et l'élément biréfringent (voir Figure 43). Dans ces conditions les deux modes sont parfaitement superposés spatialement dans l'absorbant non-linéaire. La lame de Si n'est pas traitée anti-reflet et agit comme un étalon au sein du laser, nous retirons donc l'étalon de silice qui n'est pas utile. Il convient de noter que la puissance des deux états propres du laser n'est quasiment pas affectée par l'ajout du Si. Dans cette configuration, nous obtenons une réduction de 32 dB du pic de bruit en-phase comparé au laser sans TPA. Néanmoins, nous ne constatons pas de diminution significative du pic de bruit d'anti-phase. Le TPA ne semble donc pas avoir d'effet sur ces fluctuations d'intensité en opposition de phase.

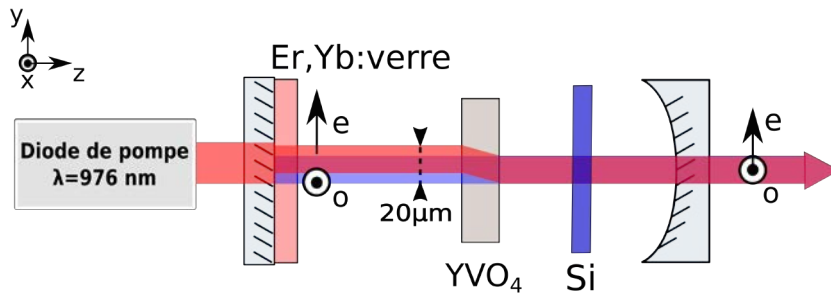


Figure 43 : 1^{ère} configuration du laser bi-fréquence avec TPA. La lame de Si est positionnée sur la voie commune.

Afin d'expliquer ce comportement, rappelons que dans notre configuration, les deux modes sont superposés spatialement sur la lame de Si. Par conséquent, le mécanisme de TPA est sensible ici à la somme des fluctuations d'intensité, c'est-à-dire $\delta I_x + \delta I_y$. Or, comme évoqué précédemment (Figure 42), la somme des contributions de bruit des deux modes est nulle à la fréquence d'anti-phase. Le TPA est donc « aveugle » vis-à-vis des fluctuations en anti-phase et ne corrige pas ce bruit. Seul le bruit en-phase induit des fluctuations d'intensité perçues par le TPA.

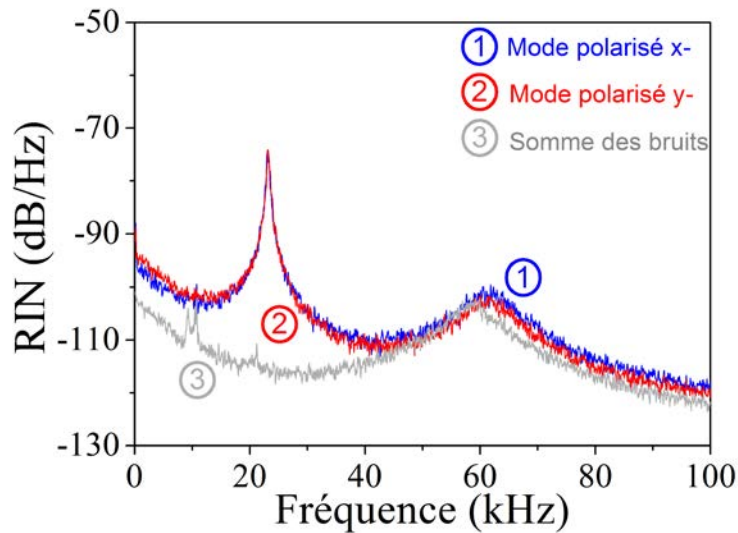


Figure 44 : Spectre de RIN du laser lorsque le TPA est introduit sur la voie commune (RBW : 100 Hz, $I_{phd}=1,9$ mA).

Nous comprenons ainsi que la réduction du bruit d’anti-phase ne peut être réalisée que si le TPA agit indépendamment sur chaque état de polarisation. Afin d’apporter ces pertes sélectives en polarisation, nous nous sommes portés sur les propriétés de symétries du cristal de Si. Rappelons que le Si est taillé suivant les axes (100). Les résultats obtenus sur la Figure 44 suggèrent que le mécanisme de TPA au sein de notre lame de Si n’est pas dépendant de la polarisation. Afin de confirmer ce point, nous avons mesuré l’impact de l’orientation des axes cristallographiques de la lame de Si sur l’amplitude du bruit d’anti-phase. Cette orientation est repérée suivant la direction de polarisation des états propres du laser. Pour ce faire, nous avons monté la lame de Si sur un support autorisant sa rotation autour de l’axe z-. Nous représentons sur la Figure 45, l’évolution de l’amplitude du pic d’anti-phase du mode x- en fonction de l’angle de rotation du Si. Pour chaque orientation, nous rééquilibrions légèrement les puissances des deux modes (voir Figure 45(b)). Nous n’obtenons pas de changement notable de l’amplitude du bruit d’anti-phase en fonction de l’orientation des axes cristallographiques du Si. Les propriétés cristallographiques de la lame de Si ne nous permettent pas d’obtenir des pertes sélectives sur chacun des états propres de polarisation.

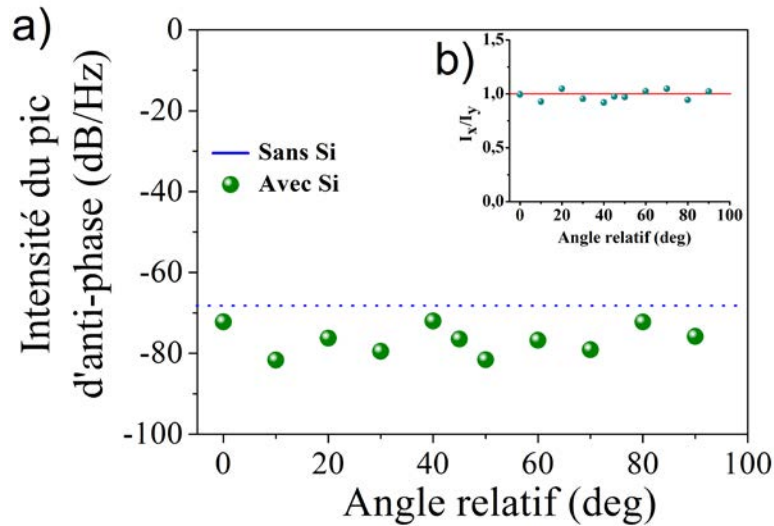


Figure 45 : a) Evolution du niveau de RIN du pic d'anti-phase du mode x- en fonction de l'orientation des axes cristallographiques de la lame de Si par rapport aux directions de polarisation des modes. En pointillé, niveau de RIN du pic d'anti-phase sans TPA. b) Rapport des intensités des modes propres en fonction de l'angle relatif.

Dans l'objectif d'introduire des pertes non-linéaires agissant indépendamment sur chaque mode, nous choisissons de lever la dégénérescence spatiale entre les deux états de polarisations au sein de la lame de Si. Pour cela, nous déplaçons cette lame en la positionnant entre le milieu actif et l'YVO₄ (Figure 46). De ce fait, tout comme dans le milieu actif, les deux modes sont séparés de 20 μm permettant d'introduire des pertes à la fois sélectives et communes sur l'intensité du mode x- et y-. Il convient de noter que cette séparation est très petite comparé aux diamètres des faisceaux intra-cavité (100 μm). Par conséquent, le TPA induit majoritairement des pertes communes et seulement une partie de chaque mode interagit de manière indépendante avec l'absorbant non-linéaire.

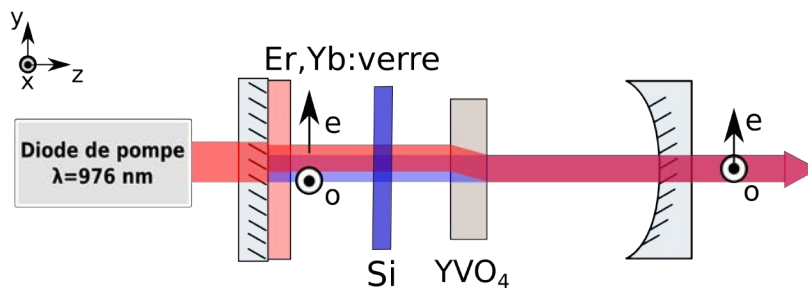


Figure 46 : 2nd configuration du laser bi-fréquence avec TPA. La lame de Si est positionnée entre le milieu actif et l'YVO₄. Les deux modes sont séparés spatialement dans l'absorbant non-linéaire.

Dans cette configuration, en comparaison avec le laser sans TPA, nous mettons en évidence une réduction de 25 dB non seulement du pic de bruit en-phase comme précédemment mais également du pic de bruit d'anti-phase (Figure 47). Cette dernière n'est rendue possible que

grâce à l'introduction d'une séparation spatiale, même très faible, entre les deux modes au sein de l'absorbant non-linéaire. Ces premiers résultats démontrent que l'approche « buffer reservoir » se révèle efficace afin d'amortir les bruits résonants d'un laser bi-fréquence tout en conservant une architecture mono-axe.

Nous souhaiterions à présent optimiser la réduction de bruit. Pour cela, il convient de développer un modèle qui reproduit tous les résultats observés et qui serait prédictif. En particulier, il serait intéressant de déterminer si, tout comme dans le cas mono-fréquence, l'utilisation d'un temps de recombinaison inférieure à celui de notre lame de Si permettrait une meilleure réduction des pics de bruits. De plus, nous pouvons nous demander si une séparation spatiale plus importante entre les modes dans l'absorbant non-linéaire engendrerait une meilleure réduction des fluctuations en anti-phase. Afin de vérifier ces deux points, nous modélisons théoriquement dans la partie suivante la dynamique du laser bi-fréquence en présence de faibles pertes non-linéaires intra-cavité. Nous essayerons de représenter analytiquement ce qu'induit la séparation spatiale pour les pertes non-linéaires. Puis nous tenterons de mettre clairement en évidence si un décalage des pics de bruits intervient, signe que le mécanisme d'absorption n'est pas assez rapide.

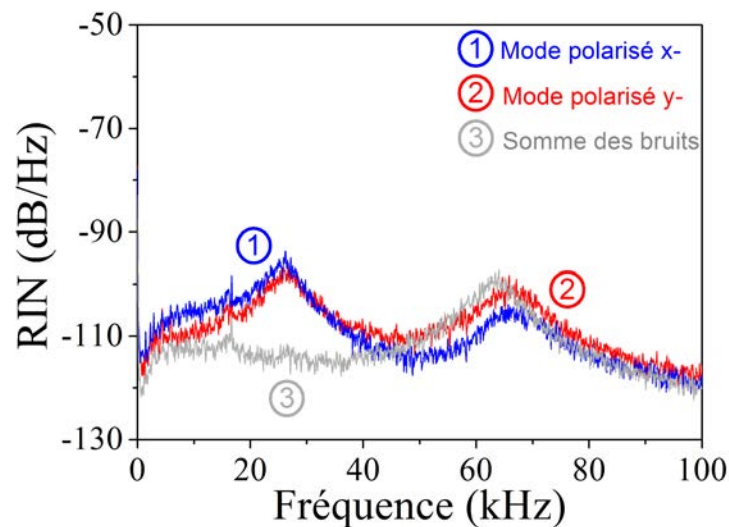


Figure 47 : Spectre du RIN du laser lorsque le TPA introduit des pertes sélectives et communes sur chaque modes (RBW : 100 Hz, $I_{phd}=1,9$ mA).

III. 3. Modélisation d'un laser bi-fréquence en présence d'absorption non-linéaire

Dans le but d'optimiser la réduction des bruits d'intensité du laser bi-fréquence Er,Yb, nous nous concentrons sur la description théorique de la dynamique d'un laser bi-fréquence en présence d'une légère absorption non-linéaire. Ce modèle sera essentiel afin de reporter l'impact du

couplage entre modes au sein du milieu actif ou de la dynamique de l'absorbant non-linéaire sur l'évolution des bruits d'intensité en excès. De plus, la description théorique du laser nous donnera accès aux paramètres clés pour l'optimisation de la réduction de bruit d'intensité.

Nous proposons de repartir des équations d'évolutions d'un laser mono-fréquence Er,Yb développées dans la partie II.2 et de les généraliser au cas bi-fréquence. Tout d'abord, focalisons-nous sur la description théorique du laser bi-fréquence sans TPA. Pour écrire les équations correspondantes au cas bi-mode, nous considérons pour chacun des deux états propres du laser une équation d'évolution pour l'inversion de population, i.e. N_x et N_y , et une pour l'intensité, i.e. I_x et I_y . Nous introduisons des taux de saturation croisée κ_{xy} et κ_{yx} décrivant les saturations de gain d'un mode propre par le mode orthogonal. Ces paramètres sont directement liés à la constante de couplage de Lamb définie par $C = \kappa_{xy}\kappa_{yx}$. Nous avons pour l'instant admis que ce taux de couplage ne subissait pas de modification en présence des pertes non-linéaires. Néanmoins, cette hypothèse n'est pas intuitive puisque nous avons montré que l'absorbant non-linéaire bouleversait profondément la dynamique du laser. De ce fait, nous sommes en droit de nous interroger sur la validité de cette hypothèse. Il est primordial de vérifier que le couplage reste constant avant d'écrire les équations d'évolution relatives aux pertes non-linéaires.

$$\frac{dN_x}{dt} = -2\sigma(I_x + \kappa_{xy}I_y)N_x - \gamma(N_{Er,x} + N_x) + w_p(N_{Er,x} - N_x), \quad (\text{III-1})$$

$$\frac{dN_y}{dt} = -2\sigma(I_y + \kappa_{yx}I_x)N_y - \gamma(N_{Er,y} + N_y) + w_p(N_{Er,y} - N_y), \quad (\text{III-2})$$

$$\frac{dI_x}{dt} = \frac{c}{2L}2e\sigma N_x I_x - \gamma_{c,x}I_x, \quad (\text{III-3})$$

$$\frac{dI_y}{dt} = \frac{c}{2L}2e\sigma N_y I_y - \gamma_{c,y}I_y. \quad (\text{III-4})$$

III. 3. a. Mesure du couplage entre les modes propres du laser

Il existe plusieurs méthodes pour mesurer le taux de couplage entre deux modes dans les lasers [142–145]. Nous choisissons ici d'insérer des pertes additionnelles sur l'intensité d'un mode et d'analyser la réponse en intensité du mode orthogonal [104]. En effet, en partant des équations (III-1)-(III-4), nous pouvons écrire les valeurs stationnaires de l'intensité et de l'inversion de population du mode x- et y-. Elles sont données par :

$$I_x^{stat} = \frac{I_{sat}}{1-C} \left[\left(\frac{N_{o,x}}{N_x^{stat}} - 1 \right) - \kappa_{xy} \left(\frac{N_{o,y}}{N_y^{stat}} - 1 \right) \right], \quad (\text{III-5})$$

$$I_y^{stat} = \frac{I_{sat}}{1-C} \left[\left(\frac{N_{o,y}}{N_y^{stat}} - 1 \right) - \kappa_{yx} \left(\frac{N_{o,x}}{N_x^{stat}} - 1 \right) \right], \quad (\text{III-6})$$

$$N_x^{stat} = \frac{\gamma_{c,x}^{stat}}{2e\sigma} \frac{2L}{c}, \quad (\text{III-7})$$

$$N_y^{stat} = \frac{\gamma_{c,y}^{stat}}{2e\sigma} \frac{2L}{c}, \quad (\text{III-8})$$

avec $N_{o,x} = \frac{w_p - \gamma}{w_p + \gamma} N_{Er,x}$ et $N_{o,y} = \frac{w_p - \gamma}{w_p + \gamma} N_{Er,y}$ l'inversion de population non-saturée des modes x- et y-.

Nous voyons à partir de ces valeurs stationnaires que les taux de saturation croisée peuvent être déduits en analysant la réponse en intensité des deux modes soumis à une modulation des pertes intra-cavité :

$$\kappa_{xy} = - \frac{\delta I_x / \delta \gamma_{c,y}}{\delta I_y / \delta \gamma_{c,y}}, \quad (\text{III-9})$$

$$\kappa_{yx} = - \frac{\delta I_y / \delta \gamma_{c,x}}{\delta I_x / \delta \gamma_{c,x}}. \quad (\text{III-10})$$

Ainsi κ_{xy} peut être obtenu en modulant légèrement les pertes intra-cavité du mode y- et en acquérant la modulation d'intensité induite sur les modes x- et y- . De même, nous trouvons κ_{yx} en appliquant une modulation des pertes intra-cavité supplémentaires sur le mode x-.

Afin de réaliser les mesures de couplage, nous considérons le laser Er,Yb présenté sur la Figure 48. Nous optons pour une cavité linéaire constituée de deux miroirs plans. La cavité est stabilisée en insérant une lentille convergente de focale $f' = 20$ mm. Pour pouvoir apporter des pertes indépendamment sur chacun des modes, nous séparons les états propres du laser avec un cristal biréfringent d'YVO₄ de 1 cm de long. Dans ces conditions, les deux modes sont séparés de 1 mm en sortie du laser tout en restant superposés dans le milieu actif. Nous insérons un diaphragme proche du milieu actif afin de nous assurer qu'aucun mode transverse n'apparaisse

durant les mesures et que les modes propres du laser se superposent parfaitement dans le milieu actif. Nous n'utilisons pas de cristal biréfringent pour lever la dégénérescence des modes dans l'Er,Yb. Le fonctionnement bi-fréquence est assuré par le hole burning spatial présent dans le milieu actif.

Pour introduire les pertes additionnelles, nous utilisons des lames de rasoir montées sur des céramiques piezo-électriques. Nous pouvons ainsi moduler sinusoïdalement les pertes intra-cavité successivement d'un mode puis du second. Il est à noter que ces pertes sont largement inférieures à 1%, nous assurant ainsi qu'aucune modification majeure du profil spatial des faisceaux n'intervient. De plus, nous fixons la fréquence de modulation à 20 Hz. La période de la modulation est très longue devant les temps caractéristiques du laser, à savoir le temps d'inversion de population, le temps de vie des photons intra-cavité et le temps de recombinaison des porteurs au sein de l'absorbant non-linéaire. Nous pouvons donc considérer que le système laser suit adiabatiquement ces variations. Le laser est dans son régime stationnaire, ce qui valide l'analyse décrite précédemment. Notons aussi que cette fréquence de modulation est faible devant les fréquences de résonance du laser qui sont dans la gamme du kHz (voir Figure 41).

L'absorbant non-linéaire est introduit soit proche du milieu actif, c'est-à-dire où les modes se superposent spatialement, soit proche du miroir de sortie, position à laquelle les modes sont parfaitement découplés entre eux. Nous nous replaçons ainsi respectivement dans les deux situations où les modes sont fortement ou non couplés dans l'absorbant non-linéaire. Il convient de porter une attention toute particulière aux diamètres des faisceaux à ces deux positions dans le but d'obtenir une efficacité de TPA propice à la réduction de bruit. En effet, comme démontré dans le cas mono-fréquence, un diamètre de faisceau trop important réduit la densité de puissance portée sur l'absorbant non-linéaire et par conséquent l'efficacité du TPA. Nous avons calculé, à partir d'un formalisme de matrice ABCD (voir *Annexe A*), la longueur de la cavité ainsi que la position de la lentille nécessaire pour l'obtention d'un diamètre de faisceau optimal à la fois sur le miroir de sortie et sur le milieu actif. La lentille est placée à 3,2 cm du milieu actif et nous optons pour une longueur de cavité de 9,2 cm. Nous obtenons des diamètres de faisceaux de 90 μm et 140 μm donnant accès à une réduction de bruit du même ordre de grandeur qu'auparavant et nous permettant de garder une puissance de sortie convenable. La puissance en sortie de laser pour chaque mode est de 1,5 mW.

Les deux états de polarisations propres du laser sont recombinaisonnés en sortie du laser à l'aide d'un deuxième cristal d' YVO_4 de 1 mm de long. Nous utilisons une lame séparatrice afin d'amener le faisceau vers deux bancs de mesures. Le premier est constitué d'un cube séparateur de

polarisation et de deux photodiodes InGaAs mesurant chacune l'intensité lumineuse d'un mode propre du laser. Le mode propre oscillant suivant l'axe x- se propage vers la photodiode (1) et le mode propre suivant y- se propage vers la photodiode (2). Le signal électrique est directement envoyé sur un oscilloscope. Le second banc de mesure permet l'analyse du spectre optique du laser. Le faisceau est tout d'abord injecté dans une fibre optique. Nous utilisons un coupleur 99%-1% afin de séparer le faisceau en deux. La voie 99% est transmise dans un analyseur de spectre optique (Anritsu MS9710B) qui nous permet de vérifier les longueurs d'onde d'émission. La voie 1% est envoyée dans un interféromètre Fabry-Perot à balayage (ISL : 7 GHz, Finesse : 55) afin de nous assurer qu'aucun saut de mode ne survient pendant les mesures.

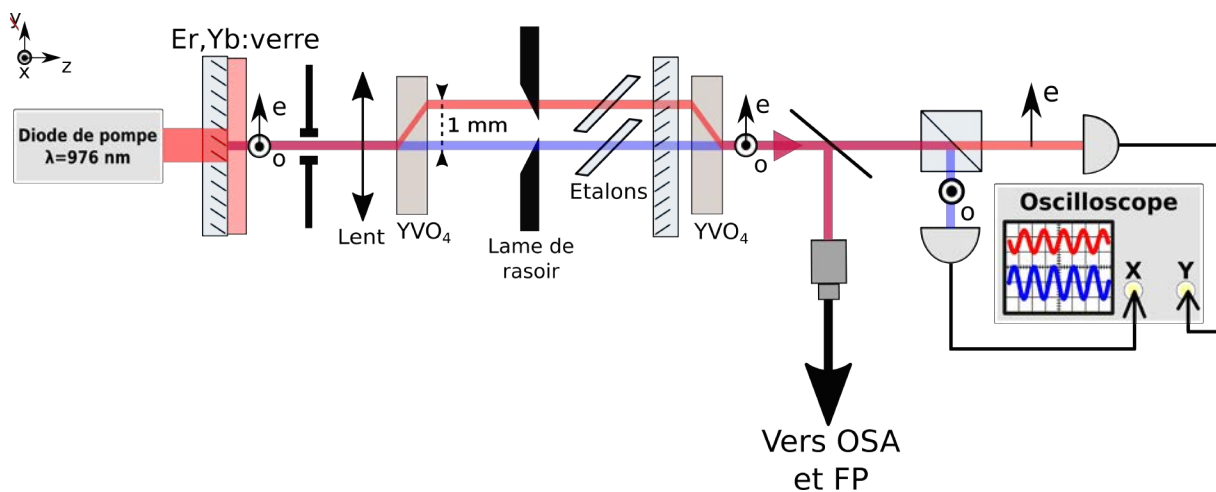


Figure 48 : Schéma du laser et du banc de mesure utilisé pour les mesures de couplage. Une lentille (Lent) est insérée afin de stabiliser la cavité constituée de deux miroirs plans. Un cristal biréfringent permet de séparer de 1 mm les deux états propres du laser en dehors du milieu actif. Les pertes modulées sont introduites à l'aide de lames de rasoir montées sur des piézo-électriques. Une partie du faisceau optique est ensuite envoyée vers un banc dédié à l'analyse du spectre optique à l'aide d'un analyseur de spectre optique (OSA) et d'un interféromètre Fabry-Perot (FP). L'autre partie est envoyée vers un cube séparateur de polarisation. Les intensités des deux modes propres sont recueillies sur deux photodiodes et analysées sur un oscilloscope.

III. 3. a. i. Couplage sans absorbant non-linéaire

Dans un premier temps, nous réalisons les mesures de couplage sans absorbant non-linéaire dans la cavité. Ces mesures nous serviront de référence pour pouvoir comparer l'éventuel effet de l'insertion du TPA dans la cavité. Le schéma du laser correspond à celui de la Figure 48. Deux étalons de silice de $40 \mu\text{m}$ sont introduits sur chacune des voies afin de rendre chacun des deux états propres monomode longitudinal.

Nous procédons à plusieurs mesures de couplage en fonction de la longueur d'onde du mode y-. Pour cela, nous fixons la longueur d'onde du mode x- à $1542,8 \text{ nm}$ et nous changeons l'orientation de l'étalon positionné sur le mode y-.

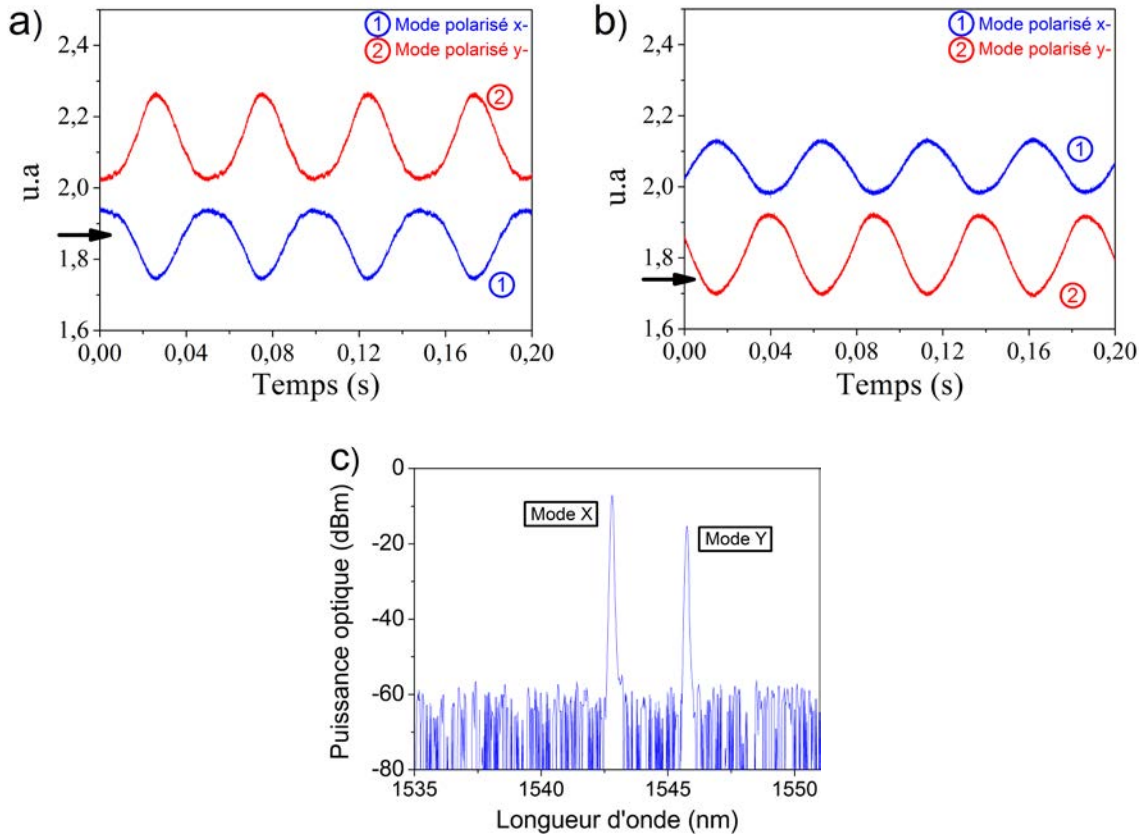


Figure 49 : Evolution temporelle de l'intensité des deux modes lorsque les modulations sont appliquées a) sur le mode x- b) sur le mode y-. La flèche représente le mode sur lequel les pertes sont appliquées. c) Spectre optique correspondant (Résolution : 0.07 nm).

Nous reportons sur la Figure 49 un exemple de mesure de couplage pour une longueur d'onde du mode polarisé suivant y- de 1545,7 nm. Nous avons tout d'abord modulé les pertes intra-cavité du mode x- (a) puis du mode y- (b) et nous mesurons la réponse du mode croisé. Nous apercevons directement ici l'influence du couplage entre les modes qui induit une modulation de l'intensité du mode y- (respectivement x-) de même fréquence et en opposition de phase par rapport aux pertes appliquées sur le mode x- (respectivement y-). En reprenant les équations (III-9) et (III-10) en les appliquant respectivement aux mesures de la Figure 49 (b) et (a), nous pouvons retrouver la valeur des saturations croisées. Nous obtenons $\kappa_{xy} = 0,67$ et $\kappa_{yx} = 1,24$. La valeur du couplage entre les modes dans le milieu actif vaut alors $C = 0,83 \pm 0,05$. Nous avons reproduit les mesures de couplage pour différentes longueurs d'onde du mode y-. Les valeurs des taux de saturations croisées et des couplages sont reportées sur la Figure 50.

Nous pouvons tout d'abord constater que les valeurs des saturations croisées varient fortement en fonction de la longueur d'onde du mode y-. Néanmoins, en dépit de ces fluctuations, le couplage, quand à lui, reste constant avec une valeur moyenne de $C = 0,82 \pm 0,05$. Ces valeurs

sont en accord avec les travaux antérieurs issus de [104] qui reportaient une constante de couplage de $C = 0,85 \pm 0,05$ au sein d'un laser avec un milieu actif Er,Yb:verre. Notamment, cette étude a montré que cette valeur de couplage était constante sur toute la plage spectrale de gain d'un tel laser, c'est-à-dire de 1530 nm à 1550 nm. Les variations de κ_{xy} et κ_{yx} peuvent s'expliquer par le nombre important de transitions, générées par effet Stark, qui sont plus ou moins couplées entre elles au sein d'un milieu actif Er,Yb:verre [99,146].

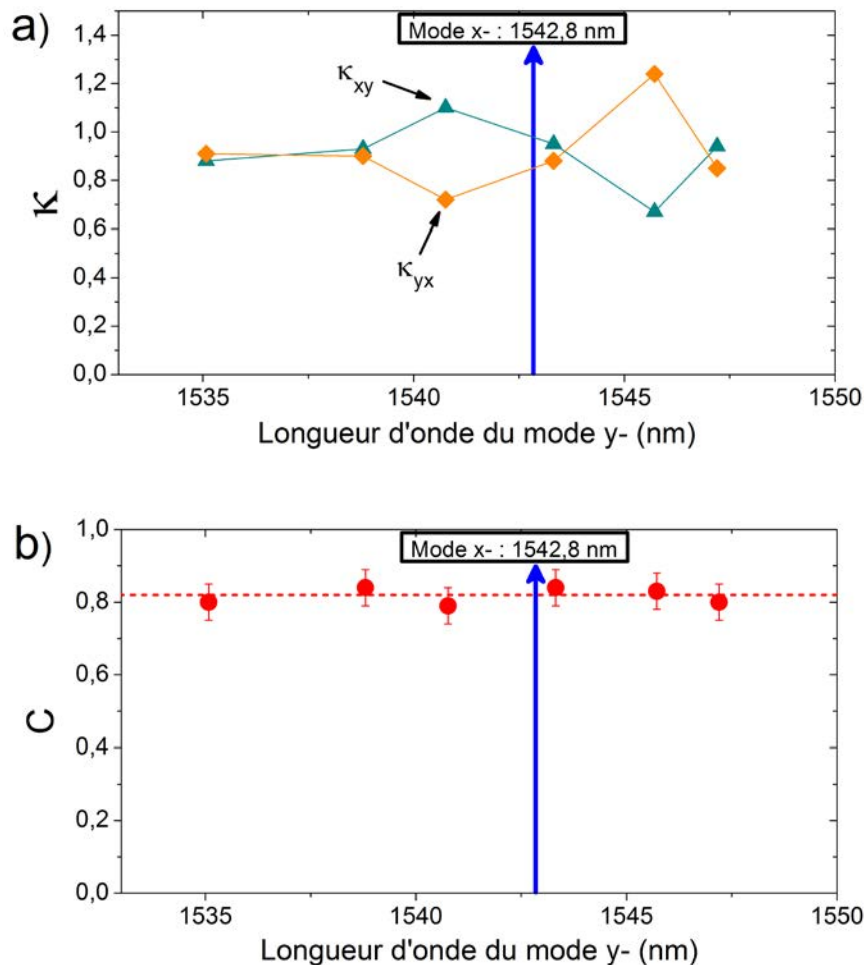


Figure 50 : a) Taux de saturation croisée en fonction de la longueur d'onde du mode y-. La longueur d'onde du mode x- est fixée à 1542,8 nm. b) Taux de couplage entre modes en fonction de la longueur d'onde du mode y-. La ligne en pointillée représente la valeur moyenne du couplage.

En parallèle des mesures de couplage, nous avons acquis le spectre de RIN du laser (Figure 51). En effet, ces mesures nous permettront de vérifier que le TPA est bien actif au sein du laser lorsque nous introduirons l'absorbant non-linéaire au sein de la cavité. Ces mesures montrent bien les deux pics d'excès de bruits aux fréquences en-phase et d'anti-phase caractéristique de l'oscillation bi-fréquence avec des modes couplés.

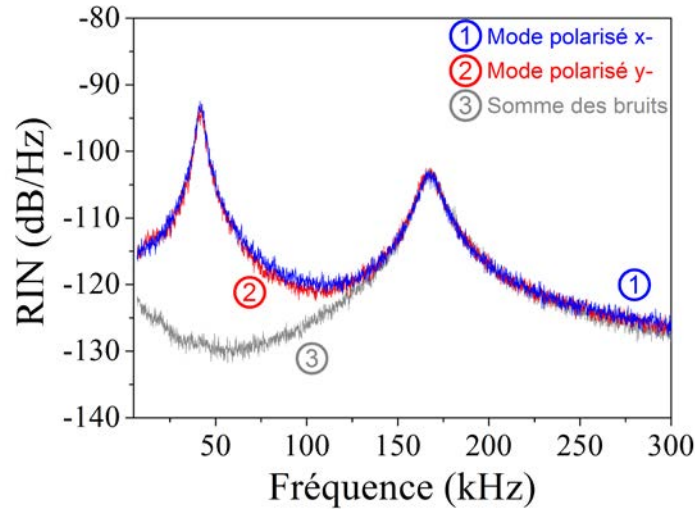


Figure 51 : Spectre de RIN du laser (RBW : 100 Hz, $I_{phd}=0,2$ mA)

III. 3. a. ii. Couplage avec absorbant non-linéaire introduisant des pertes non-linéaires communes

A présent, intéressons-nous au couplage des modes intra-cavité lorsque l'absorbant non-linéaire est inséré dans le laser. Rappelons que nous cherchons ici à savoir si la constante de couplage entre modes peut encore être utilisée dans le modèle que nous développons malgré la présence du « buffer reservoir » dont le rôle est justement de réduire toute modulation d'amplitude. Nous considérons dans un premier temps le cas où les modes sont superposés spatialement dans la lame semi-conductrice. Pour cela, nous positionnons l'absorbant non-linéaire entre le milieu actif et le cristal biréfringent (voir Figure 52).

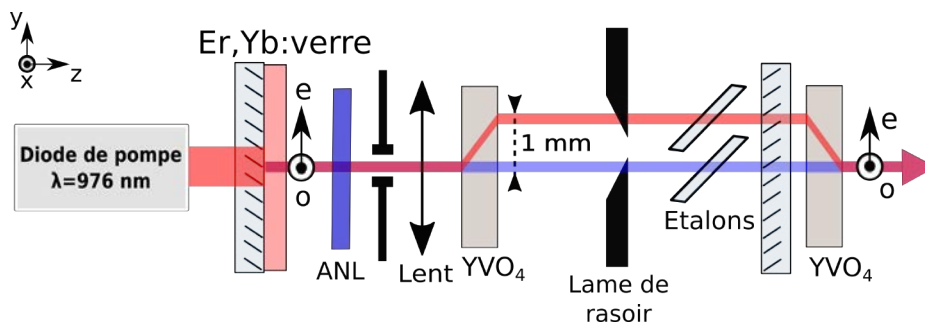


Figure 52 : Schéma du laser utilisé pour les mesures de couplage lorsque l'absorbant non-linéaire (ANL) induit des pertes non-linéaires communes pour les deux modes.

Le TPA induit ici uniquement des pertes non-linéaires communes sur les deux états propres du laser. Il est à noter que nous avons choisi de conserver les deux étalons insérés sur chacun des modes propres pour mesurer le couplage à différentes longueurs d'onde. De ce fait, une couche anti-reflet autour de 1550 nm a été déposée sur l'absorbant non-linéaire afin de supprimer

l'effet d'étalon de ce dernier. Le seuil et la puissance de 1,5 mW des deux états propres est conservée. Dans un premier temps, nous nous assurons que le TPA agit au sein du laser en mesurant son bruit d'intensité.

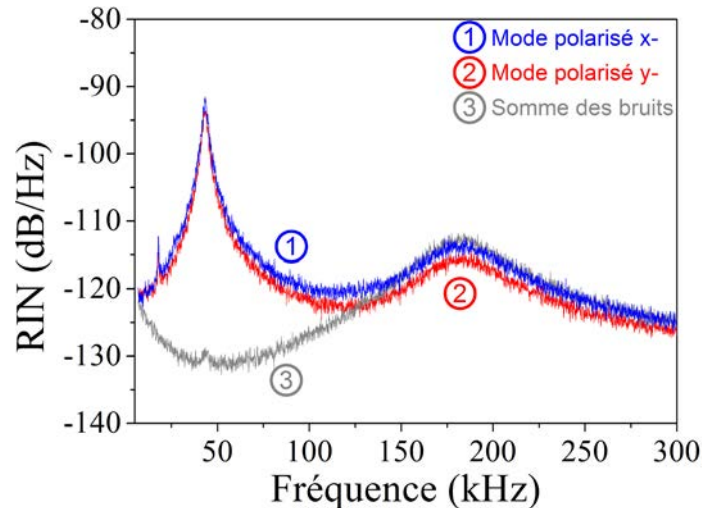


Figure 53 : Spectre de RIN du laser lorsque le TPA induit des pertes non-linéaires communes (RBW : 100 Hz, $I_{phd}=0,2$ mA).

Le spectre de RIN présenté sur la Figure 53 montre que nous obtenons une réduction du bruit en-phase de 15 dB en comparaison au laser sans TPA. Le bruit d'anti-phase du mode x- (1) et du mode y- (2) ne présente pas de changement significatif comme attendu. Nous obtenons un comportement similaire à celui observé dans le cas de la cavité plan-concave. Cela permet de valider le fait que nous sommes bien dans des conditions équivalentes à celles que nous avons précédemment.

Comme précédemment, nous reproduisons les mesures de couplage pour différentes longueurs d'onde du mode extraordinaire. Nous fixons la longueur d'onde du mode x- à 1542,2 nm et nous ajustons l'inclinaison de l'étalon du mode y-. Nous mesurons κ_{xy} et κ_{yx} en appliquant les pertes sinusoïdales successivement sur le mode y- et le mode x-. Pour chaque couple de longueurs d'onde, nous vérifions que le TPA est actif en contrôlant la réduction de bruit. Un exemple de mesure est présenté sur la Figure 54 pour une longueur d'onde du mode y- de 1544,7 nm. Comme nous pouvons le constater, la modulation d'intensité d'un mode influence le mode polarisé orthogonalement avec la même fréquence et toujours en opposition de phase. Qualitativement, le TPA ne semble donc pas induire d'effet majeur sur le transfert de la modulation d'intensité d'un mode sur le second.

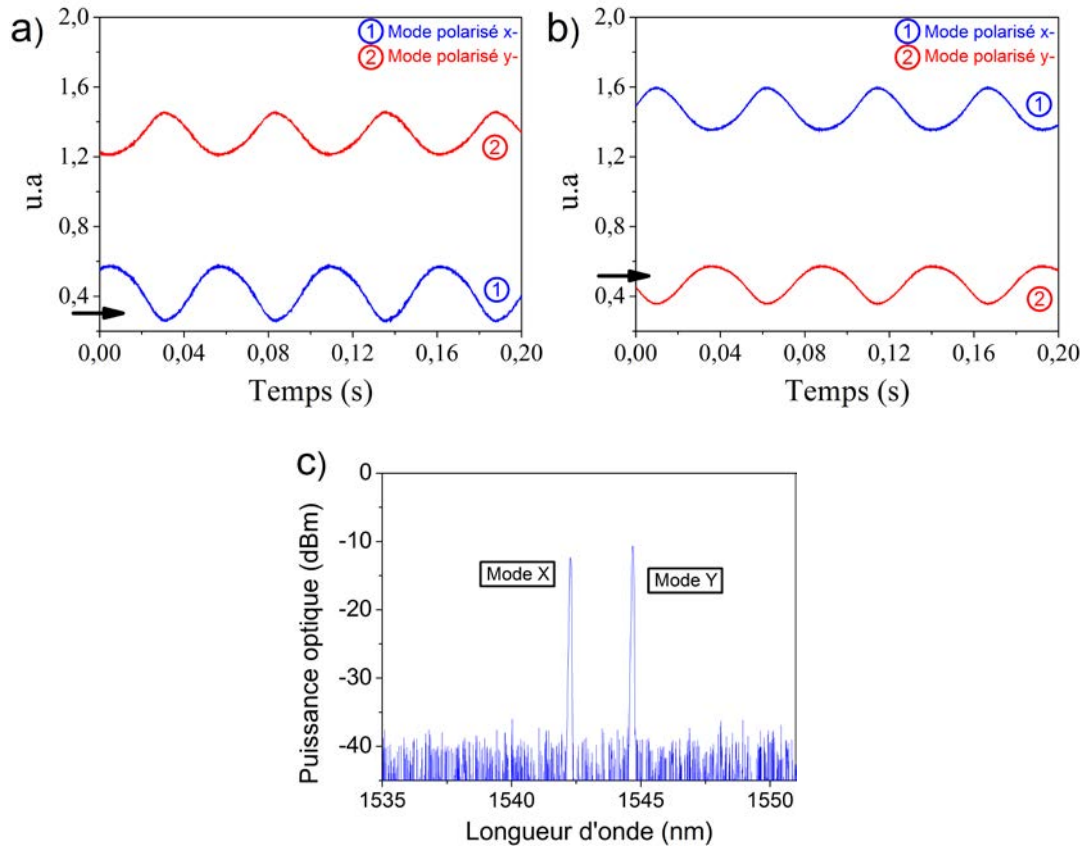


Figure 54 : Evolution temporelle de l'intensité des deux modes en présence de TPA lorsque les modulations sont appliquées a) sur le mode x- b) sur le mode y-. La flèche représente le mode sur lequel les pertes sont appliquées. c) Spectre optique correspondant (Résolution : 0.07 nm).

Nous regardons maintenant plus précisément la valeur des taux de saturations croisés et de couplage. Les valeurs de κ_{xy} et κ_{yx} , précisées sur la Figure 55 (a), varient de façon importante en fonction de la longueur d'onde du mode y-, semblablement au laser sans TPA. En particulier, nous montrons sur la Figure 55 (b) que, en présence des pertes non-linéaires, le couplage reste constant avec une valeur moyenne de $C = 0,86 \pm 0,05$ pour tous les couples de longueurs d'onde testés. Nous pouvons constater que le couplage est légèrement supérieur au cas sans TPA. Néanmoins, ce changement n'est pas assez significatif, notamment au vu de l'incertitude liée à la mesure, pour que l'on puisse affirmer qu'il est induit par la présence de l'absorbant non-linéaire. Nous pouvons donc considérer que la constante de couplage n'est pas affectée par l'introduction de pertes non-linéaires communes sur les modes propres.

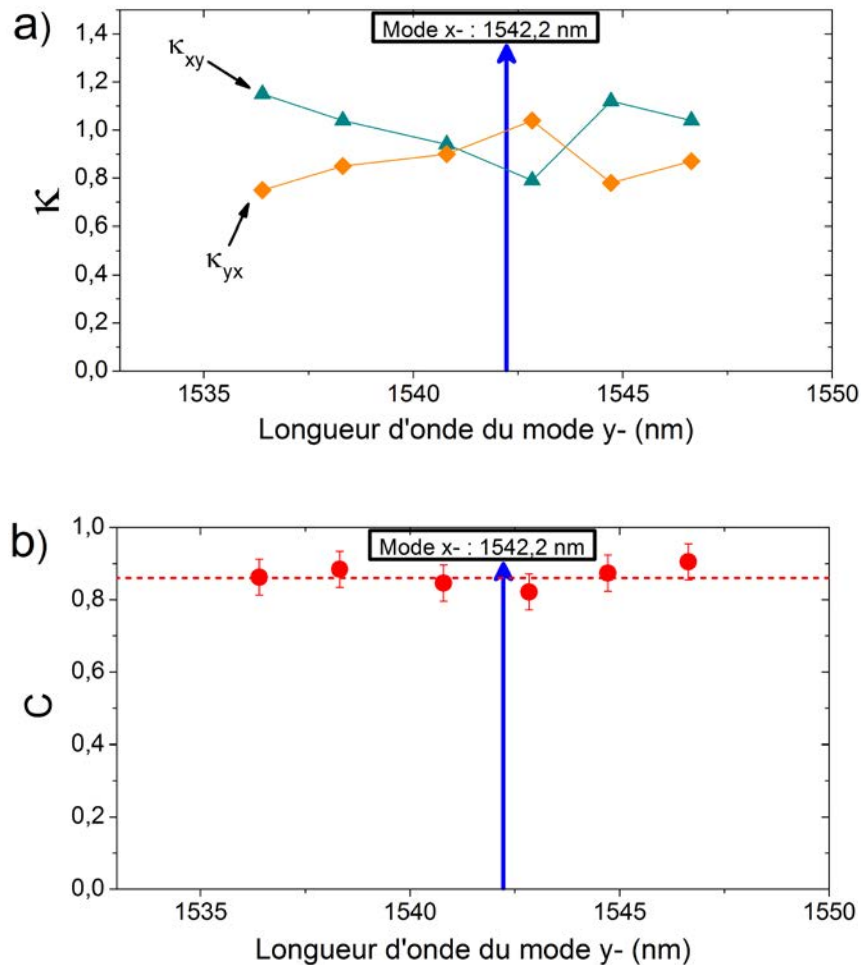


Figure 55 : Taux de saturation croisée en fonction de la longueur d'onde du mode y- en présence du TPA induisant des pertes non-linéaires communes sur les modes. La longueur d'onde du mode x- est fixée à 1542,2 nm. b) Taux de couplage entre modes en fonction de la longueur d'onde du mode y-. La ligne en pointillée représente la valeur moyenne du couplage.

III. 3. a. iii. Couplage avec absorbant non-linéaire introduisant des pertes non-linéaires sélectives

Nous insérons à présent des pertes non-linéaires sélectives sur les modes x- et y-. Les étalons de silice sont remplacés par deux absorbant non-linéaires non traitées anti-reflet et positionnées proche du miroir de sortie. Dans cette configuration, ces derniers introduisent un effet d'étalon et des pertes non-linéaires indépendantes sur les modes séparés spatialement (voir Figure 56 (a)). Nous nous assurons que la puissance de chaque état de polarisation propre du laser reste à 1,5 mW. Rappelons que la longueur de la cavité ainsi que la position de la lentille intra-cavité ont été ajustées afin d'obtenir des diamètres de faisceaux de l'ordre de 120 μm sur le miroir de sortie. De ce fait, la densité de puissance portée au niveau des absorbants permet de réduire le bruit comme l'attestent les mesures de RIN de la Figure 56(b). Cette fois-ci les pertes non-linéaires sélectives amortissent bien à la fois le pic de bruit en-phase et celui en anti-phase

de 15 dB. Dans ces conditions, nous pouvons procéder à la détermination du couplage entre les états propres de polarisations du laser.

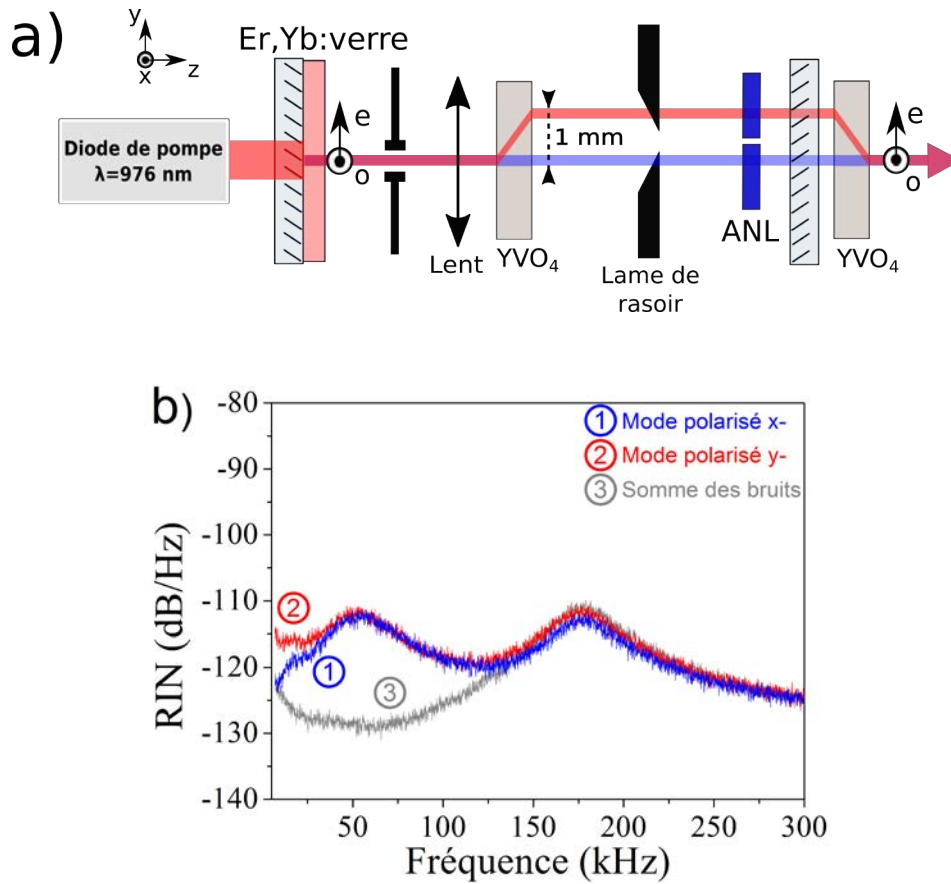


Figure 56 : a) Schéma du laser lorsque l'absorbant non-linéaire (ANL) induit des pertes non-linéaires sélectives pour les deux modes. b) Spectre de RIN du laser correspondant (RBW : 100 Hz, $I_{\text{pfd}}=0,2\text{mA}$).

Nous fixons la longueur d'onde du mode x- à 1534,2 nm et faisons évoluer celle du mode y- en changeant l'orientation de l'absorbant non-linéaire insérée sur le faisceau extraordinaire. Il est important de rappeler que la rotation de la lame semi-conductrice ne change pas l'efficacité du TPA. Les taux de saturations croisés et les valeurs de couplages sont reportés sur la Figure 57. Nous apercevons une nouvelle fois que, bien que κ_{xy} et κ_{yx} dépendent fortement du couple de longueurs d'onde choisies, leur variation se fait toujours de façon complémentaire de telle sorte que la valeur du couplage reste constante à typiquement $C = 0,76 \pm 0,05$. Notons que cette valeur de couplage est plus faible que celle mesurée dans les cas précédents. Cependant, cette différence reste faible par rapport à l'incertitude de mesure et ne nous permet pas d'affirmer que le TPA joue un rôle significatif sur le couplage.

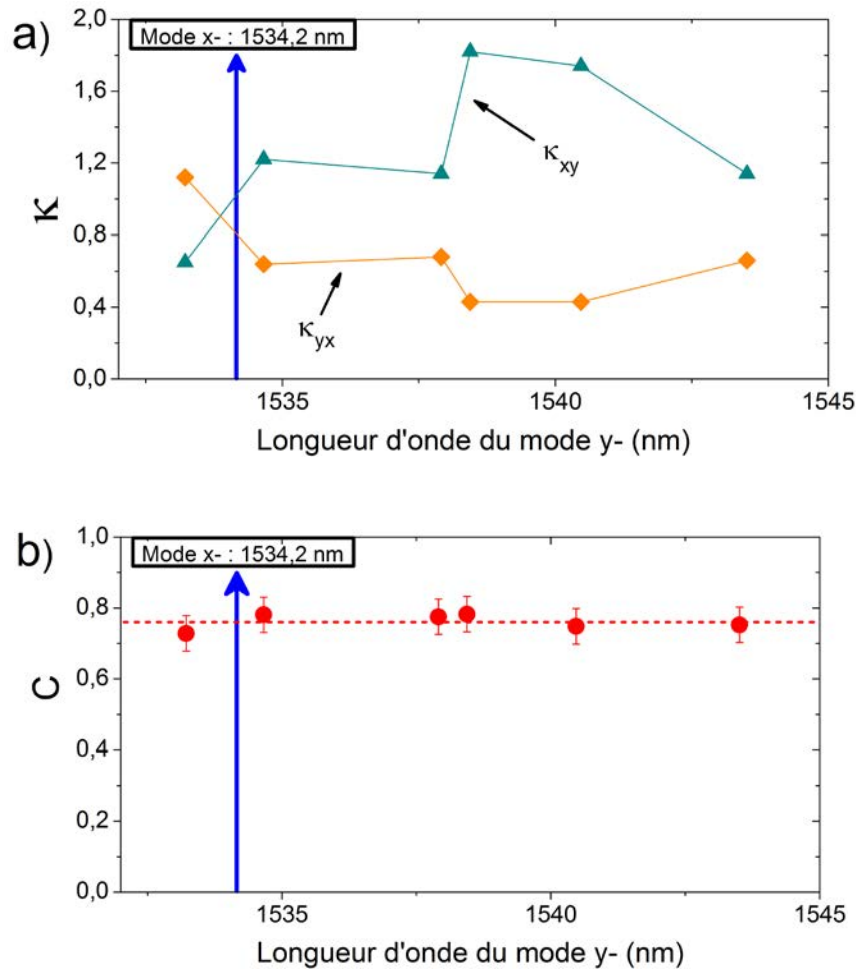


Figure 57 : Taux de saturation croisée en fonction de la longueur d'onde du mode y- en présence du TPA induisant des pertes non-linéaires sélectives sur les modes. La longueur d'onde du mode x- est fixée à 1534,2 nm. b) Taux de couplage entre modes en fonction de la longueur d'onde du mode y-. La ligne en pointillée représente la valeur moyenne du couplage.

Grâce à l'ensemble de ces mesures, nous montrons donc que le changement de la dynamique du laser induit par l'introduction de pertes non-linéaires n'influe pas la valeur du couplage entre modes. Les propriétés de couplage de ce laser bi-fréquence restent liées aux caractéristiques du milieu actif Er,Yb:verre. Ce résultat peut paraître surprenant puisque nous aurions pu nous attendre à ce que le changement d'intensité d'un mode ne provoque pas de variation d'intensité du second à cause de la présence du « buffer reservoir ». Suivant cette logique, la constante de couplage mesurée aurait dû diminuer. Les résultats expérimentaux mettent à défaut un tel raisonnement. Ils nous amènent à comprendre que le mécanisme de « buffer reservoir » agit seulement sur les fluctuations d'intensité aux fréquences de résonances du laser. Or, le couplage qui intervient dans la robustesse de l'oscillation simultanée des deux modes est différent de celui qui existe aux fréquences de résonance du laser. Ce couplage n'a de sens qu'en régime stationnaire, i.e, là où nous avons montré que le « buffer reservoir » n'avait pas d'influence. Il serait intéressant d'approfondir ces études. Néanmoins, les résultats expérimentaux montrent

que la constante de couplage telle que définie par Lamb reste valable dans l'élaboration du modèle pour le laser avec « buffer reservoir ».

III. 3. b. Equations d'évolution et dynamique du laser bi-fréquence avec « buffer reservoir »

Nous avons prouvé que la constante de couplage telle que nous la définissons au sein de nos équations n'est pas influencée par les pertes non-linéaires introduites qu'elles soient communes ou sélectives. Nous pouvons donc conserver κ_{xy} et κ_{yx} et reprendre le système d'équations décrit précédemment. Nous choisissons d'incorporer à ce système d'équations d'évolution celle liée à la densité d'ions Yb^{3+} dans le niveau $^2F_{5/2}$ noté $N_{2,yb}$. En effet, pour le cas mono-fréquence, nous avons décidé d'éliminer adiabatiquement cette équation en considérant que l'énergie de ce niveau était intégralement transmise aux ions Er^{3+} . Cela nous a amené à la définition d'un taux de pompage w_p dont l'évolution est indépendante du temps. Cependant, en faisant cette hypothèse, nous ne tenons pas compte du temps de vie des ions Yb^{3+} du niveau $^2F_{5/2}$ noté τ_{yb} , vers le niveau $^2F_{7/2}$. Pour modéliser cette désexcitation vers le niveau fondamental, nous implémentons l'équation (III-11). Nous mettrons en évidence son importance par la suite. Nous considérons un seul réservoir d'ions Yb^{3+} pour les deux modes. La pompe agit avec une intensité I_p sur la population totale d' Yb^{3+} , définie par $N_{yb} = N_{1,yb} + N_{2,yb}$. La section efficace des ions Yb^{3+} est notée σ_{yb} . Par la suite, l'énergie du niveau supérieur $^2F_{5/2}$ est transférée à la population totale d' Er^{3+} , N_{Er} , à travers un coefficient de transfert k_{TR} . Il est important de noter que dans notre cas particulier, nous jouons expérimentalement sur les valeurs de la constante de couplage en séparant plus ou moins spatialement les deux modes laser dans le milieu actif sans toucher au faisceau de pompe. Le nombre d'ions Er^{3+} mis en jeu pour chaque mode dans le processus d'amplification va dépendre de la séparation spatiale. En effet, quand les deux modes sont parfaitement disjoints, $\kappa_{xy} = \kappa_{yx} = 0$, chaque mode interagit avec une concentration d'ions Er^{3+} $N_{Er,i} = N_{Er}$ ($i = x$ ou y). A l'inverse, si les modes sont complètement superposés dans le milieu actif, ils se partagent alors la même population d' Er^{3+} . En ignorant les effets de hole burning spatial et spectral, i.e. $C = 1$, et en supposant $\kappa_{xy} = \kappa_{yx}$, cela nous amènerait à considérer une population $N_{Er,i} = \frac{N_{Er}}{2}$ pour chaque état propre. En réalité $C \neq 1$ même si les modes sont parfaitement superposés à cause des effets de hole burning et des taux de couplage entre les sous niveaux Stark. Cela nous amène à écrire la

population d'Er³⁺ perçue pour chaque mode comme $N_{Er,i} = \frac{N_{Er}}{1 + \kappa_{ij}}$ ($i, j = \{x, y\}$). Notons que

cette écriture est différente de celle qui avait été adoptée dans [104] où les modes étaient superposés spatialement. Compte tenu de ces précisions, les équations d'évolution s'écrivent :

$$\frac{dN_{2,yb}}{dt} = \sigma_{yb} I_p (N_{yb} - 2N_{2,yb}) - \gamma_{yb} N_{2,yb} - k_{TR} N_{Er} N_{2,yb}, \quad (\text{III-11})$$

$$\frac{dN_x}{dt} = -2\sigma (I_x + \kappa_{xy} I_y) N_x - \gamma (N_{Er,x} + N_x) + k_{TR} N_{2,yb} (N_{Er,x} - N_x), \quad (\text{III-12})$$

$$\frac{dN_y}{dt} = -2\sigma (I_y + \kappa_{yx} I_x) N_y - \gamma (N_{Er,y} + N_y) + k_{TR} N_{2,yb} (N_{Er,y} - N_y), \quad (\text{III-13})$$

$$\frac{dI_x}{dt} = \frac{c}{2L} 2e\sigma N_x I_x - \gamma_{c,x} I_x - \gamma_{p,x} I_x, \quad (\text{III-14})$$

$$\frac{dI_y}{dt} = \frac{c}{2L} 2e\sigma N_y I_y - \gamma_{c,y} I_y - \gamma_{p,y} I_y, \quad (\text{III-15})$$

$$\frac{dP_x}{dt} = \psi_x I_x + \psi_y \eta I_y - \gamma_{NL} P_x, \quad (\text{III-16})$$

$$\frac{dP_y}{dt} = \psi_y I_y + \psi_x \eta I_x - \gamma_{NL} P_y. \quad (\text{III-17})$$

En effet, nous avons montré que, pour prendre en compte le mécanisme d'absorption non-linéaire dans un laser mono-fréquence, il est nécessaire d'introduire une nouvelle équation d'évolution relative à ces pertes dépendantes de l'intensité et du temps. Dans le cas bi-fréquence, nous devons pouvoir représenter l'insertion de pertes non-linéaires indépendantes et/ou de pertes communes insérées sur les deux fréquences propres du laser. Pour cela, il est nécessaire de prendre non plus une seule équation d'évolution pour décrire l'absorption non-linéaire mais deux équations (III-16) et (III-17). Elles correspondent respectivement aux pertes introduites sur l'intensité de chaque mode propre tel que $\gamma_{p,i} = cP_i / 2L$. Ces deux équations peuvent être vues comme deux populations de pertes non-linéaires, deux « buffer reservoir » agissant sur chaque mode propre et nous permettent ainsi de restituer théoriquement l'existence de pertes sélectives (voir Figure 58 (a)). De plus, afin de représenter l'insertion de pertes communes, nous définissons un taux de couplage η décrivant l'interaction entre les modes dans l'absorbant non-linéaire. De ce fait, l'évolution des pertes non-linéaires introduites sur chaque état propre dépend également de l'intensité du mode polarisé orthogonalement. Notamment, dans le cas limite où les modes sont parfaitement recombinaés spatialement sur l'absorbant non-linéaire, le taux de couplage η vaut alors 1. Si l'efficacité du processus d'absorption non-linéaire est

similaire pour les deux modes, i.e. $\psi_x = \psi_y$, nous voyons que les pertes appliquées dépendent de l'intensité totale $I_{tot} = I_x + I_y$, les équations (III-16) et (III-17) étant équivalentes. Le processus non-linéaire peut être vu comme un unique « buffer reservoir » qui agit sur les deux modes propres (voir Figure 58 (b)). Cette représentation nous permet ainsi de modéliser tous les cas de figure que nous avons vus auparavant.

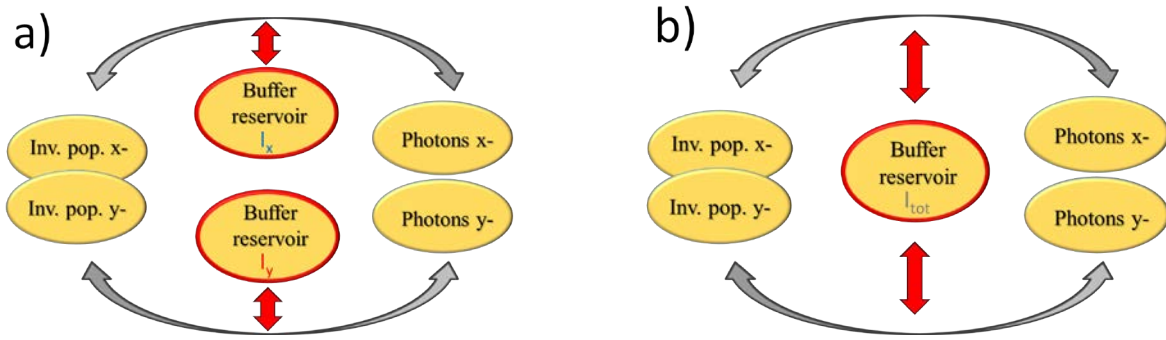


Figure 58 : a) Représentation schématique des pertes non-linéaires sélectives qui agissent comme deux « buffer reservoir » indépendant. b) Représentation des pertes non-linéaires communes qui agissent comme un seul « buffer reservoir ».

Finalement, nous cherchons à modéliser le bruit d'intensité relatif du laser en fonction des propriétés du « buffer reservoir ». Comme pour le cas mono-fréquence, nous allons calculer la fonction de transfert en appliquant des variations au premier ordre autour des valeurs stationnaires du laser. Dans un premier temps, intéressons-nous à l'état stationnaire du laser.

III. 3. b. i. Valeurs stationnaires du système

En dessous du seuil laser, l'intensité étant nulle, l'absorption non-linéaire ne joue aucun rôle. L'inversion de population de chaque mode est donc simplement donnée par l'égalité entre le gain non saturé et les pertes intra-cavité.

$$N_i^{th} = \frac{\gamma_{c,i}}{2e\sigma} \frac{2L}{c}. \quad (\text{III-18})$$

Nous notons $i, j = \{x, y\}$ respectivement pour le mode polarisé x- et y-. Au-dessus du seuil, les valeurs stationnaires de la densité de population des ions Yb^{3+} dans l'état excité et l'inversion de population de l' Er^{3+} pour chaque état propre s'écrivent :

$$N_{2,\text{Yb}}^{stat} = \frac{\sigma_{\text{Yb}} I_p N_{\text{Yb}}}{2\sigma_{\text{Yb}} I_p + \gamma_{\text{Yb}} + k_{\text{TR}} N_{\text{Er}}}, \quad (\text{III-19})$$

$$N_i^{stat} = \frac{\gamma_{c,i}^{stat} + \gamma_{p,i}^{stat}}{2e\sigma c/(2L)}. \quad (\text{III-20})$$

De même, nous pouvons calculer simplement les pertes non-linéaires présentes sur chaque mode et l'intensité des modes dans le régime stationnaire :

$$P_i^{stat} = \frac{\psi_i I_i^{stat} + \psi_j \eta I_j^{stat}}{\gamma_{NL}}, \quad (\text{III-21})$$

$$I_i^{stat} = \frac{I_{sat}}{1-C} \left[\left(\frac{N_{o,i}}{N_i^{stat}} - 1 \right) - \kappa_{ij} \left(\frac{N_{o,j}}{N_j^{stat}} - 1 \right) \right], \quad (\text{III-22})$$

avec $I_{sat} = \frac{w_p + \gamma}{2\sigma}$, $w_p = k_{TR} N_{2,\gamma b}^{stat}$ et $N_{o,i} = \frac{w_p - \gamma}{w_p + \gamma} N_{Er,i}$.

Pour connaître précisément les valeurs d'intensité et de pertes non-linéaires, il est nécessaire de développer la valeur de l'inversion de population. Pour cela, nous réintroduisons les équations (III-21) et (III-22) dans (III-20) ce qui conduit à :

$$N_x^{stat} - N_x^{th} - A_{xy} \left(\frac{N_{0,x}}{N_x^{stat}} - 1 \right) - B_{xy} \left(\frac{N_{0,y}}{N_y^{stat}} - 1 \right) = 0, \quad (\text{III-23})$$

$$N_y^{stat} - N_y^{th} - A_{yx} \left(\frac{N_{0,y}}{N_y^{stat}} - 1 \right) - B_{yx} \left(\frac{N_{0,x}}{N_x^{stat}} - 1 \right) = 0, \quad (\text{III-24})$$

avec $A_{ij} = \frac{N_{NL,i}^{sat} - \kappa_{ji} \eta N_{NL,j}^{sat}}{1-C}$, $B_{ij} = \frac{\eta N_{NL,j}^{sat} - \kappa_{ij} N_{NL,i}^{sat}}{1-C}$, $N_{NL,x}^{sat} = \frac{\psi_x}{2e\sigma\gamma_{NL}} I_{sat}$ et $N_{NL,y}^{sat} = \frac{\psi_y}{2e\sigma\gamma_{NL}} I_{sat}$.

Ce couple d'équations nous ramène à un système d'ordre 4. Nous le résolvons analytiquement en utilisant une méthode de type Ferrari [147].

III. 3. b. ii. Fonction de transfert en intensité du laser

Comme démontré avec le laser mono-fréquence, la fonction de transfert en intensité du laser peut être obtenue en considérant des faibles fluctuations de photons due à l'émission spontanée à une fréquence donnée puis en calculant la fonction de transfert en intensité correspondante. Nous avons pour l'instant considéré uniquement des fluctuations de photons intra-cavité comme source de bruit du laser. Néanmoins, afin de décrire fidèlement la réponse du laser, nous montrerons que nous devons également prendre en compte le bruit d'intensité du laser de pompe. En effet, nous avons négligé cette contribution de bruit puisque dans le cas d'un laser

co-dopé Er,Yb, les ions Yb^{3+} filtrent les fluctuations d'intensité de pompe. Dans le cas mono-fréquence, le bruit du laser autour de la fréquence des oscillations de relaxation est ainsi dominé par la perturbation liée à l'émission spontanée. Cependant, bien que faible, la source de bruit induite par la pompe existe et apporte tout de même une contribution sur le bruit du laser. De plus, cette contribution est en principe dépendante de la fréquence car elle est soumise à la fonction de transfert relative au mécanisme de transfert d'énergie entre l' Yb^{3+} et l' Er^{3+} qui est lui-même lié à la durée de vie du niveau excité de l' Yb^{3+} . Cette fonction de transfert est de type filtre passe-bas d'ordre 1. Dans le cas bi-fréquence, la contribution du bruit de pompe sera donc différente pour les bruits en anti-phase et en-phase. De ce fait, même si son impact est plus faible que celui des fluctuations de photons, il convient de considérer ces perturbations pour rendre compte précisément des possibles écarts d'amplitude entre les deux pics résonants. Notamment, l'effet sera d'autant plus marqué si le bruit d'anti-phase se trouve à basse fréquence autour de la fréquence de coupure donnée par le temps de vie des ions Yb^{3+} . Ce sont nos observations expérimentales qui nous ont amenés à prendre en compte dans le modèle l'équation d'évolution des ions Yb^{3+} (III-11). Nous sommes en mesure de reporter l'effet des fluctuations d'intensité de la pompe en modélisant la réponse des ions Yb^{3+} gouverné par leur temps de vie dans le niveau $^2F_{5/2}$. Par ailleurs, en ce qui concerne l'autre contribution de bruit, nous représentons les fluctuations de photons dans les équations d'évolution par des variations du taux de pertes intra-cavité γ_c tout comme dans le *Chapitre II*. En nous basant sur [105], le RIN d'un mode du laser s'exprime par la somme des modules au carré des fonctions de transfert due aux fluctuations du taux de pertes de photons et d'intensité de pompe tel que :

$$\text{RIN}(\omega) = |H_{\text{pompe}}|^2 \left(\frac{S_{\text{pompe}}}{I_p^2} \right) + |H_{\text{photon}}|^2 \left(\frac{S_{\text{photon}}}{\gamma_c^2} \right), \quad (\text{III-25})$$

où $H_{\text{pompe},i} = \frac{\delta I_i / I_i^{\text{stat}}}{\delta I_p / I_p^{\text{stat}}}$ et $H_{\text{photon},i} = \frac{\delta I_i / I_i^{\text{stat}}}{\delta \gamma_{c,i} / \gamma_{c,i}^{\text{stat}}}$ sont les fonctions de transfert respectivement liées

aux fluctuations d'intensité de pompe et aux fluctuations de photons intra-cavité. S_{pompe} / I_p^2 et $S_{\text{photon}} / \gamma_c^2$ correspondent aux densités spectrales des fluctuations de pompe et de photon.

Nous pouvons, tout d'abord, calculer la réponse en intensité de chaque mode propre du laser soumis à des petites fluctuations de photons. Pour cela, nous considérons des perturbations à une fréquence $f = \omega / 2\pi$ des pertes linéaires intra-cavité autour de leur valeur stationnaire tel que $\gamma_{c,i} = \gamma_{c,i}^{\text{stat}} + \delta \gamma_{c,i} e^{i\omega t}$. Ces variations entraînent des fluctuations à la même fréquence

autour de l'état d'équilibre des inversions de populations $N_i = N_i^{stat} + \delta N_i e^{i\omega t}$, des intensités $I_i = I_i^{stat} + \delta I_i e^{i\omega t}$ et de l'absorption non-linéaire $P_i = P_i^{stat} + \delta P_i e^{i\omega t}$. Nous injectons ces expressions dans les équations (III-11) à (III-17) puis en linéarisant au premier ordre, nous obtenons :

$$\delta I_x D_x(\omega) = T_x(\omega) \delta I_y + \delta \gamma_{c,x} I_x^{stat}, \quad (III-26)$$

$$\delta I_y D_y(\omega) = T_y(\omega) \delta I_x + \delta \gamma_{c,y} I_y^{stat}, \quad (III-27)$$

avec :

$$D_i(\omega) = i\omega + \gamma_{c,i}^{stat} + \frac{\psi_i I_i^{stat}}{\gamma_{NL}} \frac{c}{2L} \left(1 + \frac{\gamma_{NL}}{i\omega + \gamma_{NL}} + \frac{\eta \psi_j I_j^{stat}}{\psi_i I_i^{stat}} \right) - 2e\sigma \frac{c}{2L} [N_i^{stat} + A_i I_i^{stat}], \quad (III-28)$$

$$T_i(\omega) = \frac{c}{2L} \left[2e\sigma \kappa_{ij} A_i - \frac{\eta \psi_j}{i\omega + \gamma_{NL}} \right] I_i^{stat}, \quad (III-29)$$

$$A_i = -2\sigma \frac{N_i^{stat}}{i\omega + 2\sigma (I_i^{stat} + \kappa_{ij} I_j^{stat} + I_{sat})}. \quad (III-30)$$

Au regard de ces équations, nous pouvons déjà noter que les fluctuations d'intensité d'un mode dépendent des variations d'intensité du mode croisé. Notons ici encore que le terme $\delta \gamma_{c,i} I_i^{stat}$ décrivant les variations des pertes intra-cavité peut être écrit dans les équations comme un terme d'émission spontanée $\delta I_{sp,i}$. Nous vérifions donc à nouveau que, mathématiquement, nous pouvons décrire les fluctuations de photons par des variations du taux de pertes intra-cavité.

En injectant mutuellement les équations (III-26) et (III-27), nous obtenons l'évolution des intensités en fonction des fluctuations de photons.

$$\delta I_x = \frac{T_x \delta \gamma_{c,y} I_y^{stat} + D_y \delta \gamma_{c,x} I_x^{stat}}{D_x D_y - T_x T_y}, \quad (III-31)$$

$$\delta I_y = \frac{T_y \delta \gamma_{c,x} I_x^{stat} + D_x \delta \gamma_{c,y} I_y^{stat}}{D_x D_y - T_x T_y}. \quad (III-32)$$

Nous voyons ici que les fluctuations de photon et l'absorption non-linéaire affectant le mode x- influencent l'évolution de l'intensité du mode y- et inversement. Cette propriété est expliquée par la présence de T_x et T_y dans les équations qui dénotent le couplage physique entre les

modes propres à la fois dans le milieu actif et dans l'absorbant non-linéaire. En effet, si les modes ne sont pas couplées, c'est-à-dire $\kappa_{xy} = \kappa_{yx} = 0$ et $\eta = 0$, cela implique que $T_x = T_y = 0$ annulant cette dépendance croisée.

A ce stade, nous faisons l'hypothèse que les fluctuations de photons provenant de l'émission spontanée sont égales pour les deux modes et qu'elles ne sont pas corrélées entre elles :

$$\langle |\delta I_{sp,x}|^2 \rangle = \langle |\delta I_{sp,y}|^2 \rangle = \langle |\delta I_{sp}|^2 \rangle, \quad (\text{III-33})$$

$$\langle \delta I_{sp,x} \delta I_{sp,y}^* \rangle = 0. \quad (\text{III-34})$$

Si les intensités des modes propres sont égales, $I_x = I_y$, la fonction de transfert relative aux fluctuations de photons s'écrit alors :

$$|H_{\text{photon},x}(\omega)|^2 = \left| \frac{\delta I_x / I_x^{\text{stat}}}{\delta \gamma_c / \gamma_{c,x}^{\text{stat}}} \right|^2 = (\gamma_{c,x}^{\text{stat}})^2 \frac{|T_x|^2 + |D_y|^2}{|D_x D_y - T_x T_y|^2}, \quad (\text{III-35})$$

$$|H_{\text{photon},y}(\omega)|^2 = \left| \frac{\delta I_y / I_y^{\text{stat}}}{\delta \gamma_c / \gamma_{c,y}^{\text{stat}}} \right|^2 = (\gamma_{c,y}^{\text{stat}})^2 \frac{|T_y|^2 + |D_x|^2}{|D_x D_y - T_x T_y|^2}. \quad (\text{III-36})$$

Nous utilisons la même démarche pour la fonction de transfert relative au bruit de la pompe. Nous considérons une petite fluctuation à la fréquence $f = \omega / 2\pi$ de la valeur stationnaire de l'intensité du laser de pompe $I_p = I_p^{\text{stat}} + \delta I_p e^{i\omega t}$. Cela entraîne des variations à la même fréquence de la densité de population des ions Yb^{3+} de l'état excité $N_{2,\text{Yb}} = N_{2,\text{Yb}}^{\text{stat}} + \delta N_{2,\text{Yb}} e^{i\omega t}$, des inversions de populations $N_i = N_i^{\text{stat}} + \delta N_i e^{i\omega t}$, des intensités $I_i = I_i^{\text{stat}} + \delta I_i e^{i\omega t}$ et de l'absorption non-linéaire $P_i = P_i^{\text{stat}} + \delta P_i e^{i\omega t}$. L'insertion de ces expressions dans les équations (III-11) à (III-17) nous donne deux équations décrivant les variations d'intensité de chacun des modes :

$$\delta I_x D_x(\omega) = T_x(\omega) \delta I_y + J_x(\omega) \delta I_p, \quad (\text{III-37})$$

$$\delta I_y D_y(\omega) = T_y(\omega) \delta I_x + J_y(\omega) \delta I_p, \quad (\text{III-38})$$

avec :

$$J_i = -\frac{c}{2L} 2e\sigma A_i k_{TR} \frac{\beta}{2\sigma} \left(\frac{N_{Er,i}}{N_i^{stat}} - 1 \right) I_i, \quad (\text{III-39})$$

$$\begin{aligned} \delta N_{2,Yb} &= \frac{\sigma_{Yb} (N_{Yb} - 2N_{2,Yb}^{stat})}{i\omega + 2\sigma_{Yb} I_p^{stat} + \gamma_{Yb} + k_{TR} N_{Er}} \delta I_p, \\ &= \beta \delta I_p. \end{aligned} \quad (\text{III-40})$$

Nous remarquons dans les expressions (III-37) et (III-38) que les fluctuations de pompe δI_p sont pondérées par la fonction de transfert des ions Yb^{3+} dans l'état excité à travers le coefficient J_i (voir les équations (III-39) et (III-40)). Comme nous le montrerons par la suite, la prise en compte de cette fonction de transfert est essentielle pour reproduire le spectre de bruit d'intensité du laser bi-fréquence.

Pour le moment, nous avons fait l'hypothèse que les deux modes sont soumis aux mêmes fluctuations d'intensité de pompe δI_p puisque nous avons considéré une seule population d' Yb^{3+} . Néanmoins, il se peut dans certains cas bien particulier que les modes propres soient soumis à des variations différentes d'intensité de pompe. C'est notamment vrai si les deux modes sont séparés spatialement dans le milieu actif et que le profil spatial d'intensité du laser de pompe présente du bruit de speckle. Afin de ne pas restreindre les conditions d'application de notre modèle, nous définissons, néanmoins, une variation d'intensité de pompe spécifique à chacun des états propres du laser notée $\delta I_{p,x}$ et $\delta I_{p,y}$.

Nous ferons l'hypothèse que, en moyenne, les amplitudes de ces fluctuations d'intensités sont égales mais qu'il existe un terme de corrélation entre $\delta I_{p,x}$ et $\delta I_{p,y}$ comme cela a été fait dans [148,149] :

$$\langle |\delta I_{p,x}|^2 \rangle = \langle |\delta I_{p,y}|^2 \rangle = \langle |\delta I_p|^2 \rangle, \quad (\text{III-41})$$

$$\langle \delta I_{p,x} \delta I_{p,y}^* \rangle = \xi \langle |\delta I_p|^2 \rangle e^{i\varphi}, \quad (\text{III-42})$$

où ξ ($\xi \in [0,1]$) est le terme de corrélation en amplitude et φ ($\varphi \in [0,2\pi[$) le terme de phase.

Pour la suite, nous considérerons que $\varphi = 0$. Les équations (III-37) et (III-38) peuvent être réécrites en tenant compte de ces considérations et nous trouvons les fonctions de transfert dues aux fluctuations d'intensité du laser de pompe :

$$|H_{pompe,x}(\omega)|^2 = \left| \frac{\delta I_x / I_x^{stat}}{\delta I_p / I_p^{stat}} \right|^2 = \left(\frac{I_p^{stat}}{I_x^{stat}} \right)^2 \frac{|T_x J_y|^2 + |D_y J_x|^2 + \xi(T_x J_y D_y^* J_x^* + T_x^* J_y^* D_y J_x)}{|D_x D_y - T_x T_y|^2}, \quad (\text{III-43})$$

$$|H_{pompe,y}(\omega)|^2 = \left| \frac{\delta I_y / I_y^{stat}}{\delta I_p / I_p^{stat}} \right|^2 = \left(\frac{I_p^{stat}}{I_y^{stat}} \right)^2 \frac{|T_y J_x|^2 + |D_x J_y|^2 + \xi(T_y J_x D_x^* J_y^* + T_y^* J_x^* D_x J_y)}{|D_x D_y - T_x T_y|^2}. \quad (\text{III-44})$$

III. 3. c. Validation du modèle bi-fréquence sans TPA

Avant d'utiliser notre modèle pour optimiser la réduction du bruit en excès dans les lasers bi-fréquences, nous allons analyser la validité du modèle. Pour cela, nous comparons dans un premier temps les spectres de RIN théoriques et expérimentaux du laser bi-fréquence Er,Yb:verre sans TPA. Le laser considéré correspond à celui de la section III. 2 avec le milieu actif positionné dans une cavité plan-concave de 4,9 cm de long. Le schéma du laser est rappelé sur la Figure 59 ci-dessous. Nous menons cette étude pour deux taux de couplage différents en modifiant la séparation spatiale entre modes. Ce cas simple nous permettra d'étudier le rôle de chaque contribution de bruit sur l'excès de bruit total du laser.

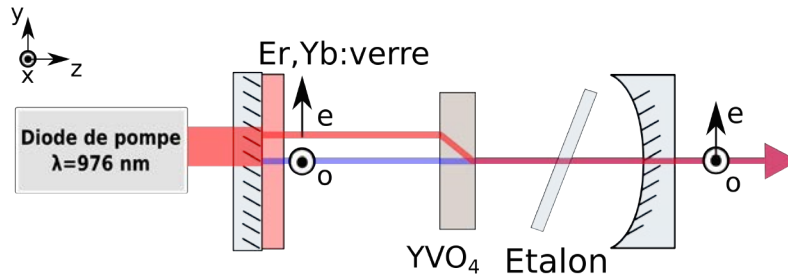


Figure 59 : Schéma du laser bi-fréquence utilisé pour étudier le modèle.

Pour cela, nous prenons la valeur stationnaire des pertes non-linéaires insérées sur les modes x- et y- égale à zéro $P_i = 0$. Les valeurs de l'inversion de population et d'intensité des états propres sont déduites des équations (III-20) et (III-22) :

$$N_i^{stat} = \frac{\gamma_{c,i}^{stat}}{2e\sigma c / (2L)}, \quad (\text{III-45})$$

$$I_i^{stat} = \frac{I_{sat}}{1-C} \left[\left(\frac{N_{o,i}}{N_i^{stat}} - 1 \right) - K_{ij} \left(\frac{N_{o,j}}{N_j^{stat}} - 1 \right) \right]. \quad (\text{III-46})$$

En l'absence de pertes non-linéaires, les fonctions de transfert (III-35), (III-36), (III-43) et (III-44) se simplifient. Nous supposons aussi que $I^{stat} = I_x^{stat} = I_y^{stat}$ et $\gamma_c = \gamma_{c,x} = \gamma_{c,y}$. Ces hypothèses se justifient puisque, expérimentalement, nous conservons le même seuil et la même puissance pour les modes propres du laser. De plus, nous avons vu que les taux de saturations croisés κ_{xy} et κ_{yx} varient fortement en fonction de la longueur d'onde des modes excités. De ce fait, il devient contraignant et délicat de définir leur valeur précise pour l'ensemble des simulations. Néanmoins, nous rappelons que leur évolution selon la longueur d'onde se fait toujours de façon complémentaire, c'est-à-dire de telle sorte que le couplage C reste constant. Nous nous baserons donc sur cette valeur de la constante de couplage pour effectuer les calculs. Nous considérons les taux de saturations croisés comme égaux $\kappa_{xy} = \kappa_{yx} = \kappa = \sqrt{C}$.

En minimisant le dénominateur des fonctions de transfert induites par les fluctuations de pompe (III-43) et (III-44), et de photons (III-35), (III-36), nous trouvons l'expression des deux fréquences de résonances. Les fréquences de fluctuation d'intensité en-phase et en anti-phase s'expriment comme :

$$f_{EN} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{c}{2L} 4e\sigma^2 N^{stat} I^{stat} (1 + \kappa)}, \quad (III-47)$$

$$f_{AN} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{c}{2L} 4e\sigma^2 N^{stat} I^{stat} (1 - \kappa)}. \quad (III-48)$$

Au regard de ces équations, nous pouvons noter que les fréquences des pics de bruit sont reliées par le terme de saturation croisé κ qui définit le taux de couplage des modes dans le milieu actif. Nous pouvons ainsi exprimer la constante de couplage en fonction des fréquences d'anti-phase et en-phase.

$$C = \left[\frac{1 - \left(\frac{f_{AN}}{f_{EN}} \right)^2}{1 + \left(\frac{f_{AN}}{f_{EN}} \right)^2} \right]^2. \quad (III-49)$$

Cette expression est similaire à celle obtenue dans [26,140]. Nous voyons donc que, plus les modes sont couplés, plus la différence de fréquence entre les deux résonances du système sera élevée. La constante de couplage peut ainsi être déduite de la mesure du spectre de bruit d'intensité du laser. Cette technique a notamment été utilisée dans [145]. Néanmoins, il faut noter que l'expression (III-49) n'est plus valable en présence d'absorbant non-linéaire. En effet, l'ajout des deux nouvelles équations d'évolutions relatives aux pertes non-linéaires complexifie

la relation entre les fréquences de résonances et le couplage. Nous reviendrons sur ce point par la suite. Ainsi, en présence de TPA, l'analyse des spectres de RIN ne nous donne plus accès aux taux de saturations croisés. Ces limitations justifient les mesures de couplage faites précédemment avec la lame de rasoir.

III. 3. c. i. . Laser avec séparation spatiale de 20 μm dans le milieu actif

Dans un premier temps, nous séparons spatialement les modes dans le milieu actif de 20 μm en introduisant un cristal biréfringent d' YVO_4 de 200 μm d'épaisseur. Les spectres de RIN expérimentaux des états polarisés suivant x-(1) et y-(2) sont représentés sur la Figure 62.

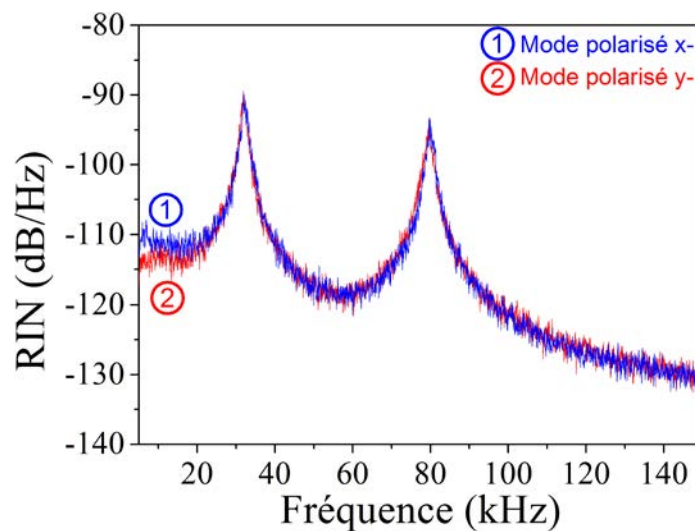


Figure 60 : Spectres de RIN expérimentaux des modes x- et y- (RBW : 100 Hz, $I_{\text{phd}}=1$ mA).

La modélisation des spectres de RIN théoriques à partir de l'équation (III-25) est réalisée en utilisant les paramètres expérimentaux résumés dans le Tableau 2.

Le milieu actif est similaire à celui utilisé dans le cas mono-fréquence. Nous reprenons donc les valeurs de certains des paramètres utilisés pour la modélisation du cas mono-fréquence tel que la concentration d'ions dans le milieu actif. De plus, en lien avec l'ajout de l'équation relative à l'évolution des ions Yb^{3+} , nous précisons les caractéristiques de la diode de pompe et des ions Yb^{3+} . Le temps de vie des ions Yb^{3+} dans le niveau $^2\text{F}_{5/2}$ est de 1 ms [105,150]. Pour définir la valeur de la section efficace de l' Yb^{3+} , nous nous basons sur les mesures effectuées dans [150,151] et les données du fabricant [95] qui obtiennent des valeurs autour de $10 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$ pour une longueur d'onde d'absorption à 976 nm.

La valeur du coefficient de transfert d'énergie entre ions Yb^{3+} et Er^{3+} est difficile à estimer avec précision. En effet, cette valeur varie en fonction de la concentration des ions Yb^{3+} et Er^{3+} dans le

verre phosphate [150–153]. Ainsi, différents groupes ont obtenus des valeurs comprise entre $1.10^{-16} \text{ cm}^3.\text{s}^{-1}$ à $5.10^{-16} \text{ cm}^3.\text{s}^{-1}$ [146]. Pour obtenir un bon accord entre nos courbes expérimentales et théoriques, nous ajustons k_{TR} à $8.10^{-16} \text{ cm}^3.\text{s}^{-1}$, soit une valeur légèrement supérieure à celle citée précédemment.

Paramètre du laser	Notation	Valeur	Paramètre du laser	Notation	Valeur
Taux de saturation croisée	\mathcal{K}	0,72	Corrélation entre les fluctuations de pompe	ξ	0,8
Taux de pertes intra-cavité	γ_c	$2,8 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$	Concentration d'Er ³⁺	N_{Er}	$1.10^{20} \text{ cm}^{-3}$
Epaisseur du milieu actif	e	1,5 mm	Concentration d'Yb ³⁺	N_{Yb}	$20 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$
Longueur de la cavité	L	4,9 cm	Section efficace de l'Er ³⁺	σ	6.10^{-21} cm^2
Longueur d'onde laser	λ	1,55 μm	Section efficace de l'Yb ³⁺	σ_{Yb}	10.10^{-21} cm^2
Coefficient de transfert d'énergie	k_{TR}	$8.10^{-16} \text{ cm}^3.\text{s}^{-1}$	Puissance de la diode de pompe	P_p	450 mW
Temps de vie de l'inversion de population	$\tau_{Er} = \frac{1}{\gamma}$	$6,5.10^{-3} \text{ s}$	Longueur d'onde de pompe	λ_p	976 nm
Temps de vie des ions Yb ³⁺ dans le niveau excité	$\tau_{Yb} = \frac{1}{\gamma_{Yb}}$	1.10^{-3} s	Rayon du faisceau de pompe	r_p	40 μm

Tableau 2 : Paramètres utilisés pour la modélisation du laser bi-fréquence.

La séparation spatiale de 20 μm entre les modes étant plus faible que le diamètre des faisceaux ($\sim 80 \mu\text{m}$), les modes demeurent assez fortement couplés dans le milieu actif. Ce couplage est néanmoins inférieur à celui que nous avons mesuré précédemment pour deux modes parfaitement superposés dans le milieu actif. Nous pouvons d'ailleurs estimer la valeur du couplage dans le cas d'une séparation de 20 μm en considérant le taux de recouvrement spatial des modes dans le milieu actif. Le taux de recouvrement est donné par :

$$R = \frac{\int I_1(x, y)I_2(x, y)dxdy}{\sqrt{\int I_1^2(x, y)dxdy \int I_2^2(x, y)dxdy}}, \quad (\text{III-50})$$

où I_1 et I_2 sont les intensités des modes dans le milieu actif. Si nous considérons deux faisceaux gaussiens dont les waists, w , sont de même dimension, cette équation se simplifie. Pour une séparation spatiale notée d , nous obtenons :

$$R = e^{\frac{-d^2}{w^2}}. \quad (\text{III-51})$$

Le taux de recouvrement pondère la valeur des saturations croisée [104]. Par conséquent, c'est le carré du taux de recouvrement qu'il faut considérer pour estimer la valeur du couplage. En se basant sur nos précédentes mesures, nous savons que la constante de couplage vaut $C_0 = 0,82$ lorsque les modes sont superposés. Nous estimons le waist à $w = 40 \mu\text{m}$ pour un miroir de sortie placé en limite de stabilité à 4,9 cm du miroir d'entrée. Ainsi, pour une séparation de $d = 20 \mu\text{m}$, le couplage vaut $C = C_0 R^2 = 0,5$. Parallèlement, en se basant sur l'expression (III-49), la valeur qui permet de faire correspondre les spectres théoriques et expérimentaux est $C = 0,52$. Ces deux résultats sont en très bon accord. Nous prenons $C = 0,52$ pour la suite ce qui correspond à des taux de saturations croisés $\kappa = 0,72$.

D'autre part, le fait que les faisceaux partagent une large aire commune dans le milieu actif implique que les fluctuations d'intensité de pompe appliquées sur les modes x- et y- soient fortement corrélées. La valeur de corrélation qui permet de reproduire les spectres de RIN expérimentaux est $\xi = 0,8$.

La valeur de $\frac{S_{\text{pompe}}}{I_p^2}$ est directement donnée par le RIN du laser de pompe qui a été mesurée à -120 dB/Hz sur la plage de fréquence d'intérêt (voir la Figure 61). En outre, nous ajustons la valeur de $\frac{S_{\text{photon}}}{\gamma_{c,i}^2}$ pour faire correspondre les résultats théoriques et expérimentaux. Nous l'estimons à $0,8 \cdot 10^{-18} \text{ Hz}^{-1}$.

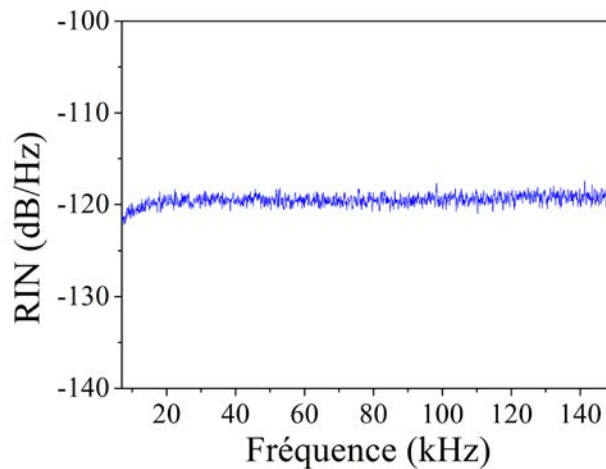


Figure 61 : Spectre de RIN à basse fréquence de la diode laser de pompe (RBW : 100 Hz, $I_{\text{phd}}=1 \text{ mA}$).

A noter que le spectre de RIN théorique utile pour les deux modes est le même puisque, en accord avec le dispositif expérimental, nous avons choisi des pertes linéaires intra-cavité et un taux de pompage identique pour les deux modes. Les spectres de RIN issus du modèle pour les modes polarisés x- et y- sont par conséquent similaires. Ce spectre de RIN est reporté sur la Figure 62 (a). Nous reportons aussi les spectres de RIN mesurés dans la Figure 62(b).

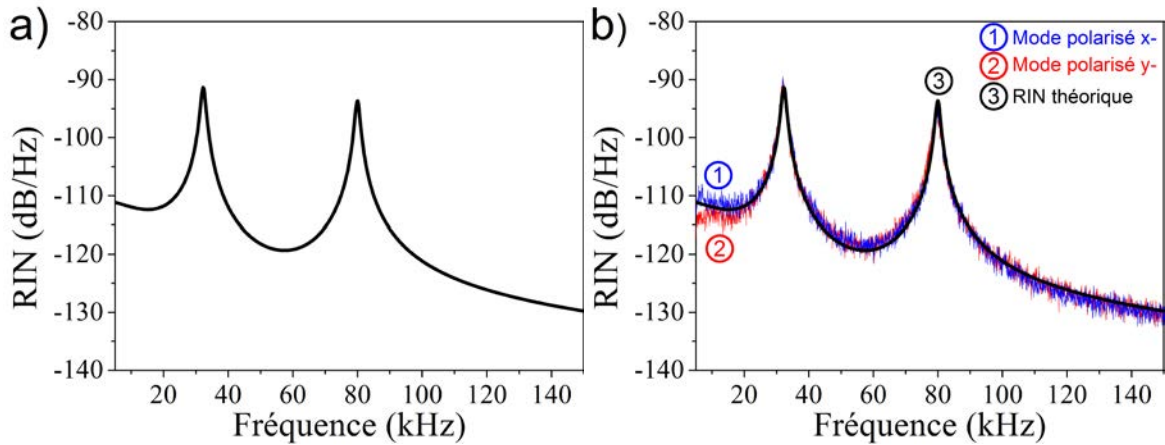


Figure 62 : a) Spectre de RIN théorique. b) Comparaison des spectres expérimentaux et théoriques.

Les spectres théoriques et expérimentaux sont en très bon accord. Notamment, si nous superposons les spectres de RIN sur la Figure 62 (b), l'amplitude et les fréquences des pics de bruits sont décrites fidèlement par notre modèle. En particulier, le pic d'anti-phase apparaît à 31,8 kHz avec une amplitude de -90 dB/Hz dans les deux cas. Cette observation est aussi valide pour le pic de bruit en-phase qui est présent à 80 kHz avec une amplitude de -94 dB/Hz. De plus, nous pouvons noter que le bruit en-dehors des résonances est décrit avec fidélité par les spectres théoriques. Cette correspondance entre spectres théoriques et expérimentaux n'est obtenue que si l'on considère à la fois les fluctuations de photons et celles de l'intensité de pompe pondérée par la fonction de transfert de l' Yb^{3+} vers l' Er^{3+} .

Afin de mettre en avant ce point important, nous nous proposons d'analyser le rôle de chaque contribution de bruit sur le bruit total du laser. Pour cela, nous calculons le RIN en supprimant successivement le bruit provenant des fluctuations de photons, $|H_{\text{photon}}|^2 = 0$, puis en supprimant le bruit issu des fluctuations de pompe, $|H_{\text{pompe}}|^2 = 0$.

Nous montrons sur la Figure 63 (a) la contribution de chaque source de bruit sur le RIN du laser. Le bruit dû à la pompe domine celui issu des fluctuations de photons intra-cavité à très basse fréquence jusqu'à 25 kHz. A plus haute fréquence, l'impact de ce bruit décroît. Ainsi, au-dessus de 80 kHz, les fluctuations de photons contribuent davantage au bruit total du laser. Entre les

deux résonances, la contribution de chaque source de bruit est quasi similaire. Comme recherché, le modèle reproduit le comportement typique d'un laser Er,Yb. En effet, comme mentionné auparavant, les termes de bruit du laser de pompe $\delta I_{p,x}$ et $\delta I_{p,y}$ affectant le RIN du laser sont pondérés par la fonction de transfert des ions Yb³⁺ dans l'état excité. Cette fonction de transfert est donnée par :

$$\frac{\delta N_{2,Yb}}{\delta I_p} = \frac{\sigma_{Yb}(N_{Yb} - 2N_{2,Yb}^{stat})}{i\omega + 2\sigma_{Yb}I_p + \gamma_{Yb} + k_{TR}N_{Er}}. \quad (III-52)$$

Or, comme montré sur la Figure 63 (b), la fonction de transfert (III-52) est équivalente à celle d'un filtre passe-bas pour lequel la fréquence de coupure est définie par l'inverse du temps de vie des ions Yb³⁺ dans l'état excité. Cette propriété, intrinsèque aux milieux actifs co-dopés, explique la diminution de l'impact du bruit de la pompe sur le RIN du laser pour des fréquences croissantes.

Dans le cas mono-fréquence, nous pouvions négliger les fluctuations d'intensité de pompe puisque comme montré sur la Figure 63(a), le bruit d'intensité du laser après 25 kHz est majoritairement induit par les fluctuations de photons intra-cavité. Or, pour le laser bi-fréquences, l'apport des fluctuations d'intensité de pompe étant différent pour les deux résonances, il n'est plus possible de négliger la fonction de transfert de l'Yb³⁺. Cela explique notamment que l'amplitude des pics sur le spectre de RIN du laser ne soit pas égale (voir Figure 63(a)). C'est donc la prise en compte des deux contributions de bruits qui permet de retrouver la différence d'amplitude des pics d'anti-phase et en-phase observée expérimentalement. Nous faisons ce même constat pour le niveau de bruit en-dehors des fréquences d'oscillations de relaxation. Ces résultats démontrent donc l'importance de prendre en compte, d'une part, l'équation d'évolution liée à la population d'Yb³⁺ et, d'autre part, deux sources de bruits pour reproduire fidèlement le RIN du laser sur toute la plage de fréquence concernée.

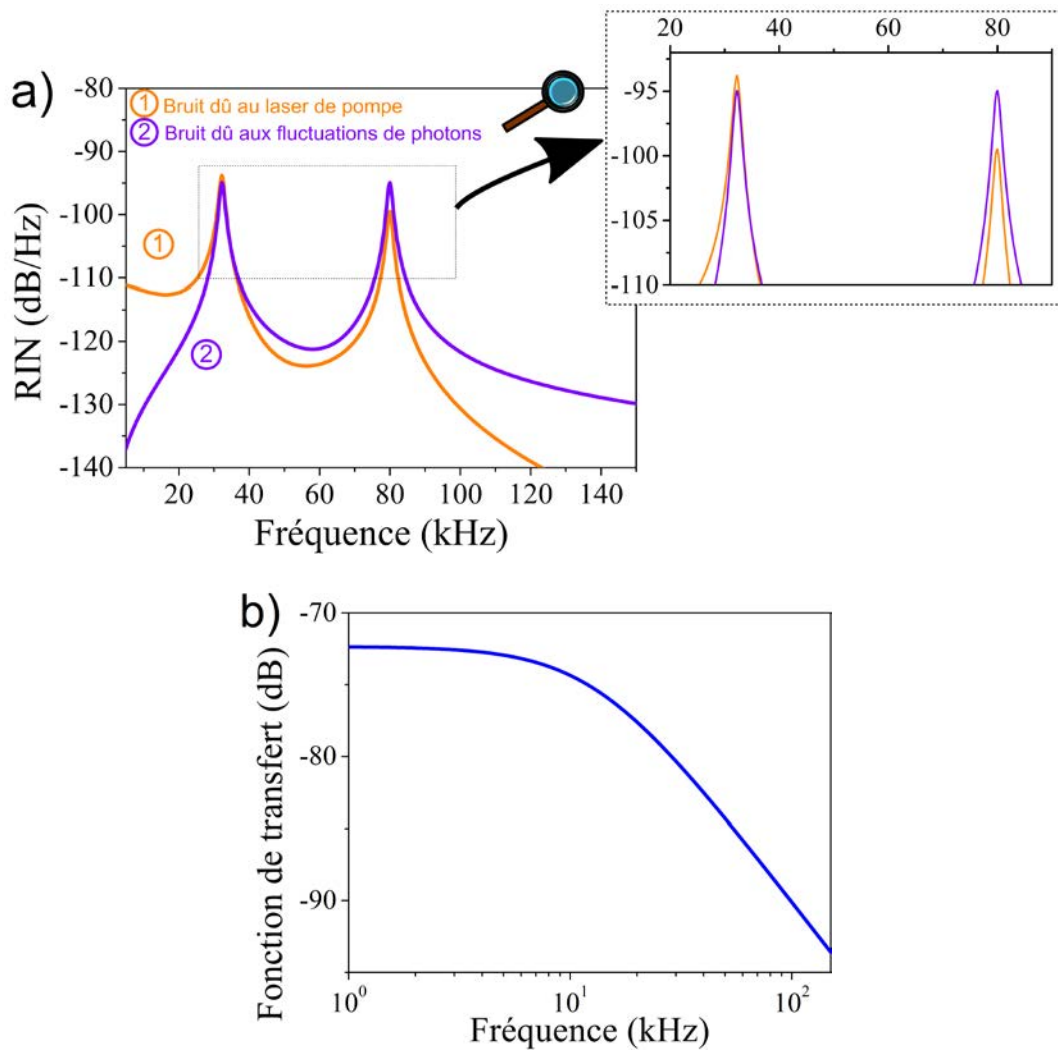


Figure 63 : a) Spectre de RIN théorique lorsque seuls les bruits issus de la pompe (1) et les fluctuations de photons (2) sont considérés comme source de bruit. b) Fonction de transfert des ions Yb³⁺ soumis à des variations de l'intensité du laser de pompe.

III. 3. c. ii. Laser avec séparation spatiale de 50 μm dans le milieu actif

Pour confirmer les capacités prédictives de notre modèle et valider la bonne prise en compte du couplage, nous avons réalisé les mesures de RIN en séparant cette fois les modes de 50 μm à l'aide d'un cristal d'YVO₄ de 500 μm d'épaisseur. En conséquence, la valeur du couplage entre les deux modes diminue. Cela est visible sur le spectre du RIN du laser sur la Figure 64 (a). Nous voyons en effet que l'écart entre les deux fréquences d'oscillations de relaxation est plus faible que pour la séparation spatiale de 20 μm en concordance avec l'évolution prédite par l'équation (III-49).

Nous estimons la valeur du couplage en calculant le taux de recouvrement des modes dans le milieu actif. Des réajustements de la cavité sont nécessaires lors de l'insertion de la lame d'YVO₄ de 500 μm d'épaisseur. En conséquence, le waist dans le milieu actif est considéré égal à

$w = 60 \mu\text{m}$. En nous basant sur l'expression (III-51), le couplage est estimé à $C = 0,20$. Nous affinons cette valeur en regardant la fréquence des bruits d'anti-phase et en-phase. Ainsi, en utilisant l'expression (III-49), nous obtenons $C = 0,23$ ce qui correspond à un taux de saturation croisé $\kappa = 0,48$.

Ce changement de couplage induit une réduction de la corrélation entre les contributions de bruits de pompe $\delta I_{p,x}$ et $\delta I_{p,y}$ que nous ajustons à $\xi = 0,5$. Le remplacement de la lame biréfringente de $200 \mu\text{m}$ d'épaisseur par celle de $500 \mu\text{m}$ rajoute des pertes intra-cavité que nous ajustons à $\gamma_c = 3,4 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$.

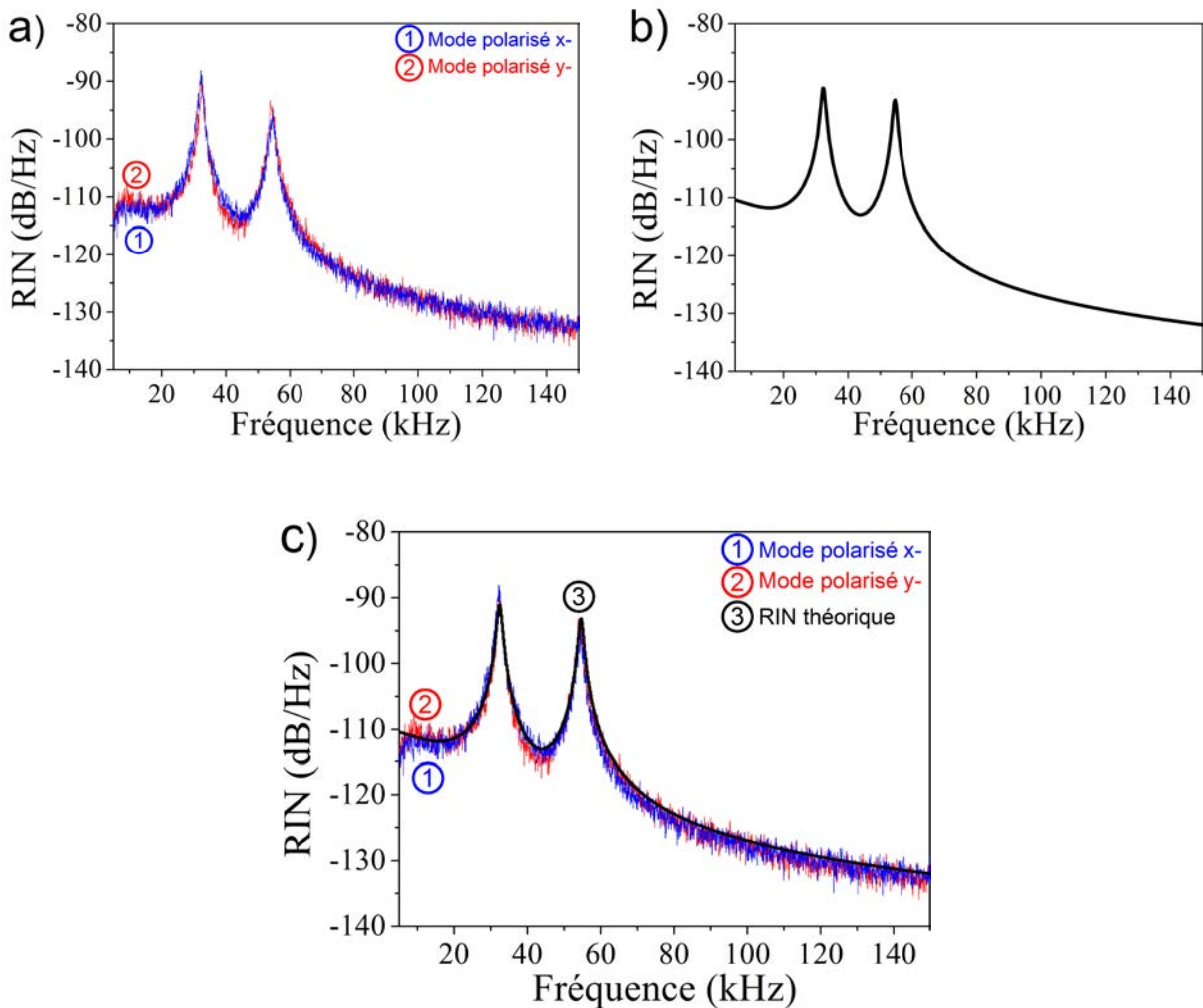


Figure 64 : a) Spectres de RIN expérimentaux des modes x- et y- (RBW : 100 Hz, $I_{\text{phd}}=1 \text{ mA}$). b) Spectre de RIN théorique. c) Comparaison des spectres expérimentaux et théoriques.

Les spectres de RIN expérimentaux sont décrits avec fidélité par notre modèle (voir Figure 64). Comme dans le cas où la séparation spatiale était de $20 \mu\text{m}$, nous voyons tout d'abord que les fréquences des pics de bruit obtenus à partir du modèle correspondent à ceux mesurés

expérimentalement. De plus, leur amplitude respective de -90 dB/Hz et -92 dB/Hz pour le bruit d'anti-phase et en-phase sont conformes aux spectres de RIN expérimentaux. Ces résultats confirment la validité de notre modèle et notamment l'écriture des équations d'évolution en fonctionnement bi-fréquence sans absorbant non-linéaire.

III. 3. d. Modélisation du laser bi-fréquence avec TPA

III. 3. d. i. . En présence des pertes non-linéaires communes

Nous nous focalisons à présent sur l'effet de l'insertion des pertes non-linéaires. Pour la suite, nous considérons une séparation spatiale de 20 μm entre les modes propres dans le milieu actif. Nous modélisons tout d'abord le laser en présence de la lame de Si de 100 μm d'épaisseur qui introduit le TPA dans le laser. Comme nous l'avons montré, il est nécessaire de distinguer deux cas selon que les modes soient séparés ou non dans la lame de Si.

Nous représentons dans un premier temps la configuration de laser pour laquelle les modes sont spatialement superposés dans l'absorbant non-linéaire, c'est-à-dire lorsque la lame de Si est positionnée entre l' YVO_4 et le miroir de sortie (voir Figure 43). Les spectres expérimentaux de RIN obtenus pour les deux modes sont présentés sur la Figure 65 (a). Nous rappelons que dans cette configuration, seul le bruit en-phase est réduit de façon significative (ici 10 dB) lorsque le TPA est inséré. Le bruit d'anti-phase ne subit pas de changement notable (4 dB de réduction) puisque le mécanisme de réduction de bruit dépend de la somme des fluctuations d'intensité, c'est-à-dire $\delta I_x + \delta I_y$. De ce fait, les contributions de bruit s'annulent à la fréquence d'anti-phase rendant le processus d'absorption non-linéaire inefficace.

Pour analyser théoriquement la dynamique du laser, nous conservons les paramètres donnés dans le Tableau 2 puisqu'ils correspondent bien à ceux de ce laser avec séparation spatiale de 20 μm dans le milieu actif. Seules les pertes intra-cavité sont modifiées dû à l'insertion de la lame de Si à la place de l'étalon de silice. Nous prenons $\gamma_c = 2,9 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$. Concernant les caractéristiques des pertes non-linéaires, nous avons montré dans le cas mono-fréquence que le temps de recombinaison des porteurs au sein du Si est de l'ordre de 3 μs . Les modes sont superposés spatialement au sein de la lame Si induisant un couplage η au sein du semi-conducteur prononcé. Nous le considérons ainsi proche de 1. Nous faisons l'hypothèse que l'efficacité d'absorption non-linéaire affectant les modes x- et y- sont identiques. Afin de faire correspondre au plus proche les courbes expérimentales et théoriques, nous ajustons $\psi_i = 9 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^2$. Nous vérifions que ces pertes ne changent pas l'intensité stationnaire des modes. Les spectres de RIN issus du modèle sont reportés sur la Figure 65(b).

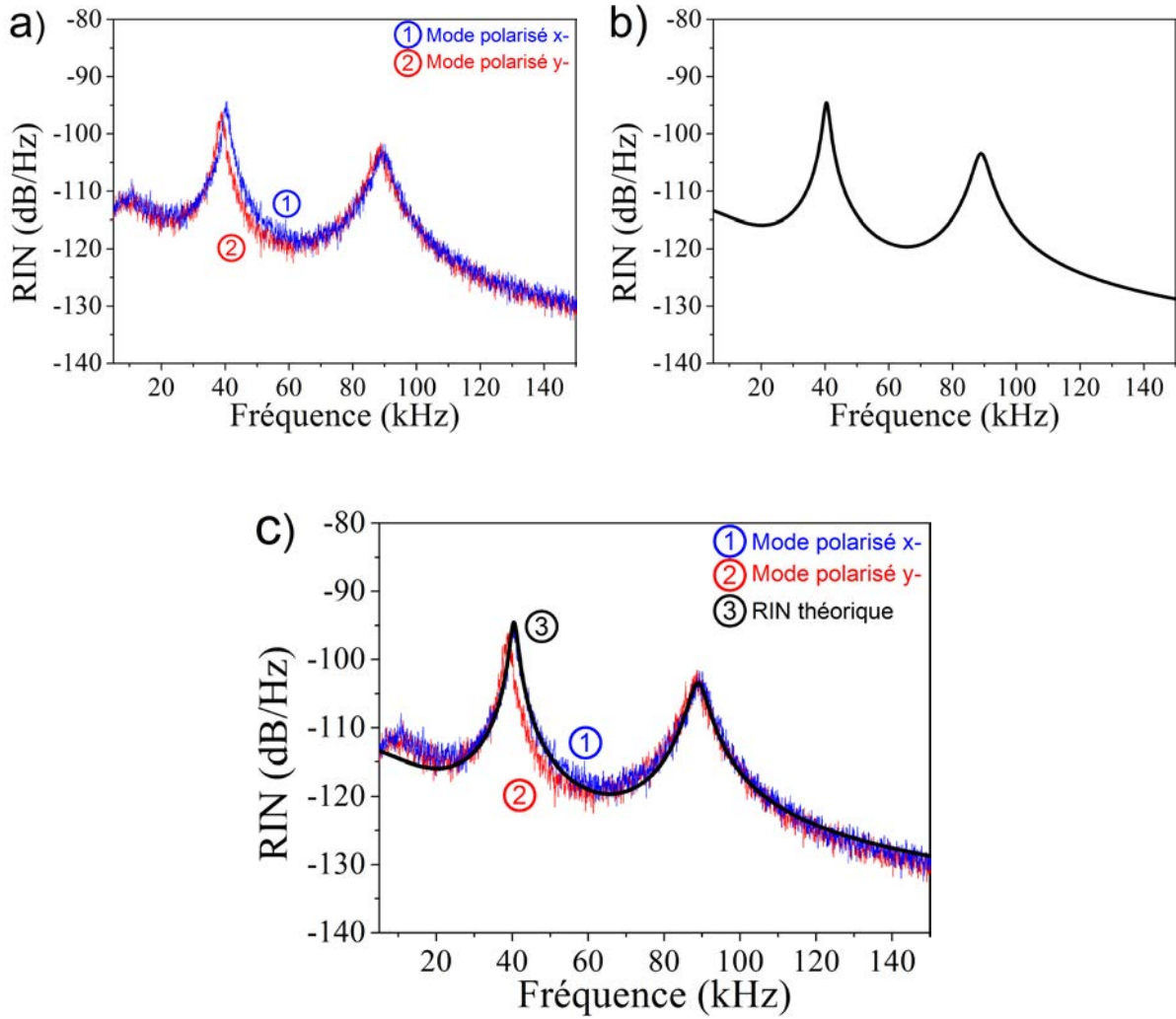


Figure 65 : a) Spectres de RIN expérimentaux des modes x- et y- en présence de TPA induisant des pertes non-linéaires communes (RBW : 100 Hz, $I_{phd}=1$ mA). b) Spectre de RIN théorique. c) Comparaison des spectres expérimentaux et théoriques.

Nous voyons que notre modèle prédit avec précision l'effet du TPA sur l'ensemble du spectre de bruit du laser. Notamment, nous rendons compte de la réduction de 10 dB du pic de bruit en-phase à 90 kHz comparé à la Figure 62 correspondant au laser sans TPA. Le pic à la fréquence des fluctuations d'intensité en anti-phase ne subit aucun changement significatif comme mesuré expérimentalement. L'effet des pertes non-linéaires sur les deux pics de bruit est particulièrement visible sur la Figure 66 où nous représentons l'évolution théorique du RIN du laser en fonction de l'efficacité de l'absorption non-linéaire. Seul l'excès de bruit en-phase est concerné par la réduction de bruit à l'inverse du pic d'anti-phase qui conserve la même amplitude. En définissant $\eta=1$, nous sommes en mesure de reproduire le fait que le TPA dépend des fluctuations d'intensité totales. Les pertes non-linéaires agissent comme un « buffer reservoir » unique aux deux modes et qui est insensible aux variations d'intensité en anti-phase.

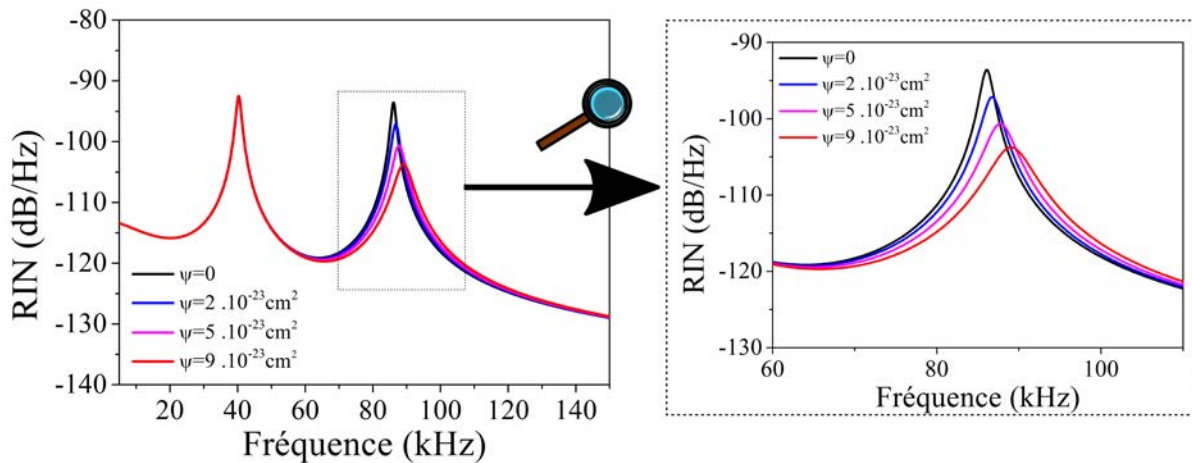


Figure 66 : Evolution des spectres de RIN du laser pour différentes efficacités ψ du mécanisme d'absorption non-linéaire.

D'autre part, nous pouvons également observer que notre modèle prédit un décalage en fréquence du pic de bruit, décalage affecté par la dynamique du mécanisme d'absorption non-linéaire. En effet, sur la Figure 66, nous montrons que, plus l'efficacité ψ est importante, plus la fréquence du pic de bruit en-phase se décale. Nous obtenons ainsi un décalage de 10 kHz de ce pic pour une efficacité $\psi = 9 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^2$. C'est ce décalage qui permet notamment de faire correspondre les spectres de RIN expérimentaux et théorique. Ces résultats semblent suivre ceux obtenus dans le fonctionnement mono-fréquence. En effet, nous avons démontré que le temps de recombinaison des porteurs au sein de la lame de Si n'est pas suffisamment court pour considérer le mécanisme comme instantané au regard de la fréquence des fluctuations. Ce constat s'avère également vrai pour le fonctionnement bi-fréquence. Le temps de réaction du « buffer reservoir » est limité par la recombinaison des porteurs.

A noter que le bruit d'anti-phase ne subit pas ce décalage puisque le TPA n'a pas d'effet sur celui-ci. L'écart entre les deux fréquences de résonances tend donc à croître lorsque nous appliquons les pertes non-linéaires bien que le couplage au sein du milieu actif soit constant. De ce fait, l'expression (III-49) reliant le couplage aux fréquences de résonances n'est plus valable dans ce cas. Le couplage ne peut donc pas être mesuré directement sur le spectre de RIN du laser.

III. 3. d. ii. . En présence des pertes non-linéaires sélectives

Nous nous intéressons à présent à la situation pour laquelle les états propres sont découplés sur l'absorbant non-linéaire. Plus précisément, nous modélisons l'application de pertes non-linéaires à la fois sélectives et communes sur les deux modes, c'est-à-dire pour $0 < \eta < 1$, obtenu en déplaçant la lame de Si entre le milieu actif et l'YVO₄ (voir Figure 46). Comme

démontré auparavant, dans cette configuration nous obtenons une réduction des pics d'excès de bruit en anti-phase et en-phase à la fois (voir Figure 67 (a)).

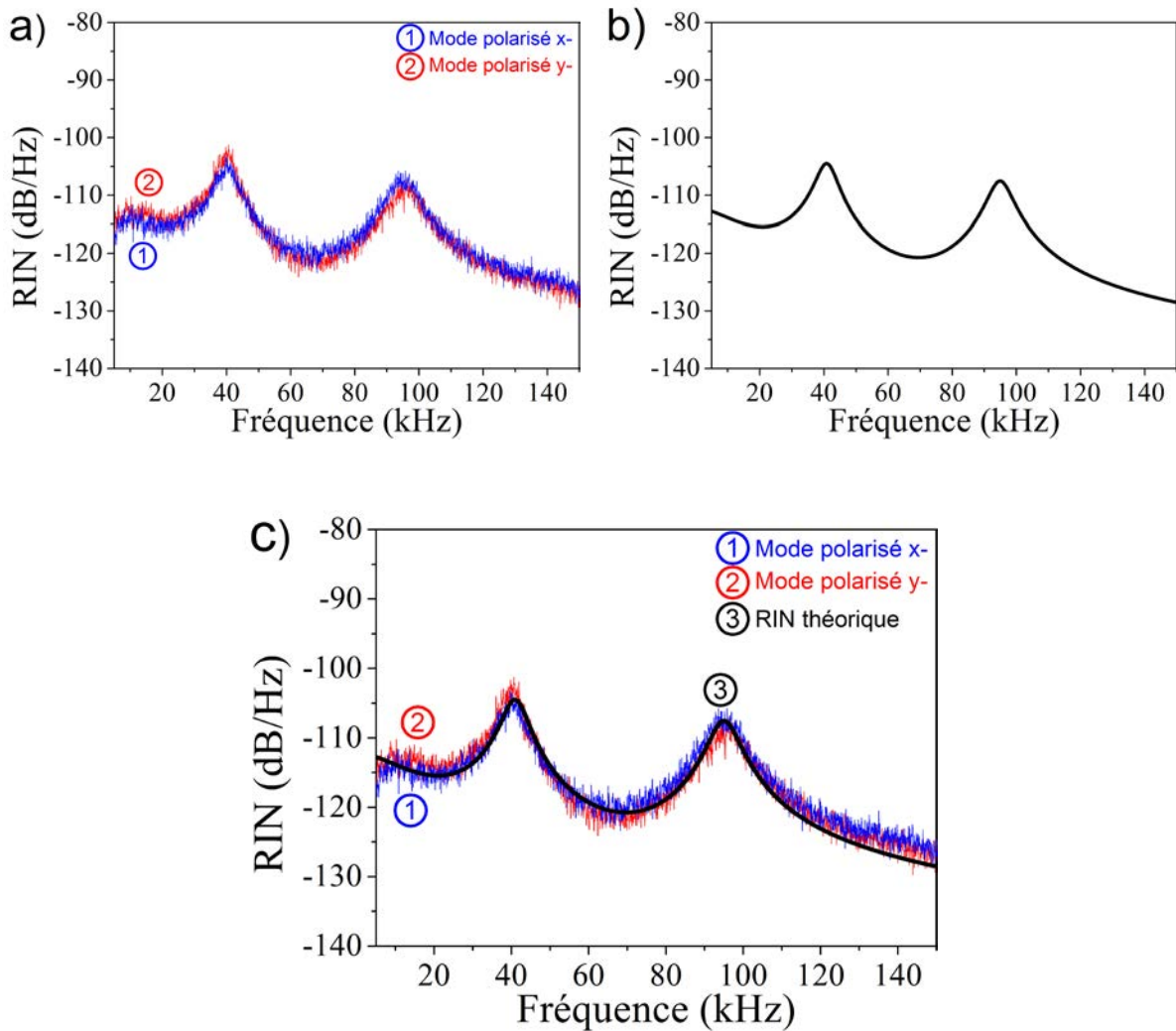


Figure 67 : a) Spectres de RIN expérimentaux des modes x- et y- en présence de TPA induisant des pertes sélectives et communes (RBW : 100 Hz, $I_{phd}=1$ mA). b) Spectre de RIN théorique. c) Comparaison des spectres expérimentaux et théoriques.

La séparation spatiale introduite sur l'absorbant non-linéaire réduit le couplage des modes sans les rendre totalement indépendants l'un par rapport à l'autre. Pour estimer le couplage des modes dans l'absorbant non-linéaire, nous calculons le taux de recouvrement des modes à l'aide de la formule (III-51). La valeur du recouvrement R pondère le couplage initial des modes, i.e., lorsqu'ils sont superposés dans la lame de Si. Or, nous avons vu que le couplage dans cette situation valait 1. La lame de Si étant positionnée proche du milieu actif, nous considérons que la dimension du faisceau dans l'absorbant non-linéaire vaut $w = 40 \mu\text{m}$. En prenant cette valeur, nous obtenons un couplage dans le Si égal à $\eta = 0,78$. Le spectre théorique reproduisant au mieux le spectre de RIN expérimental est obtenu en ajustant la taille du faisceau dans

l'absorbant non-linéaire à $w = 26 \mu\text{m}$, c'est-à-dire pour un couplage des modes dans le Si de $\eta = 0,54$. Nous expliquons cette dimension de faisceau dans la lame de Si par la lentille thermique qui est générée dans notre milieu actif en raison des fortes densités de puissances qui s'appliquent dans le verre co-dopé. En conséquence, la cavité plan-concave peut être interprétée comme une cavité constituée de deux miroirs concaves [104]. Dans ces conditions, le waist ne se situe plus forcément dans le milieu actif. La taille du faisceau peut ainsi être inférieure dans le Si que dans l'Er,Yb.

Nous adaptons la valeur des pertes dues aux éléments intra-cavité à $\gamma_c = 2,8 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ ainsi que l'efficacité du mécanisme non-linéaire à $\psi = 2 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^2$ dû au déplacement de la lame de Si. Nous conservons les autres paramètres du laser donnés dans le Tableau 2.

Le couplage des modes dans l'absorbant non-linéaire n'étant plus égal à 1, il apparait une règle de sélection sur les intensités dans les équations d'évolutions des pertes non-linéaires (III-16) et (III-17). Nous modélisons donc deux « buffer reservoir » agissant sélectivement sur chaque mode propre.

Le spectre de RIN théorique présenté sur la Figure 67 (b) reproduit encore avec un bon accord l'effet du TPA sur le bruit en-phase. L'amortissement de 14 dB de l'amplitude du pic obtenu par rapport au cas sans TPA est en accord avec celui mesuré expérimentalement. En particulier, nous montrons que notre modèle prédit également une réduction de 14 dB de l'excès de bruit en anti-phase similaire à celle que nous mesurons. Nous validons ainsi la nécessité de considérer deux équations d'évolutions couplés pour représenter les pertes non-linéaires. Nous confirmons également l'importance de diminuer le couplage des modes du laser au sein de l'absorbant non-linéaire. En d'autres termes, chaque mode doit interagir avec une population de TPA en partie indépendante de l'autre. De plus, nous constatons sur la Figure 68 que chacun des deux pics se décalent en fréquence avec l'augmentation de l'efficacité du TPA. Ceci confirme clairement que le changement de fréquence des oscillations de relaxation est entraîné par l'action du TPA. Ainsi, ici encore, c'est la considération du temps de recombinaison des porteurs au sein du Si qui permet le bon accord entre les spectres RIN expérimentaux et théoriques.

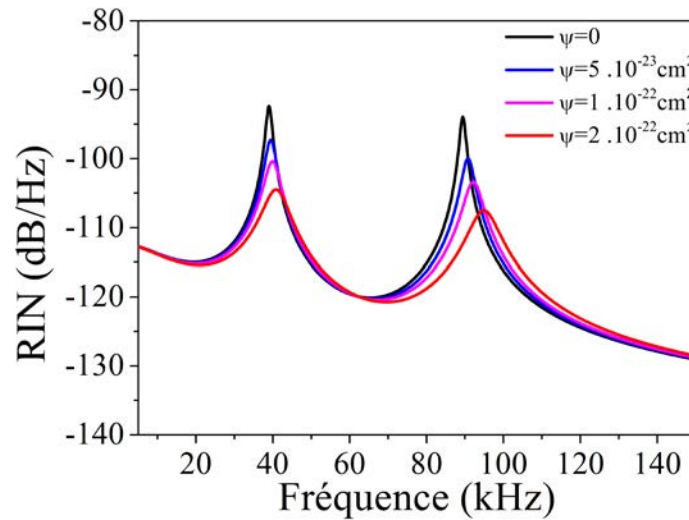


Figure 68 : Evolution des spectres de RIN du laser pour différentes efficacités ψ du mécanisme d'absorption non-linéaire

III. 3. d. iii. . Optimisation de la réduction de bruit dans le régime bi-fréquence

Nous pouvons à présent chercher à optimiser la réduction des bruits résonants. En effet, le modèle nous permet de modifier chaque paramètre du laser indépendamment des autres et d'en analyser la répercussion sur la réduction de bruit. En principe, d'après nos résultats obtenus précédemment, deux possibilités s'offrent à nous.

Une première solution serait tout d'abord de diminuer le couplage des modes dans l'absorbant non-linéaire. Nous modélisons ce cas en prenant la valeur du couplage à $\eta = 0,25$ dans les équations. Afin que nous puissions comparer ces spectres de RIN avec les résultats obtenus précédemment (Figure 67 et Figure 68), (i) nous conservons les paramètres du laser par rapport à la dernière configuration et (ii) nous gardons aussi les mêmes efficacités de pertes non-linéaires, soit $\psi = 2 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^2$. Comme montré sur la Figure 69, la diminution du couplage des modes dans l'absorbant nous permet d'obtenir une réduction plus prononcée de 4 dB du pic de bruit d'anti-phase. Ces résultats sont cohérents avec notre compréhension du problème. En effet, la réduction du couplage dans l'absorbant non-linéaire rend les pertes non-linéaires plus dépendantes des fluctuations en anti-phase. Cependant, comme nous pouvions nous y attendre, l'amplitude du pic de bruit en-phase ne subit pas de changement significatif. De plus, en pratique, la réduction du couplage dans l'absorbant non-linéaire nécessite d'accroître la séparation spatiale des modes dans le laser et donc dans le milieu actif si nous ne voulons pas complexifier l'architecture du laser. Ceci va entraîner un changement des paramètres du laser tel que le taux de pompage ou le couplage des modes dans l'Er,Yb. Par conséquent, les résultats obtenus sur la Figure 69 sont à considérer avec précaution. D'un point de vue pratique, dans le cas d'une configuration mono-axe, la séparation spatiale que nous pouvons appliquer est limitée.

En effet, cette dernière ne doit pas être trop importante afin que les modes puissent être pompés efficacement par le même faisceau de pompe.

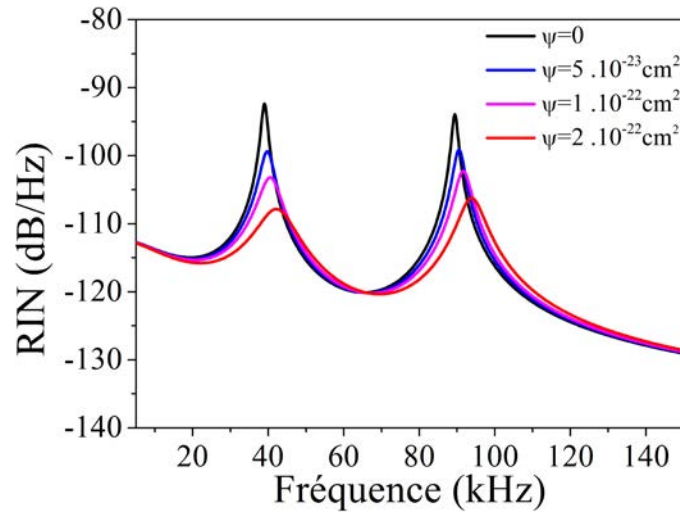


Figure 69 : Evolution des spectres de RIN du laser pour différentes efficacités ψ du mécanisme d'absorption non-linéaire lorsque les modes sont plus fortement découplés dans l'absorbant non-linéaire, i.e. $\eta = 0,25$.

Par conséquent, nous nous concentrons sur la seconde solution qui repose sur la diminution du temps de recombinaison de porteurs dans l'absorbant non-linéaire. En effet, le décalage en fréquence qui accompagne l'amortissement des pics de bruits en excès limite la réduction des fluctuations d'intensité qui est alors tributaire du temps de recombinaison des porteurs dans le Si. Cette restriction est valable pour les deux résonances du système. Pour confirmer ce point, nous reprenons notre modèle et nous diminuons, cette fois-ci, le temps de réponse des pertes non-linéaires. Initialement de 3 μs dans la lame de Si, nous les diminuons à 3 ns. Cette valeur est du même ordre de grandeur que celle d'un semi-conducteur de type GaAs. Les paramètres du laser restent inchangés par rapport à ceux utilisés pour la Figure 68. Nous précisons également que le couplage des modes dans l'absorbant est de nouveau pris égal à $\eta = 0,54$.

Notons que d'après l'équation (III-21), la réduction du temps de vie des porteurs diminue l'efficacité des pertes non-linéaires (P_i^{stat}). Par conséquent, afin de comparer nos résultats avec ceux de la Figure 68, nous devons adapter l'efficacité stationnaire des pertes non-linéaire ψ . Le temps de recombinaison des porteurs choisi étant 1000 fois plus petit que celui du Si, nous considérons une efficacité des pertes non-linéaires 1000 fois plus grande. Nous mettons en évidence sur la Figure 70 que non seulement la fréquence des pics ne varie plus lorsque l'efficacité du processus non-linéaire augmente mais surtout que nous obtenons un amortissement plus conséquent des pics par rapport au Si. Pour $\psi = 2 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$, nous montrons que nous pouvons espérer obtenir une réduction accrue de 4 dB du pic d'anti-phase et

de 11 dB du pic de bruit en-phase. Nous montrons par ailleurs que nous pourrions en principe annuler les deux pics de bruits en augmentant davantage l'efficacité. Le GaAs est pour cela un bon candidat. En effet, étant un semi-conducteur à gap direct contrairement au Si, son coefficient d'absorption à deux photons est supérieur [109,113]. Nous pouvons donc imaginer supprimer complètement les pics de bruits au sein du laser bi-fréquence.

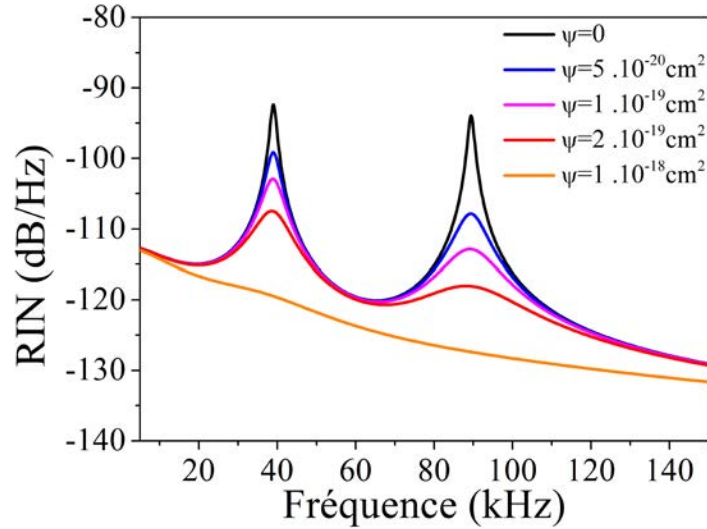


Figure 70 : Evolution des spectres de RIN du laser pour différentes efficacités ψ du mécanisme d'absorption non-linéaire. Les paramètres sont identiques à ceux de la Figure 68 excepté τ_{NL} qui est égal à 3 ns.

III. 3. e. Réalisation d'un laser bi-fréquence avec réduction de bruit optimisée

III. 3. e. i. Caractérisation du bruit d'intensité

Au vu de nos conclusions, nous remplaçons la lame de Si par une lame de GaAs de 200 μm d'épaisseur. Le GaAs est positionné entre le milieu actif et le cristal d' YVO_4 (voir Figure 71). Comme espéré, nous obtenons une réduction de 40 dB des deux pics de bruits du laser. Le spectre de RIN présenté sur la Figure 72 (a) des deux états propres de polarisation ne présente plus d'excès de bruits d'intensités résonants.

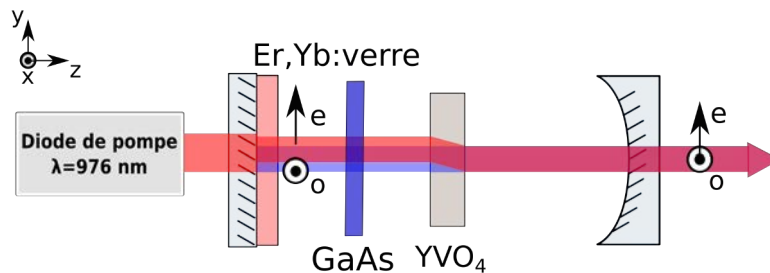


Figure 71 : Schéma du laser bi-fréquence avec le GaAs utilisé pour apporter le TPA dans la cavité.

En parallèle à ces mesures, nous avons représenté le RIN prédit par notre modèle sur la Figure 72 (b). Par rapport au cas sans TPA, seul les pertes intra-cavité sont ajustées à $\gamma_c = 2,9 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$. L'efficacité du TPA est ajustée à $\psi = 2 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$. Comme précédemment, la séparation spatiale des modes sur le GaAs induit un couplage proche de $\eta = 0,5$. L'ajustement avec les courbes expérimentales nous donne $\eta = 0,56$. Le RIN issu des fonctions de transfert reproduit ici encore avec précision l'évolution des spectres expérimentaux.

Grâce à ce travail de modélisation puis d'optimisation, nous démontrons qu'il est possible de réaliser un laser bi-fréquence auto-régulé en intensité. L'approche « buffer reservoir » s'avère être aussi performante que dans le régime mono-fréquence. La réduction des fluctuations en-phase est supérieure à celle obtenue avec les méthodes standards type boucle d'asservissement électronique qui produisent une réduction de bruit de l'ordre de 30 dB [18,66]. Il convient d'ajouter le fait que cette méthode ne requiert pas de composant actif et qu'elle est compacte par rapport aux techniques standards. De plus, nous montrons que notre approche donnent la possibilité d'annuler le bruit d'anti-phase pour les deux modes propres tout en gardant une architecture quasi mono-axe avec un seul faisceau de pompe. Ce résultat est important puisque comme nous l'avons souligné auparavant, les contributions de bruit en anti-phase sont plus ardues à supprimer par les méthodes classiques. A noter qu'il s'agit à notre connaissance de la première démonstration d'un laser bi-fréquence à état solide qui ne présente pas de façon inhérente de bruit d'intensité ni à la fréquence d'anti-phase ni à la fréquence en-phase. Le laser bi-fréquence compact et faible bruit d'intensité est compatible en principe avec des domaines requérant deux sources optiques stables en intensité. Un parfait exemple d'application est donné par les horloges atomiques. En outre, plusieurs études ont montrés que le bruit d'amplitude aux fréquences de résonances du laser est converti en bruit de phase lors de la détection du signal de battement [16,32,33]. Nous pouvons ainsi imaginer que la stabilisation en intensité des modes ait une répercussion sur le bruit de phase du battement optique. Ceci serait avantageux pour des applications de type lidars ou pour la distribution d'oscillateur local sur porteuse optique. C'est cette problématique qui est traitée dans la section suivante.

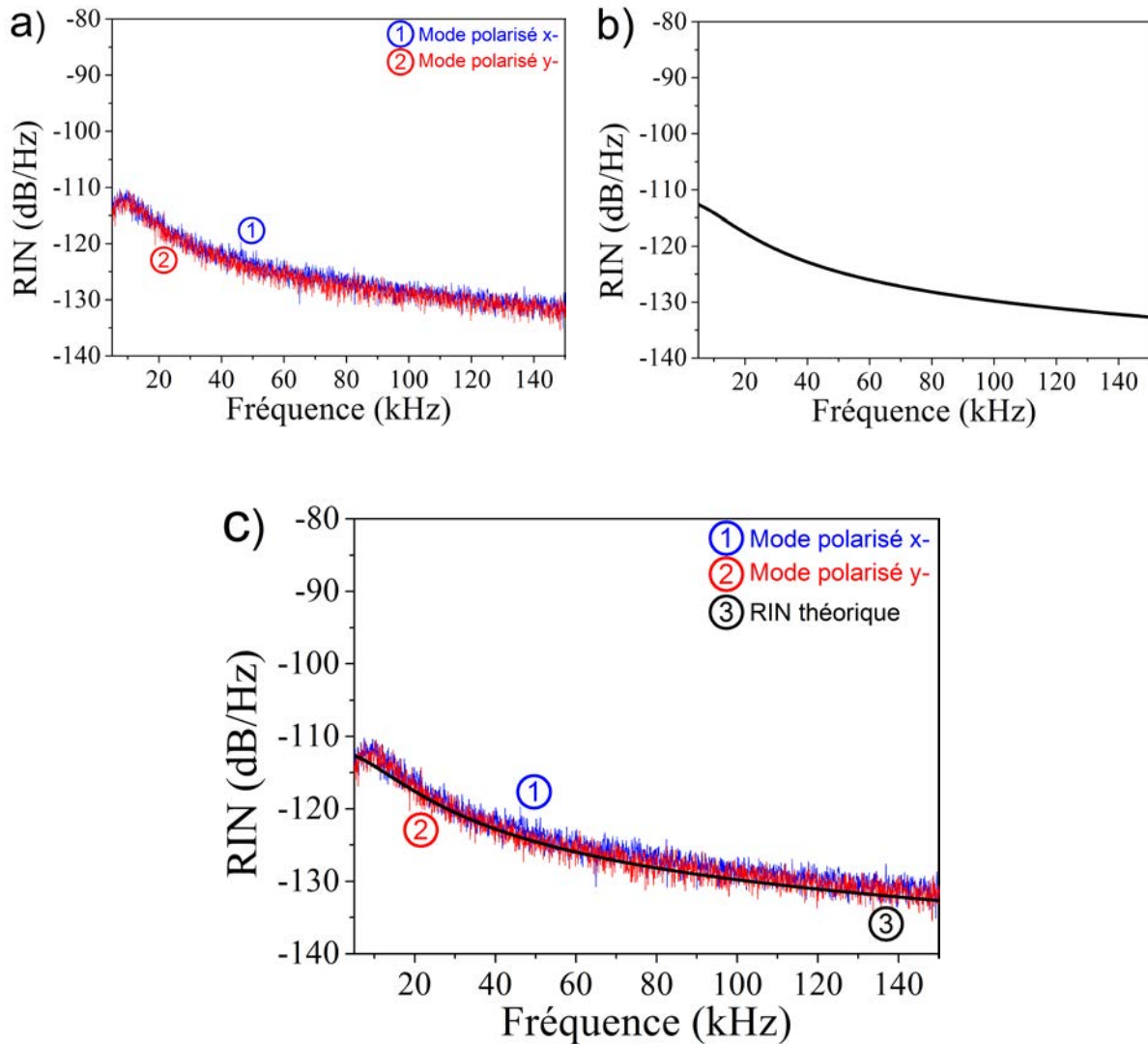


Figure 72 : a) Spectres de RIN expérimentaux des modes x- et y- en présence de TPA induit par une lame de GaAs (RBW : 100 Hz, $I_{\text{phd}}=1$ mA). b) Spectre de RIN théorique. c) Comparaison des spectres expérimentaux et théoriques.

III. 3. e. ii. Caractérisation du bruit de phase du battement optique

Nous analysons à présent l'influence de l'insertion du TPA sur le bruit de phase du battement entre les deux fréquences optiques du laser bi-fréquence. Rappelons que nous avons placé un polariseur en sortie du laser afin de pouvoir étudier chaque mode propre séparément. A présent, nous orientons le polariseur à 45° des polarisations propres du laser afin d'obtenir un battement d'amplitude maximale. Nous recueillons le signal optique sur une photodiode InGaAs de bande passante DC - 16 GHz. La mesure du bruit de phase s'effectue à l'aide d'un analyseur de bruit de phase FSWP Rohde&Schwarz (BP : 1 MHz - 26,5 GHz). Nous avons fixé la différence de fréquence entre les deux modes propres à 3,7 GHz (voir Figure 73).

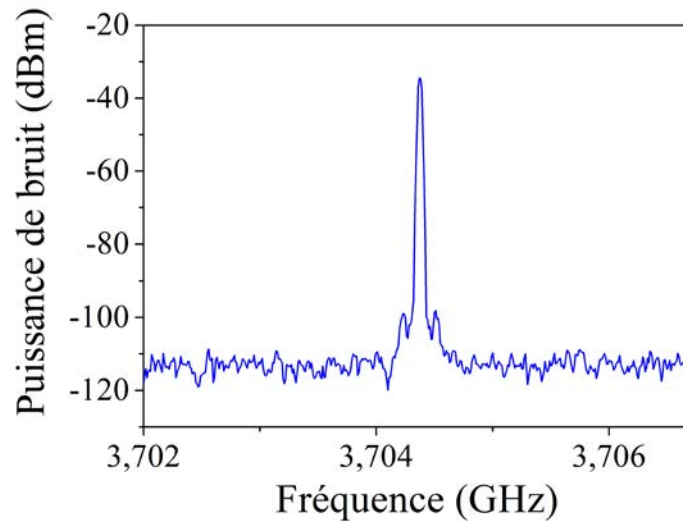


Figure 73 : Spectre électrique du battement entre les deux fréquences optiques (RBW : 30 kHz, $I_{phd}=0,2$ mA).

Les mesures de bruit de phase se font en démodulant le signal électrique afin d'extraire les composantes I et Q. Ceci nous donne la possibilité d'extraire le bruit de phase et donc tout report éventuel du bruit d'amplitude sur le bruit de phase. Dans la suite, nous reproduisons les trois spectres suivants : (1) le bruit de phase total incluant le bruit d'amplitude converti, (2) le bruit d'amplitude et (3) le bruit de phase en déduisant la part du bruit d'amplitude.

Tout d'abord, nous avons effectué la mesure sans introduire de TPA dans la cavité. Il est important de rappeler que le battement n'est pas stabilisé et que le laser opère en « free running ». Nous montrons sur la Figure 74 (a) que le bruit de phase du battement est dégradé à la fréquence des oscillations de relaxation. En particulier, à la fréquence des fluctuations d'intensité en-phase à 140 kHz, nous constatons un excès de bruit de phase d'amplitude à -100 dBc/Hz. Au regard du spectre (2), ce pic est directement induit par le bruit d'amplitude. Nous confirmons ce point lorsque nous déduisons la contribution du bruit d'amplitude du bruit de phase. L'excès de bruit n'apparaît plus sur le spectre (3) de la Figure 74 (a).

Nous pouvons constater également un pic de bruit de phase à 85 kHz. Ce pic reste présent sur le spectre (3). Par conséquent, nous en déduisons qu'il ne correspond pas à un bruit d'amplitude converti en bruit de phase. Ce pic de bruit ne correspond pas non plus aux fluctuations d'intensité en anti-phase. En effet, les puissances des deux modes propres sont égales dans notre configuration. Par conséquent, en orientant le polariseur de sortie à 45°, nous sommes les fluctuations d'intensité qui sont en opposition de phase et ne sont pas visibles par le détecteur. Ceci explique pourquoi nous ne mesurons pas une seconde contribution du bruit d'amplitude sur le spectre (2) de Figure 74(a).

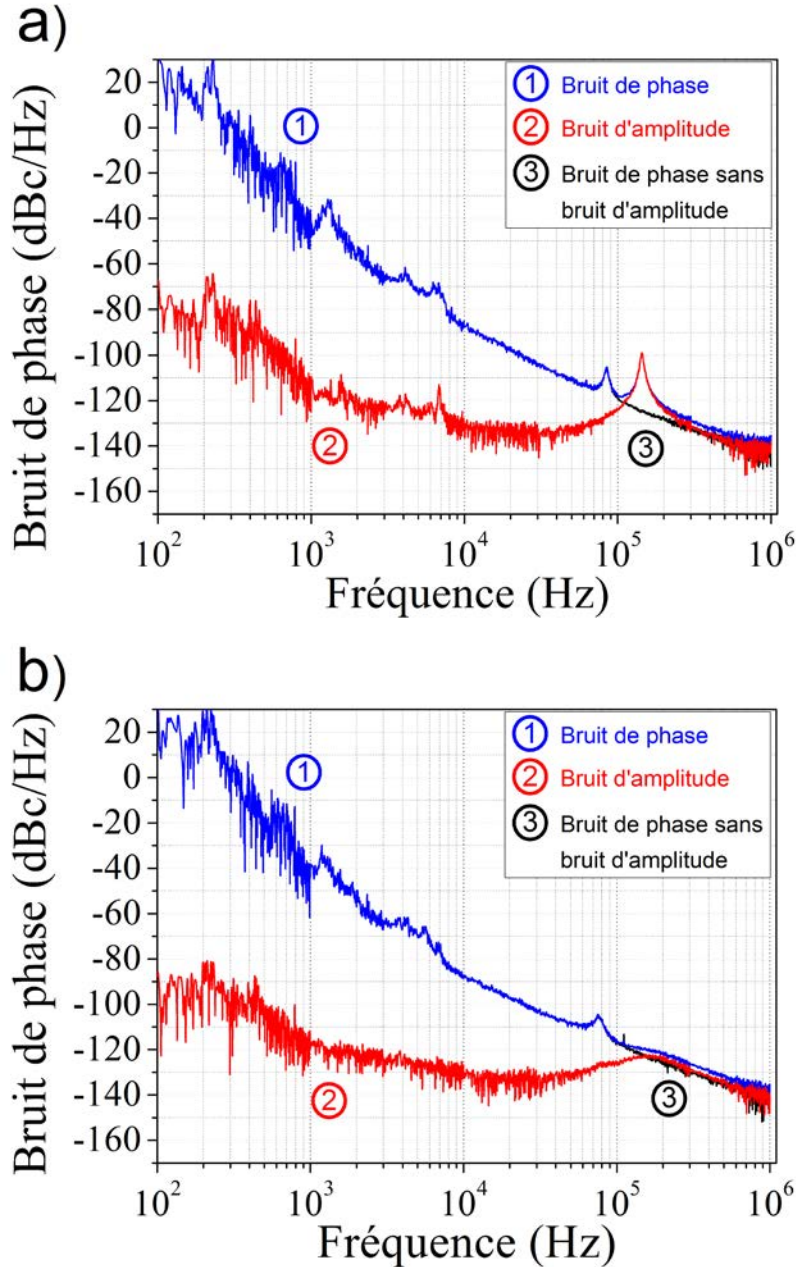


Figure 74 : Bruit de phase du battement à 3,7 GHz a) sans TPA et b) avec TPA ($I_{\text{phd}}=0,2\text{mA}$).

Après l'insertion de la lame de GaAs dans la cavité, nous obtenons une diminution de 20 dB du bruit de phase à la fréquence des fluctuations d'intensité en-phase (voir Figure 74 (b)). Le pic de bruit d'amplitude étant supprimé par le TPA, celui-ci ne se reporte plus sur le bruit de phase. Par ailleurs, nous ne notons pas de changement significatif aux autres fréquences. En particulier, le pic à 85 kHz reste présent. Le TPA n'agit en effet que sur le bruit d'amplitude et n'a pas d'effet sur les excès de bruits de phase.

III. 4. Conclusion du chapitre

Nous avons étudié dans ce chapitre la mise en œuvre de l'approche « buffer reservoir » dans un laser bi-fréquence Er,Yb:verre. En particulier, nous nous sommes intéressés à l'effet des pertes non-linéaires sur les fluctuations d'intensité en-phase et en anti-phase d'un laser dont les modes sont couplés dans le milieu actif. Pour cela, nous avons inséré dans la cavité un mécanisme de TPA à l'aide d'une lame de Si. Nous avons obtenu une réduction de 25 dB du bruit d'intensité en-phase. Néanmoins, nous avons mis en évidence que les fluctuations d'intensité en anti-phase ne sont réduites que si le TPA agissait séparément sur les deux états propres de polarisation du laser. En effet, si le TPA est sensible à la somme des fluctuations d'intensité, les contributions de bruit s'annulent à la fréquence d'anti-phase. Le TPA est alors inefficace sur le bruit résonant à cette fréquence. Afin d'introduire ces pertes non-linéaires sélectives, nous avons séparé spatialement les modes de 20 μm sur l'absorbant non-linéaire. Nous avons pu obtenir une diminution de 25 dB du bruit d'anti-phase.

Afin d'optimiser la réduction de bruit, nous nous sommes par la suite concentrés sur la modélisation théorique du laser bi-fréquence. Pour que le modèle soit complet, nous avons montré que nous devons tenir compte de sept équations d'évolutions. En particulier, nous avons montré que nous devons introduire deux nouvelles équations d'évolutions afin de représenter les pertes non-linéaires insérées sur chaque mode. Nous avons notamment pu mettre en évidence que ces deux équations devaient être couplées afin de modéliser l'insertion de pertes non-linéaires communes sur les deux modes laser. De plus, nous avons démontré qu'il était nécessaire de distinguer séparément les contributions de bruit provenant des fluctuations de photons et celles induites par la pompe. Ainsi, pour reporter avec précision l'effet des fluctuations de pompe sur le bruit du laser, nous avons montré que la dynamique des mécanismes d'échange d'énergie dans un milieu actif co-dopés devait être prise en compte. Pour cela, nous avons introduit une équation supplémentaire relative à l'évolution des ions Yb^{3+} dans leur état excité.

L'écriture de ces équations nous a amené à vérifier que le taux de couplage des modes dans le milieu actif n'était pas affecté par l'insertion du « buffer reservoir ». Pour cela, nous avons mis en place une architecture de laser nous permettant de moduler les pertes intra-cavités d'un mode et d'étudier la modulation d'intensité résultante des deux modes du laser. En particulier, nous avons mesuré la valeur du couplage en appliquant des pertes non-linéaires sélectives ou non sur les deux modes propres. Nous avons montré que le taux de couplage restait constant et égal à $C = 0,82 \pm 0,05$ même en présence du TPA et cela pour différents longueurs d'onde d'émission.

Afin de valider le modèle, nous avons confronté les spectres de RIN théoriques et expérimentaux pour plusieurs configurations du laser bi-fréquence. Les spectres de RIN théoriques ont été obtenus analytiquement en linéarisant les équations d'évolutions. Tout d'abord, nous nous sommes concentrés sur la modélisation du laser sans TPA. Nous avons obtenu un bon accord entre les spectres théoriques et expérimentaux pour deux taux de couplage différents des modes dans le milieu actif. Puis nous avons montré que nous reproduisons à l'aide de notre modèle la réduction des excès de bruits d'intensité induite par l'insertion du TPA. En particulier, nous avons réussi à modéliser théoriquement le fait que le bruit d'anti-phase n'est réduit que si les pertes non-linéaires agissent sélectivement sur les modes propres.

Grâce à la validation du modèle et à son aspect prédictif, nous avons pu procéder à l'optimisation du laser. Nous nous sommes intéressés à deux paramètres relatifs à la diminution du couplage des modes dans l'absorbant non-linéaire et à la réduction du temps de réponse du « buffer reservoir ». Ainsi, nous avons mis en évidence que la diminution du couplage des modes dans l'absorbant non-linéaire engendrait une plus forte réduction du bruit d'anti-phase. Cependant, le changement du couplage n'a pas d'influence sur les fluctuations d'intensité en-phase. Au contraire, nous avons montré théoriquement que nous pouvions nous attendre à supprimer complètement les deux pics de bruit résonant en diminuant le temps de réponse du « buffer reservoir ». Nous avons donc remplacé la lame de Si par du GaAs afin de réduire le temps de recombinaison des porteurs. En accord avec la théorie, nous avons obtenu une suppression complète des bruits d'intensité en-phase et en anti-phase, i.e. 40 dB de réduction. Nous avons ainsi réalisé un laser bi-fréquence auto-régulé en bruit d'intensité.

Enfin, nous avons prouvé que la suppression des bruits d'intensité résonants permettait d'améliorer le bruit de phase du battement micro-onde entre les deux fréquences propres du laser. Plus précisément, nous avons montré une diminution de 20 dB du bruit de phase à la fréquence des fluctuations d'intensité en-phase. Le TPA n'agit pas directement sur le bruit de phase mais permet de supprimer les excès de bruit d'amplitude convertit en bruit de phase lors de la détection.

Comme nous l'avons mentionné, il subsiste toutefois deux limitations liées (i) aux temps de recombinaison de porteurs du semi-conducteur et (ii) au mécanisme de TPA qui n'est, dans notre cas, pas dépendant de la polarisation. Pour s'affranchir de ces contraintes, nous proposons de changer de mécanisme d'absorption non-linéaire et d'utiliser un processus d'absorption par génération de seconde harmonique (SHGA). En effet, le SHGA se présente comme un candidat idéal puisque ce mécanisme n'est pas limité par un temps de recombinaison de porteurs et est dépendant de manière inhérente de la polarisation. De plus, nous avons d'ores et déjà montré

que le SHGA insérée en faible efficacité dans un laser Nd:YAG agit comme un « buffer reservoir ». Dans la suite, nous nous concentrerons sur la réalisation et l'étude d'un laser bi-fréquence avec emploi de SHGA.

Chapitre IV

Approche « buffer reservoir » par utilisation d'absorption par SHG dans les lasers bi-fréquences

IV. 1. Introduction

Nous avons montré que l'insertion de TPA en faible efficacité permettait de supprimer les bruits d'intensité résonants au sein d'un laser bi-fréquence. Néanmoins, la réduction des fluctuations d'intensité en anti-phase n'est possible que si le mécanisme d'absorption non-linéaire agit sélectivement sur les états de polarisations propres du laser. Afin d'avoir à séparer spatialement les modes dans le « buffer reservoir », nous envisageons de remplacer le TPA par un mécanisme d'absorption par génération de seconde harmonique (SHGA). En effet, le SHGA est un processus d'absorption non-linéaire qui est dépendant de manière inhérente de la polarisation du faisceau incident. En outre, nous avons déjà démontré que ce processus de SHGA pouvait donner lieu à un mécanisme de « buffer reservoir ». Nous avons en effet validé la réduction de bruit à la fréquence des oscillations de relaxations d'un laser Nd:YAG mono-fréquence. De plus, nous rappelons que ce processus non-linéaire optique présente l'avantage de ne plus être contraint par le temps de recombinaison des porteurs, élément limitant la réponse du TPA et donc l'efficacité de réduction de bruit. Ce choix de mécanisme d'absorption semble donc tout à fait favorable à la simplification du laser bi-fréquence régulé en intensité.

Il existe différentes possibilités pour produire du SHG que ce soit par accord de phase dans des cristaux massifs « bulk » (Type I ou II) ou à travers du quasi-accord de phase dans des cristaux polarisés périodiquement [107]. Dans notre cas, dans la continuité des travaux menés avec le laser Nd:YAG, nous choisissons de travailler dans un premier temps avec un cristal massif (« bulk »).

Nous chercherons cependant à éviter de l'absorption produit par un mécanisme de SHG de type II. En effet, dans ce cas, le doublage de fréquence s'effectue par absorption de deux photons polarisés orthogonalement. Ainsi, la génération de photons doublés au sein du laser bi-fréquence s'effectue à partir de l'intensité des deux états propres de polarisation pour produire le SHG [154]. En conséquence, le « buffer reservoir » va être sensible à la somme des fluctuations d'intensité des deux modes laser. Or, nous avons montré dans le chapitre précédent que le « buffer reservoir » dans ce cas était inefficace sur le bruit d'anti-phase. De plus, le

doublage simultané de deux fréquences différentes s'avère difficile à réaliser au sein de la cavité laser en raison, notamment, de la tolérance en longueur d'onde de quelques GHz de la génération de seconde harmonique [155]. Par ailleurs, l'efficacité de SHG est plus sensible au phénomène de double réfraction (« walk-off ») dans des cristaux effectuant une conversion de type II [156–160]. Ceci a pour effet de limiter l'efficacité doublage de fréquence. Nous avons mis ce point en évidence dans l'*Annexe B* en comparant expérimentalement et théoriquement les efficacités de conversion à 1,55 μm d'un cristal de KTP (Type II) et de BBO (Type I).

Nous nous intéresserons donc à de l'absorption par SHG de type I qui correspond à l'absorption de deux photons de même polarisation. Ce type de SHG est en adéquation avec notre objectif d'appliquer des pertes sélectives sur chaque mode. Néanmoins, l'emploi de deux cristaux est nécessaire afin d'induire l'absorption non-linéaire sur chaque mode. De plus, nous noterons que la tolérance en longueur d'onde de l'accord de phase de chaque cristal limite les possibilités d'obtenir un battement accordable entre modes propres.

Pour outrepasser ces contraintes, nous proposons d'étudier une configuration atypique du « buffer reservoir ». En effet, le SHG de type I nous permet de n'appliquer des pertes non-linéaires que sur un seul des deux modes propres. Nous avons représenté de façon schématique cette situation sur la Figure 75. Si les modes sont couplés dans le milieu actif, nous pouvons nous interroger sur la réponse de l'ensemble du système en bruit d'intensité. Dans l'hypothèse où les deux modes seraient stabilisés, la configuration de laser ne nécessiterait qu'un seul cristal non-linéaire et serait donc simplifiée. De plus, dans cet exemple, contrairement au mode x- dont la longueur d'onde est contrainte par l'obtention de l'accord de phase, la longueur d'onde du mode y- est libre et peut être accordée puisque ce mode ne subit pas l'absorption non-linéaire.

Dans ce chapitre, nous nous focaliserons donc sur l'étude de cette architecture de laser bi-fréquence avec insertion de SHGA sur un état de polarisation uniquement. Nous réalisons cette étude sur un laser Er,Yb:verre émettant aux longueurs d'onde télécom.

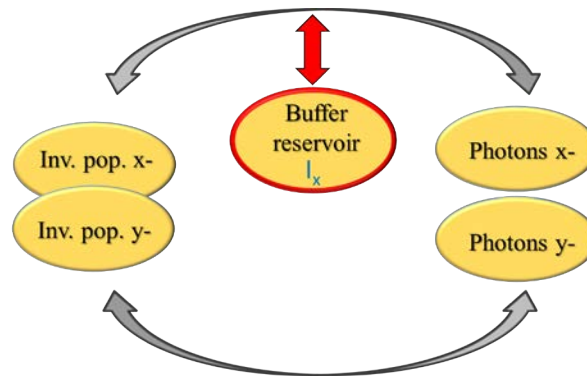


Figure 75 : Représentation de la situation recherchée avec l'emploi de SHGA comme « buffer reservoir ». Seul un des modes propres subit les pertes non-linéaires.

Dans la première partie, nous validerons le choix du cristal non-linéaire permettant d'introduire le SHGA au sein du laser Er,Yb:verre en fonctionnement mono-fréquence. Cette étape est essentielle pour confirmer que la réduction de bruit d'intensité déjà observée dans le laser Nd:YAG peut également être obtenue dans ce type de laser.

Dans la seconde partie, nous réaliserons un laser bi-fréquence faible bruit d'intensité à l'aide de SHGA. Après avoir présenté et contourné les contraintes techniques, nous analyserons l'évolution des fluctuations d'intensité lorsque le SHGA n'agit uniquement que sur un seul mode propre. Nous cherchons à confirmer ces premiers résultats théoriquement à l'aide du modèle précédemment développé. Ceci nous amènera à vérifier la valeur du couplage entre les modes dans cette disposition particulière.

Dans la troisième partie, afin d'outrepasser les difficultés et limites rencontrées, nous changerons le cristal massif par un cristal de PPLN. Le doublage de fréquence s'effectuera par un quasi-accord de phase ce qui nous permettra de limiter les effets de double réfraction dans les cristaux non-linéaires. Nous vérifierons tout d'abord que l'emploi d'un cristal PPLN positionné dans la cavité est compatible avec l'approche « buffer reservoir ». En particulier, nous nous concentrerons sur l'efficacité du processus de SHG qui, en quasi accord de phase, dépend fortement de la longueur d'onde et de la température. Après avoir validé l'utilisation du PPLN, nous développerons le laser bi-fréquence. Les résultats expérimentaux seront confrontés aux spectres théoriques de bruit d'intensité issus du modèle. Nous proposerons enfin une vision simple pour expliquer le comportement dynamique extrêmement riche du laser bi-fréquence.

IV. 2. Absorption par SHG dans un laser Er,Yb mono-fréquence

Dans un premier temps, nous nous intéressons à la réduction de bruit d'intensité par apport de SHGA au sein d'un laser Er,Yb en mono-fréquence. Cette étude doit nous permettre de valider le choix du cristal non-linéaire.

Comme mentionné auparavant, nous nous tournons vers les cristaux non-linéaires de type « bulk » en privilégiant un SHG de type I. Nous considérons un cristal de β -barium borate (BBO) de 15 mm de long. Il faut noter que la longueur de ce cristal a été choisie afin d'obtenir une efficacité de conversion suffisante pour la réduction de bruit en tenant compte des propriétés du cristal et des résultats obtenus dans une étude préliminaire menée avec du KTP à 1550 nm (voir *Annexe B*). Le BBO, cristal uniaxe négatif, est taillé avec des angles $\theta = 19,8^\circ$ et $\phi = 90^\circ$ rendant possible l'accord de phase de type I autour de 1550 nm pour des faisceaux dont la polarisation est ordinaire par rapport à l'axe optique du cristal. La conversion génère un faisceau autour de 775 nm et de polarisation extraordinaire. Les deux faces du BBO sont traitées anti-reflet à 1550 nm et 775 nm. Le BBO est monté sur un support permettant sa rotation suivant θ et ϕ mais également autour de l'axe z-.

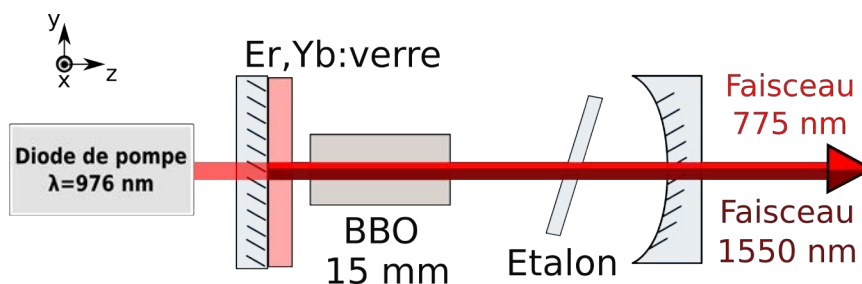


Figure 76 : Représentation du laser Er,Yb,verre. Le SHGA est introduit par un cristal de BBO de 15 mm de long.

Nous insérons le cristal au sein du laser Er,Yb:verre en cavité plan-concave. La longueur de la cavité est ajustée à 5,2 cm afin de tenir compte de l'insertion du cristal non-linéaire. Nous insérons un étalon YAG de 1 mm non traité afin de garantir une oscillation monomode longitudinale. Il faut rappeler que l'efficacité du doublage de fréquence doit rester faible dans notre cas puisque le SHGA ne doit pas changer les caractéristiques statiques du laser tout en jouant le rôle du « buffer reservoir ». En effet, le signal d'intérêt reste le faisceau à 1550 nm et doit donc conserver sa puissance de sortie. Nous veillons donc à ne pas rendre résonant le processus de SHGA dans la cavité. Pour cela, nous prenons un miroir de sortie qui possède une transmission de 70% à 775 nm. De plus, le mode laser n'est pas focalisé et demeure divergent dans le cristal de BBO diminuant l'efficacité de doublage. Nous avons estimé l'efficacité de SHG maximale que nous pouvons attendre dans cette configuration en considérant une puissance de

sortie de 10 mW du laser. Rappelons que l'efficacité de conversion correspond au rapport des puissances intra-cavités entre le faisceau de seconde harmonique et le faisceau à la longueur d'onde du laser. La réflexion du faisceau à 775 nm par le miroir d'entrée étant négligeable, nous pouvons considérer que le faisceau doublé en sortie de cavité est issue d'un simple passage du faisceau laser dans le BBO. De plus, étant donné que la double réfraction a un effet négligeable sur l'efficacité de SHG (voir *Annexe B*) et que la puissance moyenne du laser n'est pas affectée par l'absorption non-linéaire, l'efficacité pour l'accord de phase est donnée par [107,127] :

$$\Gamma = \frac{P_{775 \text{ nm}}^{\text{intra}}}{P_{\text{Laser}}^{\text{intra}}} = \frac{\omega_2^2 d_{\text{eff}}^2 L^2}{2n_{\omega_2,e} n_{\omega_1,o}^2 c^3 \epsilon_0} \frac{P_{\text{Laser}}^{\text{intra}}}{\pi w^2}, \quad (\text{IV-1})$$

avec ω_2 la pulsation du faisceau doublé, L la longueur du cristal, $n_{\omega_2,e}(\theta)$ l'indice extraordinaire du cristal à la fréquence du faisceau doublé et $n_{\omega_1,o}$ l'indice ordinaire pour le faisceau laser. A l'accord de phase $n_{\omega_1,o} = n_{\omega_2,e}(\theta) = 1,6466$ [161,162]. Pour donner une estimation de l'efficacité de doublage, nous considérons que le waist du faisceau laser est constant au sein du cristal BBO et qu'il vaut $w = 80 \mu\text{m}$. d_{eff} est le coefficient non-linéaire du BBO. D'après les résultats trouvés dans la littérature [163–165], le coefficient non-linéaire pour du BBO est compris entre 1,6 pm/V et 2,1 pm/V mais dépend de la longueur d'onde. Nous estimons $d_{\text{eff}} = 2,03 \text{ pm/V}$ dans notre cas [161,163]. L'efficacité de doublage maximale attendue est de $\Gamma = 0,026\%$. Cette dernière est du même ordre de grandeur que celle que nous avons obtenue pour le laser Nd:YAG et donc reste en principe suffisamment faible pour ne pas perturber la puissance du laser.

Expérimentalement, lorsque les deux faisceaux sont en accord de phase, nous mesurons une efficacité de conversion de $\Gamma = 0,016\%$. L'écart avec la valeur théorique peut s'expliquer notamment par l'incertitude sur la dimension du faisceau dans le BBO et sur la valeur du coefficient non-linéaire. Il est important de noter que dans ces conditions l'efficacité de SHG est suffisamment faible pour ne pas affecter la puissance du laser qui reste à 10 mW pour 450 mW de pompe (voir Figure 77(a)).

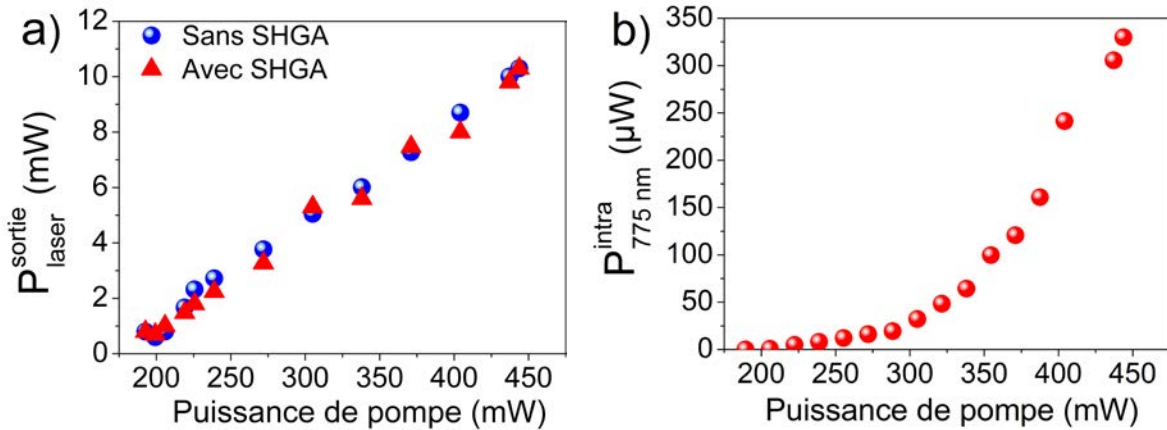


Figure 77 : a) Puissance de sortie du laser en fonction de la puissance de pompe sans SHGA (point bleu) et avec une efficacité de SHGA de 0,016% (triangle rouge). b) Puissance intra-cavité du faisceau à 775 nm en fonction de la puissance de pompe.

Nous analysons le RIN du laser en présence du SHGA en utilisant le banc de mesure présenté sur la Figure 78. Les deux faisceaux sont séparés en sortie du laser par un prisme en quartz afin d'être analysé séparément. La puissance du faisceau doublé en fréquence est mesurée à l'aide d'une photodiode silicium. Un filtre passe-bande 770 nm \pm 20 nm est positionné en amont afin de couper le résidu de pompe. Le faisceau laser est réfléchi par deux miroirs puis focalisé et injecté dans une fibre optique afin d'analyser, d'une part, le spectre optique du laser à l'aide d'un analyseur Fabry-Perot à balayage et, d'autre part, le bruit d'intensité du laser. Pour ce dernier, le signal optique est recueilli sur une photodiode InGaAs (Bande passante (BP) : DC – 1 GHz) suivie d'un amplificateur faible bruit (Gain : 50 dB, BP : 1 kHz – 500 MHz, facteur de bruit : 1,4 dB). Le spectre de bruit est acquis avec un analyseur de spectre électrique Rohde&Schwarz (BP : 10 Hz – 3,6 GHz).

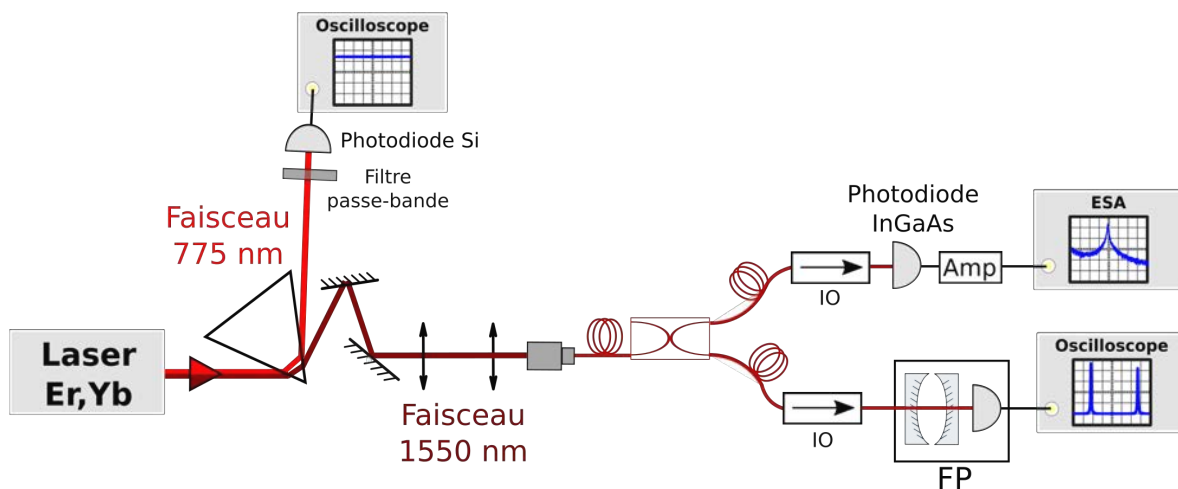


Figure 78 : Schéma du banc de mesure. Le signal à 775 nm est mesuré à l'aide d'une photodiode silicium. Le spectre optique du laser est analysé avec un Fabry-Perot à balayage (FP). Les mesures de bruit d'intensité se font à l'aide d'un analyseur de spectre électrique (ESA) précédé d'une photodiode InGaAs et d'un amplificateur électrique (Amp). Des isolateurs optiques (IO) sont placés sur chaque bras.

Nous nous concentrons tout d'abord sur le bruit d'intensité à la fréquence des oscillations de relaxations. Nous mesurons le spectre de RIN pour différentes efficacités de SHG. Pour faire varier l'efficacité de doublage, nous changeons l'accord de phase en faisant tourner le cristal autour de l'axe z-. Il est important de préciser que pour l'ensemble des acquisitions, la puissance du laser reste constante, c'est-à-dire 10 mW, le SHGA étant trop faible pour changer les caractéristiques statiques du laser.

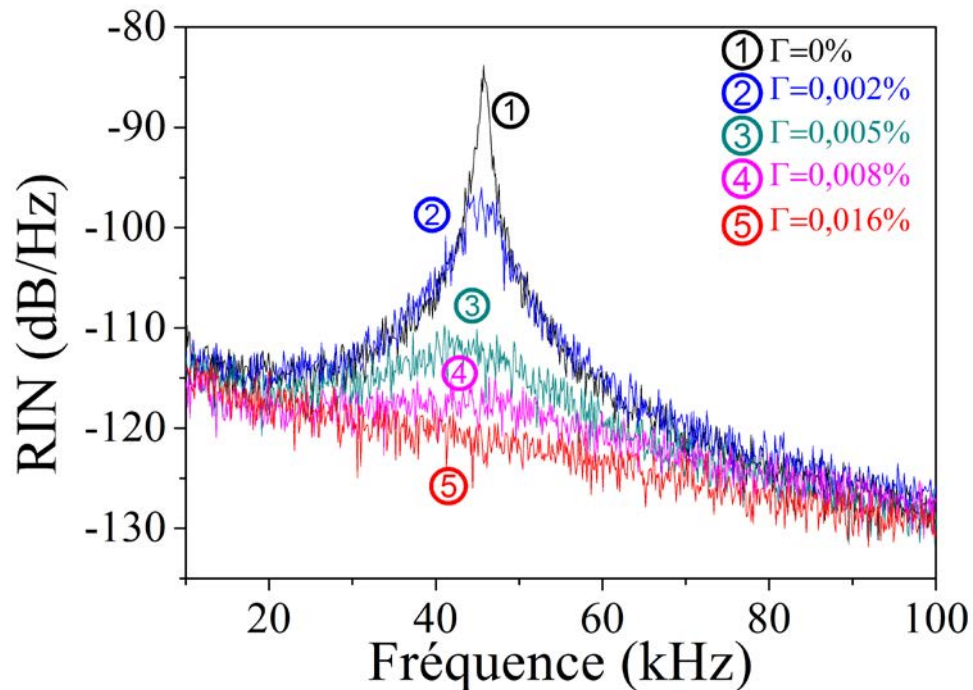


Figure 79 : Spectres de RIN du laser Er,Yb:verre pour différentes efficacités de SHG (RBW : 30 Hz, $I_{phd} = 1$ mA).

Comme présenté sur la Figure 79, le spectre de RIN (1) du laser sans SHGA affiche un pic de bruit d'intensité d'amplitude de -87 dB/Hz à 42 kHz, i.e. à la fréquence des oscillations de relaxation. Par la suite, nous introduisons les pertes non-linéaires en nous rapprochant de l'accord de phase. Nous constatons que plus nous insérons de SHGA, plus le pic de bruit d'intensité s'atténue. Pour une efficacité de 0,016 %, le bruit à la fréquence des oscillations de relaxations est réduit de 35 dB. De plus, notons que, tout comme dans le laser Nd:YAG, aucun décalage en fréquence n'intervient lors la diminution de l'amplitude du pic. Ce résultat confirme que le « buffer reservoir » basé sur le SHGA agit instantanément au regard de la fréquence des fluctuations d'intensité.

Similairement aux résultats démontrés pour le laser Nd:YAG, la rapidité du mécanisme de SHGA doit nous permettre de réduire les bruits plus haute fréquence, notamment les pics de bruits apparaissant aux harmoniques de l'intervalle spectrale libre dans la gamme du GHz. Nous

rappelons que ces bruits d'intensité proviennent du battement entre le mode oscillant et l'émission spontanée amplifiée présent dans les modes adjacents non-oscillants. Pour cette étude, nous remplaçons la chaîne d'acquisition et prenons une photodiode InGaAs avec 16 GHz de bande passante suivie d'un amplificateur avec 47 dB de gain sur une plage de fréquence allant de 100 MHz à 20 GHz. Nous utilisons un analyseur de spectre électrique Aeroflex possédant une bande-passante allant de 1 kHz à 26,5 GHz. Afin de bien sortir les pics de bruits du plancher de mesure, le photo-courant est augmenté à 1,9 mA. Nous diminuons ainsi ce plancher de bruit de mesure qui est limité par le bruit de grenaille.

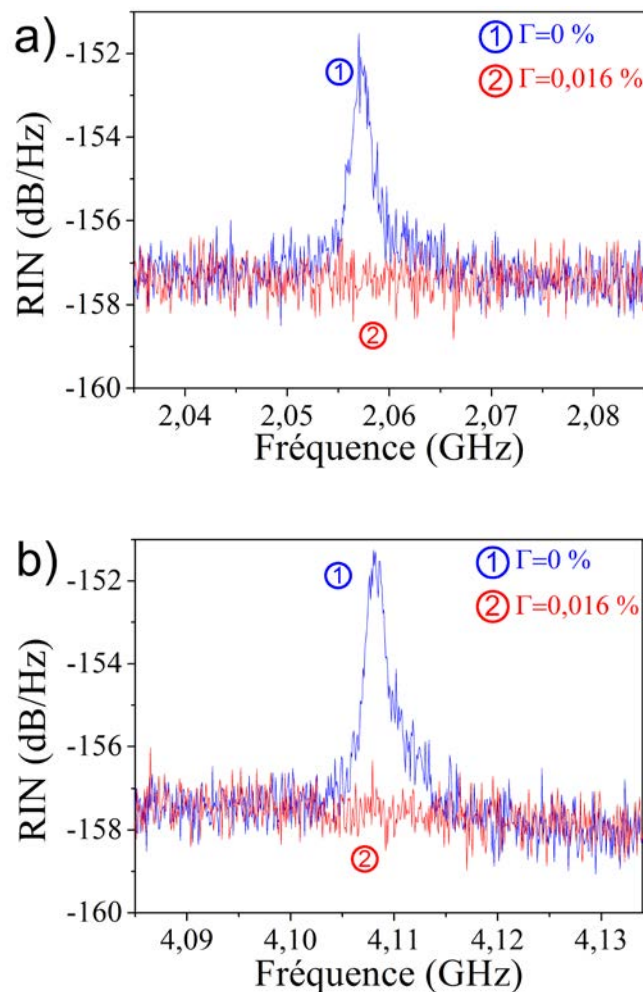


Figure 80 : a) Spectres de RIN aux fréquences correspondant a) une fois et b) deux fois l'intervalle spectrale libre (ISL) de la cavité (RBW : 50 kHz, $I_{phd} = 1,9$ mA).

Sans absorption non-linéaire dans la cavité, les spectres de RIN (1) sur la Figure 80 révèlent la présence d'excès de bruit d'intensité à 2,06 GHz et 4,11 GHz correspondant respectivement à une et deux fois l'intervalle spectrale libre de la cavité laser. L'amplitude des deux pics est mesurée à -152 dB/Hz. A noter que l'étalon filtre les bruits de battements aux fréquences supérieures qui ne sont donc pas visibles sur l'analyseur de spectre électrique. Par la suite, nous

augmentons l'efficacité de conversion à $\eta = 0,016\%$ en ajustant l'accord de phase. Nous obtenons sur les spectres de RIN (2) de la Figure 80 une réduction d'au moins 6 dB des deux pics de bruit. Le bruit du laser est ainsi limité par le bruit de grenaille égal à -157,3 dB/Hz sur toute la plage de mesure de 300 MHz à 16 GHz.

Nous démontrons que l'insertion du SHGA en faible efficacité à l'aide d'un cristal de BBO réduit significativement l'excès de bruit d'intensité d'un laser Er,Yb:verre. Le laser réalisé émettant à la longueur d'onde télécom est ainsi exempt de bruits résonants. D'autre part, il convient de voir dans ces résultats une démonstration expérimentale de l'efficacité du SHGA comme « buffer réservoir » pour couvrir différentes longueurs d'onde. Enfin, cette étude sur le laser en fonctionnement mono-fréquence valide l'emploi du cristal BBO pour la conception du laser bi-fréquence.

IV. 3. Utilisation de SHGA dans un laser bi-fréquence

Nous nous focalisons à présent sur l'oscillation simultanée des deux états de polarisation. Une contrainte apparaît pour obtenir le régime bi-fréquence en raison de la biréfringence naturelle du cristal de BBO. En effet, ce dernier va induire une séparation spatiale entre les deux états propres de polarisation. L'angle de séparation, encore appelé angle de « walk-off » est défini par :

$$\rho = \frac{1}{n_{\omega_1,e}(\theta)} \frac{dn_{\omega_1,e}(\theta)}{d\theta} = \left(\frac{(n_{\omega_1,e}^2 - n_{\omega_1,o}^2) \sin(\theta) \cos(\theta)}{n_{\omega_1,e}^2 \cos^2(\theta) + n_{\omega_1,o}^2 \sin^2(\theta)} \right). \quad (\text{IV-2})$$

Nous avons calculé que, pour un cristal de longueur 15 mm, le « walk-off » induit une séparation spatiale de 700 μm en sortie du cristal entre les composantes de polarisations ordinaire et extraordinaire. Le pompage optique des deux modes propres dans le milieu actif ne peut pas être réalisé par un unique faisceau de pompe de 100 μm de diamètre. Nous avons confirmé cet écart expérimentalement. En effet, pour exciter un mode de polarisation puis l'autre, nous devons effectuer une translation du faisceau pompe d'environ 700 μm . L'oscillation simultanée des modes ordinaires et extraordinaires n'est donc pas réalisable. L'emploi d'un seul cristal de BBO n'est en effet pas compatible avec une configuration mono-axe comme schématisé sur la Figure 81.

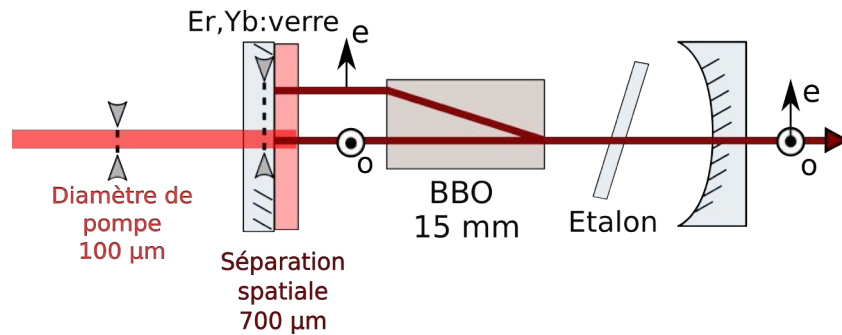


Figure 81 : Schéma du laser représentant la séparation spatiale de 700 µm entre les deux polarisations orthogonales induite par le cristal de BBO.

Nous choisissons de compenser cette séparation spatiale en utilisant un deuxième cristal de BBO positionné tête-bêche comme présenté sur la Figure 82. Afin de garder la même longueur totale de cristal par rapport au cas précédent, i.e. 15 mm, nous prenons des cristaux deux fois plus courts. Plus particulièrement, nous avons choisi des longueurs légèrement différentes (7 mm et 7,5 mm) afin de conserver une faible séparation spatiale entre les modes dans le milieu actif Er,Yb:verre et ainsi diminuer leur couplage. De cette manière, nous renforçons le régime bi-fréquence tout en conservant un laser quasi-mono-axe. Les cristaux sont positionnés dans la même monture pour garantir leur alignement l'un par rapport à l'autre. Un étalon YAG de 1 mm permet de rendre monomode longitudinal chacun des états propres de polarisation.

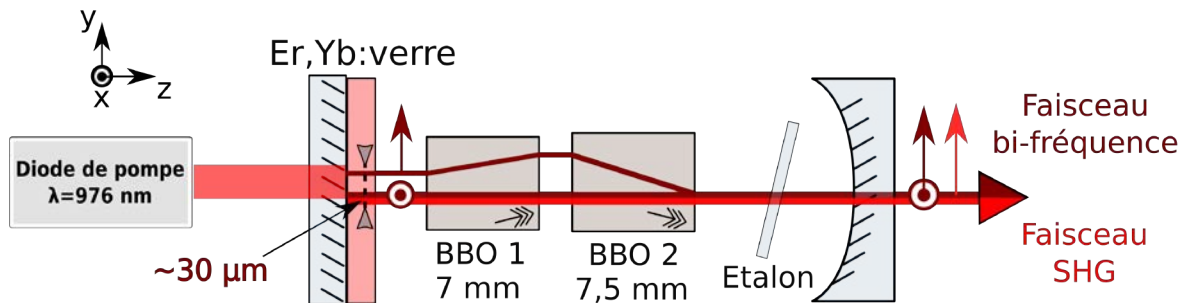


Figure 82 : Laser bi-fréquence utilisant 2 cristaux de BBO pour compenser le décalage spatial entre les faisceaux polarisés orthogonalement. Le SHGA n'est appliquée que sur le mode ordinaire polarisé suivant x-. Le faisceau doublé en fréquence est polarisé orthogonalement à x-.

Dans cette configuration et en raison du type de SHG produit par le BBO, seul le mode ordinaire polarisé suivant l'axe x- remplit les conditions d'accord de phase et génère un faisceau doublé en fréquence de polarisation extraordinaire. Par conséquent, les pertes non-linéaires par SHGA ne sont introduites que sur le mode x-. Nous vérifions ce point en analysant la puissance du faisceau doublé en fonction de celles des deux modes propres. Pour cela, nous translatons le faisceau de pompe dans le milieu actif suivant l'axe y- pour modifier la puissance des états propres en excitant davantage un mode puis l'autre. Comme montré sur la Figure 83, lorsque seul le mode

polarisé suivant y - oscille avec 6 mW de puissance, nous ne mesurons pas de puissance à la longueur d'onde doublée. A l'inverse, plus nous favorisons l'oscillation du mode x - au détriment du mode y -, plus la puissance du faisceau à 775 nm augmente. Cette augmentation est quadratique. De plus, nous avons vérifié que la polarisation du faisceau doublé en fréquence était bien suivant l'axe y - confirmant que seul le mode ordinaire subissait du SHGA. Cette configuration rend possible l'application de pertes sélectives en polarisation. D'autre part, elle donne la possibilité d'étudier la dynamique du laser lorsque l'absorbant non-linéaire n'est inséré que sur une seule des deux polarisations.

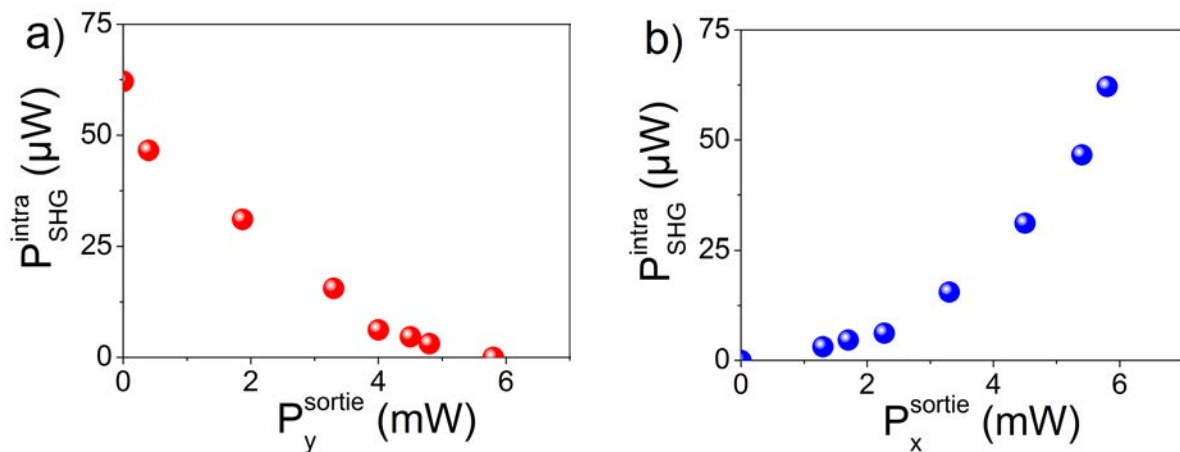


Figure 83 : Puissance du faisceau de seconde harmonique intra-cavité en fonction de a) la puissance de sortie du mode y - et b) du mode x -. La variation de puissance est obtenue en favorisant le pompage optique d'un mode ou du second dans le milieu actif.

Nous rééquilibrions la puissance de chaque mode à 3 mW en ajustant la position du faisceau de pompe. L'analyse du bruit d'intensité du laser se fait à l'aide du banc de mesure présenté dans la Figure 78. Pour faire varier l'efficacité de SHG, nous changeons l'accord de phase en tournant les cristaux autour de l'axe z -. Lorsque le SHGA n'est pas suffisamment efficace, les spectres de RIN des modes propres montrent le pic du bruit d'anti-phase à 24 kHz et le pic de bruit en-phase à 62 kHz. Les deux pics ont une amplitude de -95 dB/Hz (voir Figure 84 (a)).

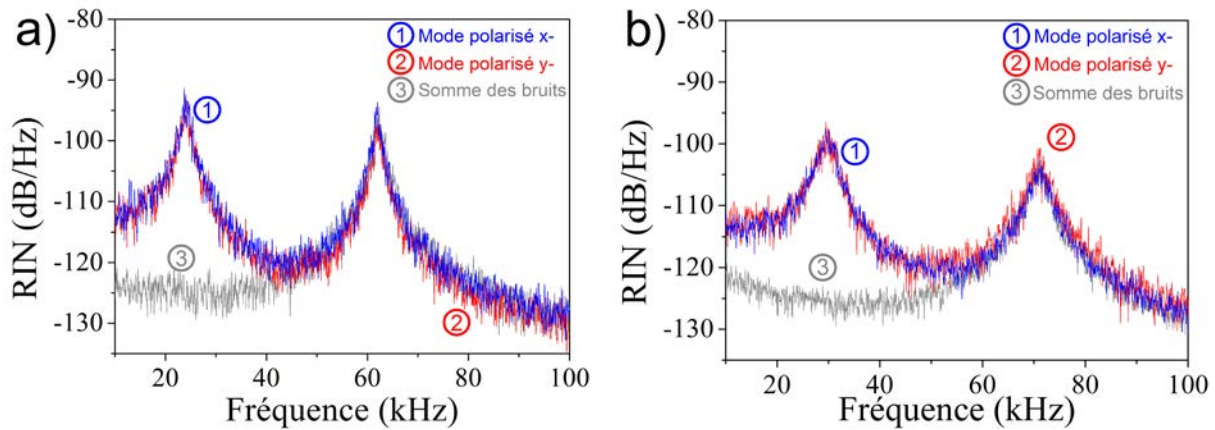


Figure 84 : a) Spectres de RIN du laser sans SHGA. b) Spectres de RIN du laser en présence de SHGA avec une efficacité de doublage de 0,002 % (RBW : 100 Hz, $I_{phd}=1$ mA).

Par la suite, nous introduisons le SHGA dans le laser avec une efficacité de doublage de $\Gamma = 0,002\%$. Les spectres sont représentés sur la Figure 84(b). Pour le mode x- sur lequel est appliqué le SHGA, nous mettons en évidence une diminution de 7 dB des deux pics de bruits. Plus important, le mode y- subit la même réduction de bruit d'intensité bien qu'aucune perte non-linéaire ne soit introduite sur ce mode. Ce résultat tend à montrer que l'effet du « buffer reservoir » est transmis du mode propre polarisé x- vers le mode polarisé y-. Nous nous doutons que le couplage des modes est responsable de cette régulation d'intensité simultanée puisque les modes ne peuvent communiquer entre eux qu'à travers l'interaction au sein du milieu actif. Nous n'avons néanmoins pas obtenu de réduction importante des pics d'oscillations de relaxations car nous sommes limités par l'efficacité du doublage de fréquence dans cette configuration du laser. Cette limitation est notamment due à la difficulté d'orienter les cristaux pour compenser le « walk-off » correctement tout en optimisant l'accord de phase. En principe, ces deux conditions sont remplies. Cependant, en pratique, il subsiste une légère divergence entre l'angle d'accord de phase et celui de réduction du « walk-off ». Nous sommes donc obligés de faire un compromis pour obtenir à la fois un maximum de SHG et l'oscillation bi-mode. Dans la suite, nous chercherons donc à améliorer cette efficacité afin d'obtenir une réduction plus significative des pics de bruits.

Ces premiers résultats s'avèrent cependant prometteurs pour la simplification de la configuration du laser car nous démontrons que nous pouvons stabiliser l'intensité des deux modes du laser bi-fréquence par ajout de SHGA sur un seul mode. Avant de poursuivre l'optimisation du processus de SHGA au sein du laser bi-fréquence, nous nous intéressons à la description théorique de la dynamique de ce laser. Cette analyse est essentielle afin de nous renseigner sur les mécanismes qui régissent le comportement dynamique du laser. Elle doit également nous permettre de vérifier si une réduction supérieure des pics de bruits d'intensité est possible.

IV. 4. Modélisation de la réponse du laser lorsque seul un mode est soumis aux pertes non-linéaires

Nous souhaitons étudier à l'aide de notre modèle le comportement du laser lorsque les pertes non-linéaires ne sont insérées que sur un seul des deux modes. Pour cela, nous considérons les équations d'évolutions précédemment introduites dans le *Chapitre III*. L'écriture du système d'équations est suffisamment générale pour nous donner la possibilité de choisir le mode subissant les pertes non-linéaires :

$$\frac{dN_{2,yb}}{dt} = \sigma_{yb} I_p (N_{yb} - 2N_{2,yb}) - \gamma_{yb} N_{2,yb} - k_{TR} N_{Er} N_{2,yb}, \quad (\text{IV-3})$$

$$\frac{dN_x}{dt} = -2\sigma (I_x + \kappa_{xy} I_y) N_x - \gamma (N_{Er,x} + N_x) + k_{TR} N_{2,yb} (N_{Er,x} - N_x), \quad (\text{IV-4})$$

$$\frac{dN_y}{dt} = -2\sigma (I_y + \kappa_{yx} I_x) N_y - \gamma (N_{Er,y} + N_y) + k_{TR} N_{2,yb} (N_{Er,y} - N_y), \quad (\text{IV-5})$$

$$\frac{dI_x}{dt} = \frac{c}{2L} 2e\sigma N_x I_x - \gamma_{c,x} I_x - \gamma_{p,x} I_x, \quad (\text{IV-6})$$

$$\frac{dI_y}{dt} = \frac{c}{2L} 2e\sigma N_y I_y - \gamma_{c,y} I_y, \quad (\text{IV-7})$$

$$\frac{dP_x}{dt} = \psi_x I_x - \gamma_{NL} P_x, \quad (\text{IV-8})$$

$$P_y = 0. \quad (\text{IV-9})$$

Nous choisissons de ne pas appliquer d'absorption non-linéaire sur le mode polarisé suivant l'axe y-. Dans le modèle, cela revient à remplacer l'équation (III-17) par l'équation (IV-9). Le mode x- est donc le seul affecté par les pertes non-linéaires. Le système d'équations reproduit ainsi la configuration que nous venons d'étudier expérimentalement. Nous avons vérifié que le couplage tel que défini dans ces équations d'évolutions avait un sens et restait constant lorsque nous appliquions des pertes non-linéaires sur les deux états propres du laser. Néanmoins, dans cette nouvelle configuration, la dynamique des deux modes n'est plus symétrique en raison du « buffer reservoir » apporté sur un seul mode. Nous sommes donc en droit de nous interroger sur la conservation de cette constante.

IV. 4. a. Mesure du couplage des modes dans l'Er,Yb lorsque les pertes ne sont appliquées que sur un mode

Pour vérifier la valeur du couplage, nous reprenons le montage de la partie III. 3. a. permettant de moduler l'intensité d'un mode et de mesurer la réponse du mode polarisé orthogonalement. Le montage est représenté sur la Figure 85 (a). Le milieu actif Er,Yb est positionné dans une cavité linéaire constituée de deux miroirs plans et stabilisée par une lentille de focale $f' = 20$ mm. Nous positionnons un cristal biréfringent de 1 cm de long pour séparer les modes propres du laser de 1 mm au sein de la cavité. Nous venons moduler l'intensité de chaque mode successivement à l'aide d'une lame de rasoir montée sur un modulateur piezo-électrique. A partir de l'analyse de la modulation d'intensité du mode croisé, nous en déduisons les taux de saturation croisé et remontons ainsi à la valeur du couplage. Nous fixons la fréquence de la modulation sinusoïdale à 20 Hz. Pour reproduire la dynamique du laser bi-fréquence avec le SHGA, nous introduisons des pertes non-linéaires par TPA uniquement sur le mode ordinaire polarisé suivant x-. Le mode y- n'est pas concerné par les pertes non-linéaires. Nous insérons un étalon de silice afin de le rendre monomode longitudinal.

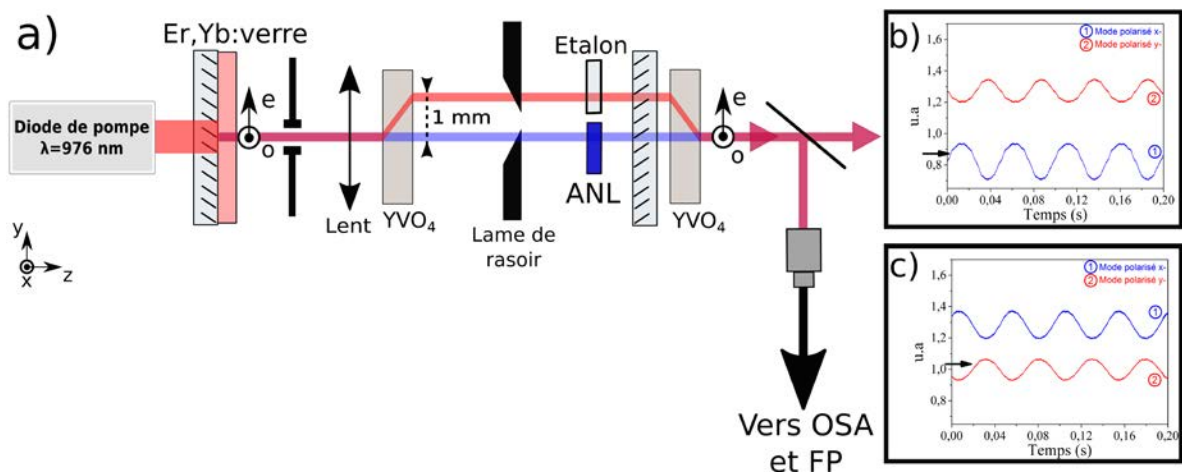


Figure 85 : a) Schéma du laser utilisé pour les mesures de couplage lorsque l'absorbant non-linéaire (ANL) induit des pertes non-linéaires uniques sur le mode x-. b) Exemple de mesures lorsque la modulation est appliquée sur le mode x- et c) sur le mode y-.

Nous avons réalisé les mesures de couplage pour deux couples de longueurs d'onde distincts. Un exemple de mesure est présenté sur la Figure 85 (b) et (c) pour des longueurs d'onde des modes x- et y- de 1535,84 nm et 1540,16 nm respectivement. Nous introduisons la lame de rasoir successivement sur le mode x- (a) et le mode y- (b). Dans les deux cas, nous observons bien une réponse du mode polarisé orthogonalement dont l'intensité évolue sinusoïdalement à la même fréquence et en opposition de phase par rapport aux pertes introduites. Les valeurs des saturations croisées et de couplage sont reportées dans le Tableau 3.

Longueur d'onde du mode x-	Longueur d'onde du mode y-	Saturation croisée	Couplage
1535,84 nm	1540,16 nm	$\kappa_{xy} = 1,3$ $\kappa_{yx} = 0,63$	$C = 0,82 \pm 0,05$
1535,84 nm	1544,16 nm	$\kappa_{xy} = 1,04$ $\kappa_{yx} = 0,8$	$C = 0,83 \pm 0,05$

Tableau 3 : Valeurs du couplage mesuré pour deux couples de longueurs d'onde.

Nous obtenons une constante de couplage de $C = 0,83 \pm 0,05$. Cette valeur reste proche de celle que nous avons mesurée sans insérer de pertes non-linéaires. Nous en déduisons que l'insertion de l'absorbant non-linéaire dans cette disposition n'influe pas la valeur de la constante de couplage.

IV. 4. b. Solutions stationnaires et fonction de transfert en intensité

Pour la suite, afin de nous affranchir de la dépendance des saturations croisées en fonction de la longueur d'onde des modes, nous prendrons la constante de couplage comme référence pour renseigner les valeurs de κ_{xy} et κ_{yx} . Nous considérons ainsi $C = \kappa^2 = \kappa_{xy}^2 = \kappa_{yx}^2$ en suivant la démarche faite et validée dans la partie III. 3. b. Les valeurs stationnaires des équations (IV-3) à (IV-9) s'écrivent donc :

$$N_{2,yb}^{stat} = \frac{\sigma_{yb} I_p N_{yb}}{2\sigma_{yb} I_p + \gamma_{yb} + k_{TR} N_{Er}}, \quad (IV-10)$$

$$I_x^{stat} = \frac{I_{sat}}{1 - \kappa^2} \left[\left(\frac{N_{o,x}}{N_x^{stat}} - 1 \right) - \kappa \left(\frac{N_{o,y}}{N_y^{stat}} - 1 \right) \right], \quad (IV-11)$$

$$I_y^{stat} = \frac{I_{sat}}{1 - \kappa^2} \left[\left(\frac{N_{o,y}}{N_y^{stat}} - 1 \right) - \kappa \left(\frac{N_{o,x}}{N_x^{stat}} - 1 \right) \right], \quad (IV-12)$$

$$N_x^{stat} = \frac{-B_N \pm \sqrt{B_N^2 - 4A_N C_N}}{2A_N}, \quad (IV-13)$$

$$N_y^{stat} = \frac{\gamma_{c,y}^{stat}}{2e\sigma c / (2L)}, \quad (IV-14)$$

$$P_x^{stat} = \frac{\psi_x I_x^{stat}}{\gamma_{NL}}, \quad (IV-15)$$

$$P_y^{stat} = 0, \quad (IV-16)$$

$$\text{avec } A_N = \frac{c}{2L} 2e\sigma, B_N = -\gamma_{c,x} + \frac{c}{2L} \frac{\psi_x}{\gamma_{NL}} \frac{I_{sat}}{1-\kappa^2} \left(1 + \kappa \left(\frac{N_{o,y}}{N_y^{stat}} - 1 \right) \right), C_N = -\frac{c}{2L} \frac{\psi_x}{\gamma_{NL}} \frac{I_{sat}}{1-\kappa^2} N_{o,x}.$$

Nous rappelons que le RIN du laser est déduit des équations d'évolution en calculant les variations d'intensité des modes propres induites par des perturbations d'intensité de pompe et des fluctuations de photon intra-cavité. Plus précisément, nous appliquons au système des petites fluctuations de l'intensité du laser de pompe et du taux de pertes de photon intra-cavités à la fréquence ω autour de leur valeur stationnaire tel que $I_p = I_p^{stat} + \delta I_p e^{i\omega t}$ et $\gamma_{c,i} = \gamma_{c,i}^{stat} + \delta \gamma_{c,i} e^{i\omega t}$. Nous en déduisons les fonctions de transfert qui sont liées au RIN par :

$$\text{RIN}(\omega) = \left| H_{\text{pompe}} \right|^2 \left(\frac{S_{\text{pompe}}}{I_p^2} \right) + \left| H_{\text{photon}} \right|^2 \left(\frac{S_{\text{photon}}}{\gamma_c^2} \right), \quad (\text{IV-17})$$

$$\text{où } H_{\text{pompe},i} = \frac{\delta I_i / I_i^{stat}}{\delta I_p / I_p^{stat}} \text{ et } H_{\text{photon},i} = \frac{\delta I_i / I_i^{stat}}{\delta \gamma_{c,i} / \gamma_{c,i}^{stat}}.$$

Intéressons-nous tout d'abord à la fonction de transfert liée aux fluctuations de photons. Nous insérons la perturbation dans le système d'équations (IV-3) à (IV-9) et après un développement linéaire au premier ordre, nous obtenons :

$$\delta I_i D_i(\omega) = T_i(\omega) \delta I_j + \delta \gamma_{c,i} I_i^{stat}. \quad (\text{IV-18})$$

Dans cette expression, nous avons :

$$D_x(\omega) = i\omega + \gamma_{c,x}^{stat} + \frac{\psi_x I_x^{stat}}{\gamma_{NL}} \frac{c}{2L} \left(1 + \frac{\gamma_{NL}}{i\omega + \gamma_{NL}} \right) - 2e\sigma \frac{c}{2L} \left[N_x^{stat} + A_x I_x^{stat} \right], \quad (\text{IV-19})$$

$$D_y(\omega) = i\omega + \gamma_{c,y}^{stat} - 2e\sigma \frac{c}{2L} \left[N_y^{stat} + A_y I_y^{stat} \right], \quad (\text{IV-20})$$

$$T_i(\omega) = \frac{c}{2L} 2e\sigma \kappa A_i I_i^{stat}, \quad (\text{IV-21})$$

$$A_i = -2\sigma \frac{N_i^{stat}}{i\omega + 2\sigma \left(I_i^{stat} + \kappa I_j^{stat} + I_{sat} \right)}. \quad (\text{IV-22})$$

Nous pouvons déjà noter au regard de D_y que l'intensité du mode y- n'est plus soumise à l'absorption non-linéaire contrairement à l'intensité du mode x-. Nous montrons également que l'évolution de l'intensité d'un mode est toujours dépendante de celle du mode polarisé orthogonalement. Cette dépendance est causée par le couplage des modes au sein du milieu actif.

Pour écrire les fonctions de transfert propres à chaque mode, nous gardons l'hypothèse que les fluctuations de photons provenant de l'émission spontanée amplifiée sont égales en moyenne et qu'elles ne sont pas corrélées entre elles :

$$\langle |\delta I_{sp,x}|^2 \rangle = \langle |\delta I_{sp,y}|^2 \rangle = \langle |\delta I_{sp}|^2 \rangle, \quad (IV-23)$$

$$\langle \delta I_{sp,x} \delta I_{sp,y}^* \rangle = 0. \quad (IV-24)$$

Les fonctions de transfert sont alors données par :

$$|H_{\text{photon},x}(\omega)|^2 = \left| \frac{\delta I_x / I_x^{\text{stat}}}{\delta \gamma_c / \gamma_c^{\text{stat}}} \right|^2 = (\gamma_c^{\text{stat}})^2 \frac{|T_x|^2 + |D_y|^2}{|D_x D_y - T_x T_y|^2}, \quad (IV-25)$$

$$|H_{\text{photon},y}(\omega)|^2 = \left| \frac{\delta I_y / I_y^{\text{stat}}}{\delta \gamma_c / \gamma_c^{\text{stat}}} \right|^2 = (\gamma_c^{\text{stat}})^2 \frac{|T_y|^2 + |D_x|^2}{|D_x D_y - T_x T_y|^2}. \quad (IV-26)$$

Nous procédons de même pour les perturbations apportées par le laser de pompe. Nous tenons compte de la possibilité que chaque mode puisse être soumis à des fluctuations différentes d'intensité de pompe $\delta I_{p,x}$ et $\delta I_{p,y}$. En moyenne, ces fluctuations sont égales et elles peuvent être corrélées en amplitude par un facteur ξ et en phase par un facteur φ .

$$\langle |\delta I_{p,x}|^2 \rangle = \langle |\delta I_{p,y}|^2 \rangle = \langle |\delta I_p|^2 \rangle, \quad (IV-27)$$

$$\langle \delta I_{p,x} \delta I_{p,y}^* \rangle = \xi \langle |\delta I_p|^2 \rangle e^{i\varphi}. \quad (IV-28)$$

Finalement, les fonctions de transfert pour les deux états propres s'écrivent :

$$|H_{pompe,x}(\omega)|^2 = \left| \frac{\delta I_x / I_x^{stat}}{\delta I_p / I_p^{stat}} \right|^2 = \left(\frac{I_p^{stat}}{I_x^{stat}} \right)^2 \frac{|T_x J_y|^2 + |D_y J_x|^2 + \xi(T_x J_y D_y^* J_x^* + T_x^* J_y^* D_y J_x)}{|D_x D_y - T_x T_y|^2}, \quad (IV-29)$$

$$|H_{pompe,y}(\omega)|^2 = \left| \frac{\delta I_y / I_y^{stat}}{\delta I_p / I_p^{stat}} \right|^2 = \left(\frac{I_p^{stat}}{I_y^{stat}} \right)^2 \frac{|T_y J_x|^2 + |D_x J_y|^2 + \xi(T_y J_x D_x^* J_y^* + T_y^* J_x^* D_x J_y)}{|D_x D_y - T_x T_y|^2}. \quad (IV-30)$$

IV. 4. c. Spectres de RIN théoriques

Nous pouvons d'ores et déjà mettre en application le modèle et vérifier si le comportement des pics de bruits se confirme lors de l'ajout de l'absorption non-linéaire. Pour modéliser la réponse du laser dans cette étude préliminaire, nous reprenons les paramètres décrits dans la section III. 3. c. i. correspondant aux valeurs typiques du laser Er,Yb bi-fréquence au sein duquel une séparation spatiale de 20 μm est introduite entre les états propres de polarisation. Les intensités stationnaires et les pertes linéaires intra-cavité sont prises égales pour les deux modes. Nous reproduisons dans un premier temps le spectre de RIN expérimental de la Figure 84 (a). Le taux de pertes intra-cavité est ajusté à $\gamma_c = 2,8.10^8 \text{ s}^{-1}$ pour faire correspondre les spectres théoriques et expérimentaux. Les spectres de RIN sans absorbant non-linéaire sont identiques pour les deux modes (voir Figure 86(b)) et sont en bon accord avec les spectres expérimentaux.

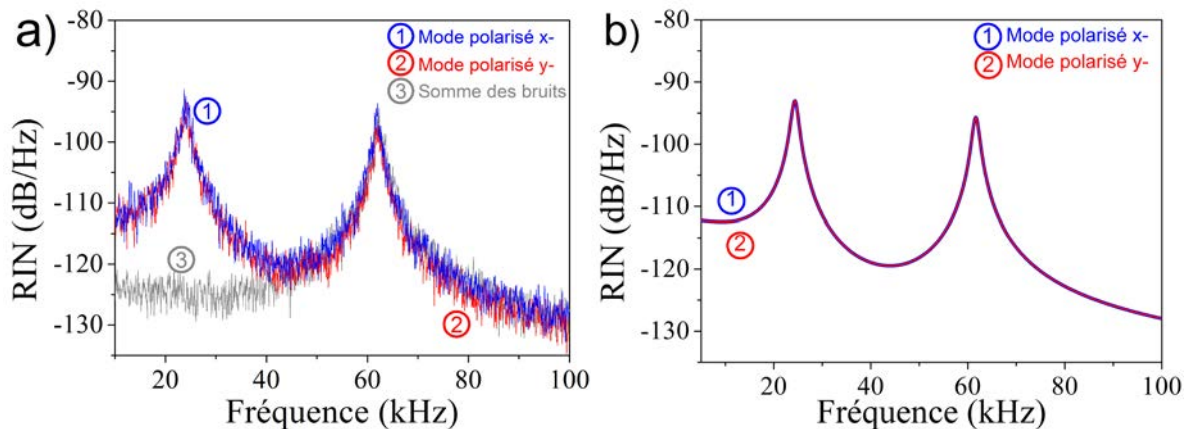


Figure 86 : Spectres de RIN du laser sans pertes non-linéaires a) expérimentaux et b) issus de la modélisation.

Ensuite, nous implémentons les pertes non-linéaires sur le mode polarisé suivant l'axe x-. Il est difficile d'estimer précisément le temps caractéristique du « buffer reservoir » induit par le SHGA. Cependant, comme nous l'avons démontré expérimentalement, l'absorption non-linéaire engendrée par un processus de SHG rend le mécanisme de réduction de bruit instantané au regard de la fréquence des fluctuations. Le processus non-linéaire est également plus rapide que le TPA qui est restreint, quant à lui, par le temps qu'il faut aux porteurs pour se recombinaison. Nous prendrons donc $\tau_{NL} = 1$ fs. Il faut noter qu'au niveau des équations, si ce temps est suffisamment court pour que le mécanisme agisse instantanément, l'équation d'évolution des pertes non-linéaires est éliminée adiabatiquement. Les pertes non-linéaires sont alors données par la valeur stationnaire :

$$P_x^{stat} = \frac{\psi_x I_x^{stat}}{\gamma_{NL}}. \quad (IV-31)$$

Dans ces conditions, c'est le rapport $\frac{\psi_x}{\gamma_{NL}}$ qui fixe l'efficacité du processus non-linéaire indépendamment des valeurs absolues ψ_x et γ_{NL} .

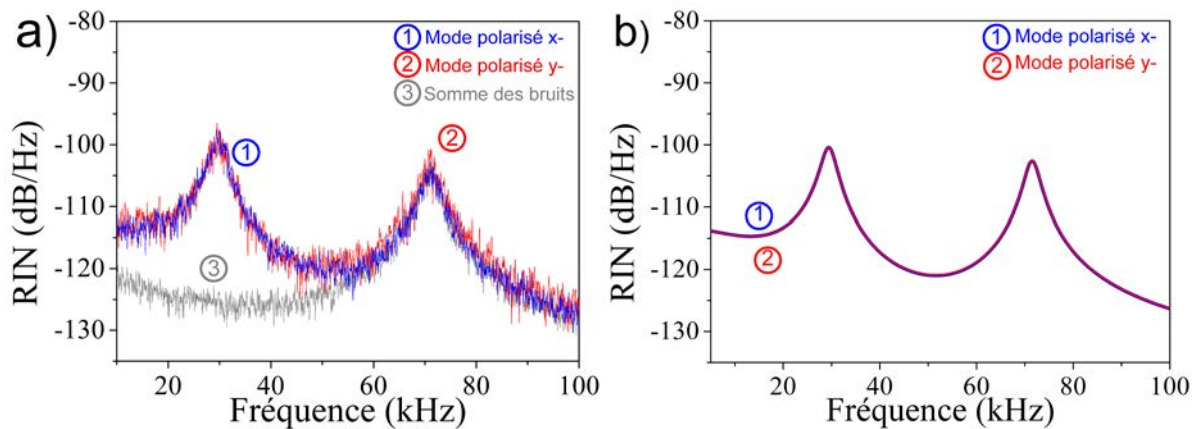


Figure 87 : Spectres de RIN du laser avec pertes non-linéaires sur le mode polarisé suivant l'axe x- a) expérimentaux et b) issus de la modélisation.

Les spectres de RIN théoriques sont tracés pour $\psi_x = 2 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$. Nous nous assurons que l'insertion des pertes non-linéaires ne diminue pas l'intensité du laser. Les spectres de RIN des modes polarisés x-(1) et y-(2) sont reportés sur la Figure 87 (b). Nous mettons en évidence une réduction des pics de bruits pour le mode x- identique à celle mesurée expérimentalement. Plus intéressant, nous remarquons que notre modèle prédit aussi l'amortissement des fluctuations d'intensité du mode polarisé orthogonalement sur lequel aucune perte non-linéaire n'est appliquée. Cette analyse théorique confirme donc les premières observations faites avec les cristaux de BBO.

Nous utilisons à présent notre modèle pour prédire l'évolution du RIN pour une efficacité plus grande du processus non-linéaire. Nous prenons ψ_x égal à $25 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$. Nous montrons sur les spectres de RIN de la Figure 88 qu'il est possible d'obtenir, en principe, une plus forte réduction des excès de bruit d'intensité de 15 dB à 20 dB. Nous mettons clairement en évidence que les deux modes sont affectés par cette diminution de bruit.

Nous pouvons apporter plus de précision sur ce comportement en regardant en détail les équations. En particulier, comme nous l'avons souligné avec l'expression (IV-17), l'interaction des modes dans le milieu actif provoque une transmission des perturbations d'intensité d'un mode à l'autre. Si nous stabilisons en intensité l'état propre x-, nous diminuons une source de bruit pour le mode polarisé suivant y-. Le couplage reporte ainsi l'effet du « buffer reservoir » sur le mode y-.

Néanmoins, nous mettons en évidence une dissymétrie dans les spectres de RIN des modes. Les pertes non-linéaires n'amortissent pas avec la même efficacité les pics de bruits pour les deux fréquences propres du laser. Nous n'avions pas constaté un tel comportement sur les spectres expérimentaux de la Figure 84 (b) puisque l'efficacité de SHG n'était pas suffisante.

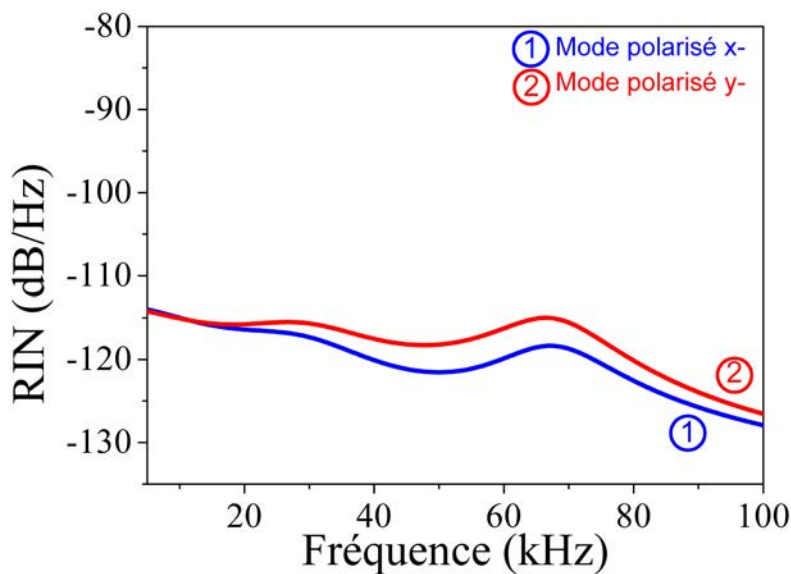


Figure 88 : Spectres de RIN théoriques pour $\psi_x = 25 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$.

Notre travail de modélisation confirme donc que la régulation d'intensité d'un laser bi-fréquence est possible par application de SHGA sur un mode. Dans la suite, nous chercherons à augmenter l'efficacité du SHG au sein du laser pour obtenir les réductions d'excès de bruits prédites. Nous nous appuierons à la fois sur les résultats expérimentaux et ceux issus du modèle pour tenter d'expliquer la dynamique du laser.

IV. 5. Utilisation du quasi-accord de phase

IV. 5. a. Laser mono-fréquence

Il existe plusieurs solutions pour d'obtenir une plus grande efficacité de SHG. Nous pourrions par exemple augmenter la longueur des cristaux de BBO mais cela nécessiterait d'agrandir la cavité. Cette solution ne se révèle pas idéale puisque, outre un fonctionnement monomode plus difficile à obtenir sur chaque mode, nous augmenterions l'encombrement du laser. Ce point peut s'avérer problématique pour des applications qui requièrent une intégration du système optique. De plus, il apparaît difficile dans notre cavité linéaire de réduire d'avantage le diamètre du faisceau à l'intérieur des cristaux. Une possibilité reposerait sur l'insertion d'une lentille intra-cavité afin de focaliser le faisceau dans les cristaux de BBO. Néanmoins, là encore, cette solution impliquerait une architecture de laser plus complexe et davantage de pertes linéaires.

Le changement du cristal non-linéaire utilisé est une étape nécessaire afin d'augmenter le rendement de conversion. Des cristaux comme le BIBO ou encore le LiNbO_3 permettent l'obtention d'un accord de phase de type I autour de $1,55 \mu\text{m}$ et présentent des coefficients non-linéaires supérieurs à celui du BBO avec respectivement $d_{\text{eff}} \approx 2,9 \text{ pm/V}$ [166-168] et $d_{\text{eff}} \approx 4 \text{ pm/V}$ [163,169-171]. Cependant, afin de pouvoir maximiser les non-linéarités, nous optons finalement pour l'utilisation de cristaux à quasi-accord de phase. En effet, bien que nous ayons écarté cette solution en raison des contraintes thermiques et d'implémentation dans le laser, un tel accord de phase par modulation périodique de la susceptibilité non-linéaire ne nous limite plus dans l'axe de coupe du cristal. Ainsi, nous pouvons choisir l'orientation du cristal souhaitée afin de bénéficier d'un fort coefficient non-linéaire. De plus, cette liberté nous donne la possibilité de venir annuler l'angle de « walk-off » entre les polarisations ordinaires et extraordinaires. Enfin, l'efficacité du doublage de fréquence est moins dépendante de l'orientation du cristal dans le laser.

IV. 5. b. Description du cristal

Dans notre cas, le quasi-accord de phase est réalisé avec un cristal de $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ (aussi noté $\text{MgO}:\text{PPLN}$ ou encore PPLN dans la suite du manuscrit) de 1 cm de long fournit par la société Covesion. L'avantage de ce cristal est qu'il possède une large ouverture de 1 mm rendant plus facile l'alignement avec le mode laser. Ce cristal est uniaxe négatif et appartient au groupe 3m. Ainsi, pour s'affranchir du « walk-off » et obtenir un fort coefficient non-linéaire, la direction de propagation de la lumière doit être perpendiculaire à l'axe optique du cristal. Dans ces conditions, d_{eff} est directement donné par le coefficient d_{33} du LiNbO_3 qui s'avère être supérieur aux autres coefficients non-linéaires de ce cristal [127,171]. Le doublage de fréquence s'effectue

pour deux photons polarisés parallèlement entre eux et alignés suivant les moments dipolaires du cristal. Le PPLN est donc compatible avec l'application de pertes sélectives en polarisation. Le faisceau de SHG possède une polarisation dans la même direction que celle des photons incidents à la longueur d'onde fondamentale. Les cristaux standards fournis par le fabricant comportent 5 réseaux parallèles entre eux. Chaque réseau possède sa propre période d'inversion, soit respectivement $\Lambda = 19,20 \mu\text{m}$, $\Lambda = 19,50 \mu\text{m}$, $\Lambda = 19,80 \mu\text{m}$, $\Lambda = 20,10 \mu\text{m}$ et $\Lambda = 20,40 \mu\text{m}$ (voir la Figure 89). Ces périodes d'inversion de la susceptibilité non-linéaire permettent de réaliser du SHG à des longueurs d'ondes allant de 1545 nm à 1615 nm. Nous analysons l'efficacité que l'on peut obtenir avec un tel cristal.

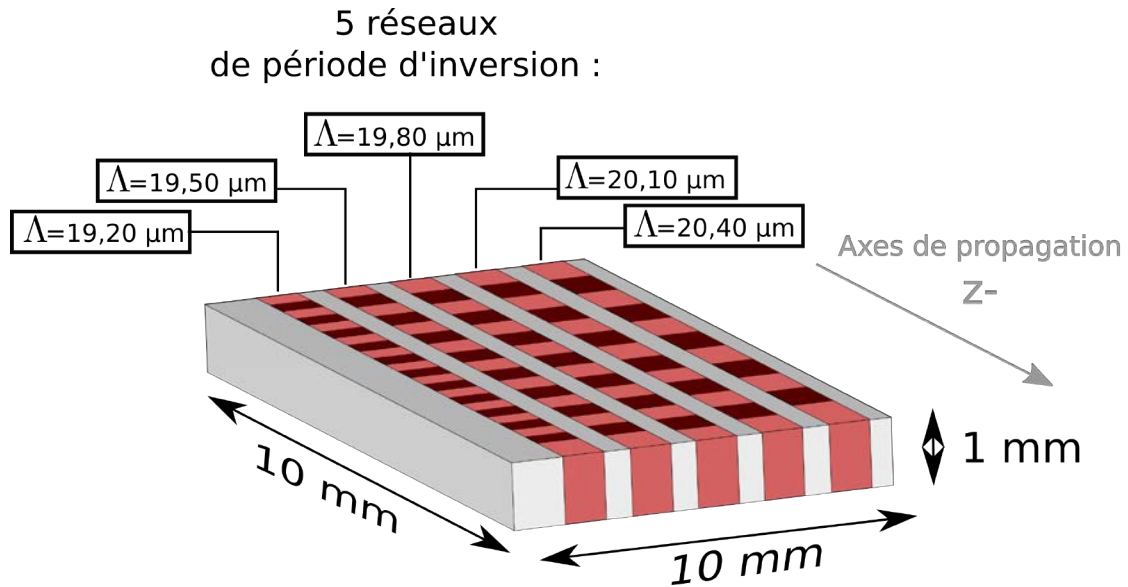


Figure 89 : Représentation du cristal MgO:PPLN avec les 5 réseaux dont les périodes d'inversion de susceptibilité non-linéaires sont différentes.

IV. 5. c. Rappel sur le quasi-accord de phase et discussion

En cas de désaccord de phase, l'intensité du faisceau doublé en fréquence est donnée par :

$$I_2 = \frac{\omega_2^2 d_{\text{eff}}^2 L^2}{2n_{\omega_2, e} n_{\omega_1, e}^2 c^3 \varepsilon_0} I_1^2 \text{sinc}^2 \left(\frac{\Delta k L}{2} \right). \quad (\text{IV-32})$$

Cette intensité est donc modulée sinusoïdalement tout au long de l'interaction au sein du cristal. Nous présentons sur la Figure 90 l'évolution de l'intensité en fonction de la distance de propagation au sein du cristal. Pour rendre compte de ce comportement, il est usuel de définir une longueur de cohérence qui correspond à la demi-période de la fonction sinusoïdale :

$$L_c = \frac{\pi}{\Delta k}. \quad (\text{IV-33})$$

L'intensité du faisceau doublé augmente tout d'abord en fonction de la distance de propagation de l'onde fondamentale. Pour une longueur de cohérence, le faisceau fondamental et doublé se déphasent de π . Pour une longueur de propagation supérieure, l'intensité du faisceau doublé décroît avant de recroître à nouveau lorsque l'onde fondamentale a parcouru deux fois L_c .

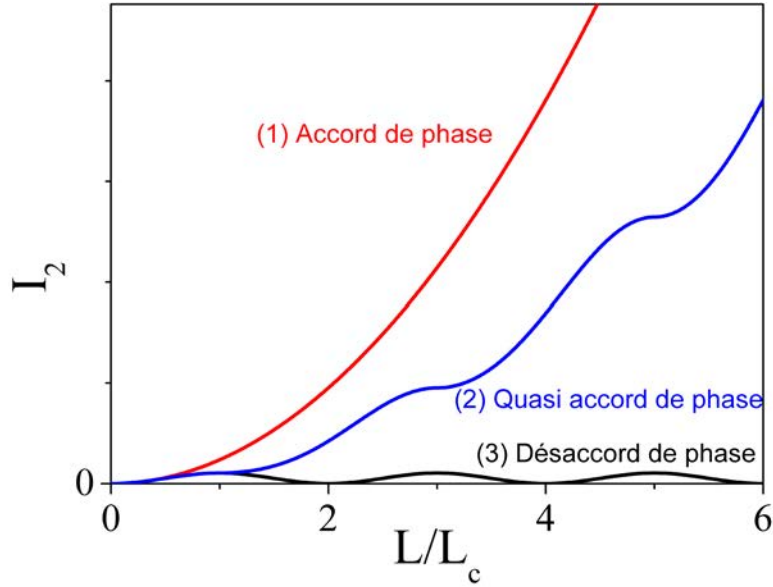


Figure 90 : Influence du désaccord de phase sur l'intensité du faisceau doublé en fréquence en fonction de la distance de propagation au sein du cristal normalisée par rapport à la longueur de cohérence. Les trois tracés sont obtenus (1) pour un accord de phase parfait, (2) pour un quasi accord de phase et (3) pour un désaccord Δk donné.

Pour résoudre ce problème, le quasi-accord de phase repose sur l'inversion périodique du signe de la susceptibilité non-linéaire. Cette inversion est réalisée tous les multiples de la longueur de cohérence. Dans le cas d'un quasi-accord de phase d'ordre 1 et en utilisant des approximations, l'efficacité de conversion est donnée par [107,172]:

$$\Gamma = \frac{\omega_2^2 d_Q^2 L^2}{2n_{\omega_2,e} n_{\omega_1,e}^2 c^3 \varepsilon_0} \frac{P_{Laser}}{\pi w^2}, \quad (IV-34)$$

où $d_Q = \frac{2d_{eff}}{\pi}$ et $\Lambda = \frac{2\pi}{k_2 - 2k_1} = 2L_c$. k_2 et k_1 sont respectivement les vecteurs d'ondes de l'onde doublée et fondamentale. ω_2 est la pulsation du faisceau doublé et L est la longueur du cristal. $n_{\omega_2,e}$ et $n_{\omega_1,e}$ sont les indices extraordinaires du cristal de PPLN respectivement à la longueur d'onde du faisceau doublé et à celle du laser.

La valeur du coefficient non-linéaire, réduite d'un facteur $2/\pi$ par rapport à l'accord de phase classique, est donc inférieure à celle que nous aurions pu espérer obtenir. Toutefois, cette valeur est estimée à $d_Q \approx 17$ pm/V [155,170,171,173] et reste largement supérieure aux d_{eff} que nous avons considéré avec l'accord de phase de type I. Avec une puissance laser de $P_{Laser} = 10$ mW et en tenant compte du redimensionnement du faisceau dans le cristal, nous estimons à $\Gamma = 0,15\%$ l'efficacité attendue.

Néanmoins, comme nous l'avons mentionné, une des limitations de l'utilisation du quasi-accord de phase, dans notre cas, réside dans sa dépendance à la température. En effet, un échauffement du cristal entraîne un changement des indices optiques et également une dilatation du cristal. De ce fait, pour une période donnée d'inversion de susceptibilité, la longueur d'onde réalisant un accord de phase optimal évolue avec la température (voir Figure 91).

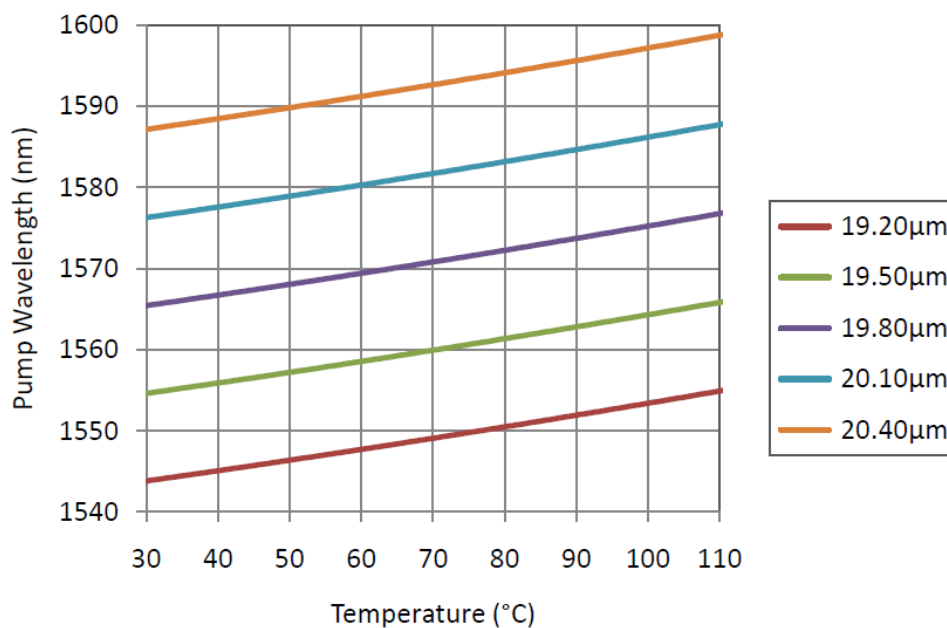


Figure 91 : Dépendance de la longueur d'onde en accord de phase en fonction de la température du cristal pour les différentes périodes d'inversion. Figure fournie par le revendeur et extraite de [174].

Bien que nous pouvons supposer que le cristal non-linéaire se thermalise dans la cavité, il est difficile d'estimer sa température de fonctionnement et donc de calculer précisément la période d'inversion nécessaire. C'est d'autant plus vrai si nous souhaitons modifier la longueur d'onde du laser. Ce point peut donc s'avérer problématique mais nous tenons à rappeler que nous cherchons de faible efficacité d'absorption par SHG. Nous calculons donc la tolérance spectrale de l'accord de phase pour différentes températures et analysons son influence sur la conversion optique. L'objectif est de vérifier si, bien que possiblement réduite, l'efficacité de doublage reste

supérieure à celle du BBO pour une gamme de longueurs d'onde donnée. De ce fait, nous pourrions éviter de placer le cristal à l'intérieur d'un four pour réguler sa température ce qui augmenterait la complexité et l'encombrement du laser.

La tolérance spectrale est décrite par Fejet et al. dans [172] et s'écrit en considérant la largeur totale autour de la longueur d'onde de référence pour laquelle l'accord de phase est maximale :

$$\delta\lambda = \frac{\lambda_0 \Delta k'}{2\pi} \left(\frac{n_{\omega_2,e} - n_{\omega_1,e}}{\lambda_0} + \frac{\partial n_{\omega_1,e}}{\partial \lambda} - \frac{1}{2} \frac{\partial n_{\omega_2,e}}{\partial \lambda} \right)^{-1}, \quad (\text{IV-35})$$

où $\Delta k' = \Delta k - \frac{2\pi m}{\Lambda}$ et m l'ordre d'inversion du cristal. La valeur des indices extraordinaires $n_{\omega_2,e}$ et $n_{\omega_1,e}$ sont déduites de la formule donnée par Jundt dans [175]. Nous calculons la tolérance en longueur d'onde correspondant à des réductions de l'efficacité de SHG d'un facteur 2, 4, 8, 16 et 32 par désaccord de phase $\Delta k'$. Ces réductions nous donnent des efficacités respectives de 0,075 %, 0,038 %, 0,019 %, 0,009 % et 0,005%, soit supérieures ou du même ordre de grandeur à ce que nous avons obtenu dans le cas du laser mono-fréquence avec le BBO. Nous effectuons les calculs pour différentes températures du cristal en adaptant la longueur d'onde du mode central λ_0 d'après la Figure 91. Nous considérons le réseau de période $\Lambda = 19,2 \mu\text{m}$.

Efficacité	$\Gamma = 0,075\%$	$\Gamma = 0,038\%$	$\Gamma = 0,019\%$	$\Gamma = 0,009\%$	$\Gamma = 0,005\%$
$T = 30 \text{ }^\circ\text{C}$ $\lambda_0 = 1544 \text{ nm}$	2,57 nm	3,5 nm	4,12 nm	4,57 nm	4,90 nm
$T = 50 \text{ }^\circ\text{C}$ $\lambda_0 = 1546 \text{ nm}$	2,57 nm	3,5 nm	4,13 nm	4,57 nm	4,90 nm
$T = 80 \text{ }^\circ\text{C}$ $\lambda_0 = 1550 \text{ nm}$	2,58 nm	3,51 nm	4,13 nm	4,58 nm	4,92 nm
$T = 100 \text{ }^\circ\text{C}$ $\lambda_0 = 1553 \text{ nm}$	2,58 nm	3,52 nm	4,14 nm	4,59 nm	4,92 nm

Tableau 4 : Tolérance spectrale en considérant différent facteurs de réduction de l'efficacité de SHG et pour différentes températures.

Nous faisons ressortir du Tableau 4 que, pour chaque température, un décalage maximum d'environ $\pm 2 \text{ nm}$ à partir de la longueur d'onde en accord de phase nous ramène à une efficacité

similaire à celle du BBO. En-dessous de cet écart, le rendement de SHG sera supérieur. Cette tolérance est acceptable et nous devrions pouvoir augmenter l'efficacité de SHG par rapport au cristal de BBO. Nous devons néanmoins adapter, en fonction de la température du cristal, la longueur d'onde du mode laser pour qu'elle soit dans cet intervalle. Rappelons qu'un avantage majeur du PPLN par rapport au BBO reste que nous n'avons plus besoin de compenser le « walk-off » et qui imposait l'utilisation de deux cristaux non-linéaires. Nous étudions tout d'abord la mise en œuvre d'un cristal de PPLN dans un laser mono-fréquence.

IV. 5. d. Expérience

Nous avons présenté les différentes contraintes notamment thermiques que comporte l'utilisation d'un quasi-accord de phase. Avant d'insérer le cristal de PPLN au sein du laser bi-fréquence, nous cherchons à vérifier que nous accédons à des efficacités de doublage compatibles avec la réduction de bruit d'intensité. Pour cela, nous considérons le laser Er,Yb:verre en fonctionnement mono-fréquence. La configuration du laser est similaire à celle de la Figure 76 avec une cavité longue de 5,2 cm. Le laser de pompe est quant à lui remplacé par une diode laser monomode. Celle-ci provient de 3S Photonics et fournit au maximum 1 W. Nous nous limiterons à 450 mW de puissance portée sur le milieu actif dans la suite. Le cristal non-linéaire est placé proche du milieu actif, là où le mode laser est le plus petit, afin d'optimiser l'efficacité de doublage (voir la Figure 92).

Dans notre configuration, le mode polarisé suivant l'axe x- produit le faisceau de seconde harmonique et est donc directement concerné par l'absorption non-linéaire. L'orientation de l'étalon de YAG de 1 mm de long nous permet de sélectionner précisément la longueur d'onde du mode oscillant. Nous la fixons à $\lambda = 1545,1$ nm. Le spectre optique est présenté sur la Figure 92 (b). En présence du MgO:PPLN, la puissance de sortie du laser est de 7,5 mW.

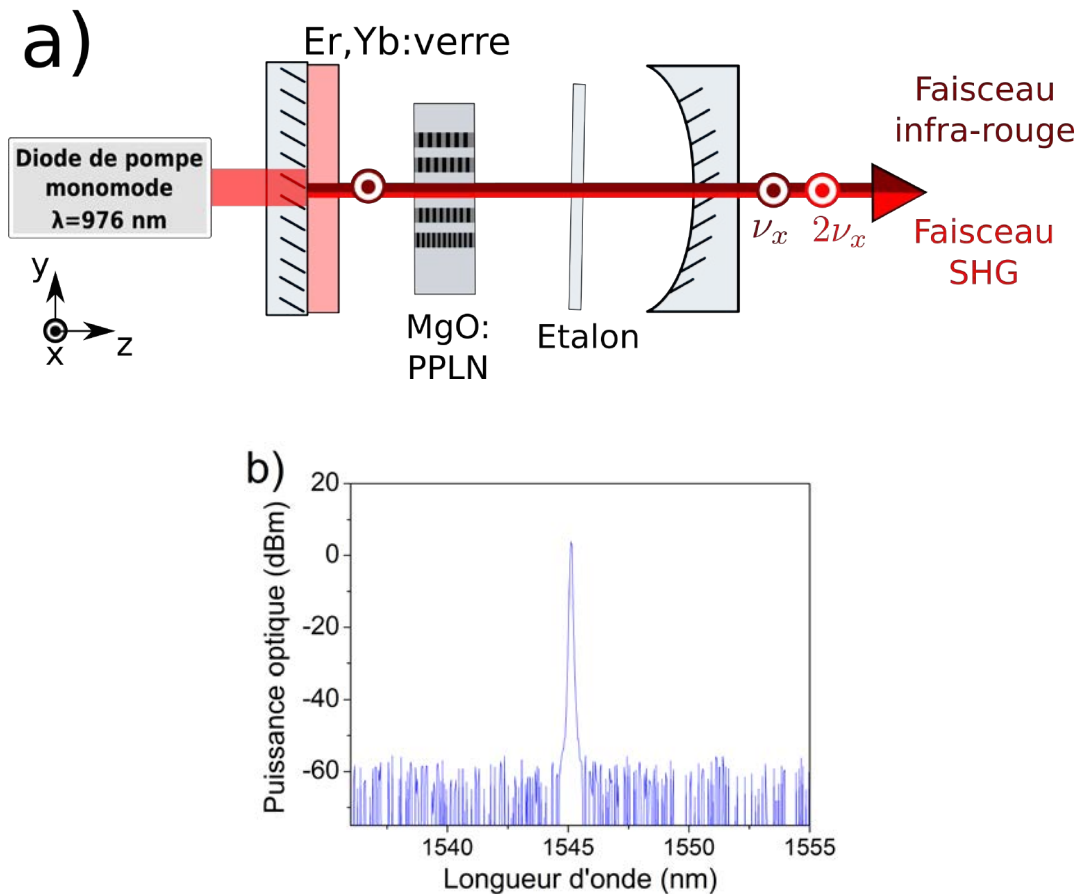


Figure 92 : a) Schéma du laser mono-fréquence Er,Yb avec le cristal non-linéaire MgO:PPLN de 1 cm de long. b) Spectre optique du laser mono-fréquence avec PPLN (Résolution : 0,07 nm, VBW : 10 kHz).

Dans ces conditions, nous obtenons une efficacité de SHG maximale de $\eta = 0,12\%$. A noter que la puissance du faisceau de seconde harmonique produit est relativement stable dans le temps ce qui confirme que le cristal se thermalise bien dans la cavité. Nous illustrons cela dans la Figure 93 où l'efficacité du doublage de fréquence est acquise sur 8 minutes. L'écart type est de 0,003% pour une efficacité moyenne de SHG de 0,074% dans cet exemple. L'efficacité obtenue et sa stabilité montrent que nous pouvons nous affranchir d'une régulation en température.

Nous mesurons les spectres de RIN pour différentes efficacités du processus non-linéaire à l'aide du banc de mesure présenté sur la Figure 78. Pour faire varier l'efficacité, nous translatons le cristal le suivant l'axe y- pour changer le réseau dans lequel le faisceau se propage et ainsi modifier l'accord de phase. En modifiant très légèrement l'orientation du cristal, nous pouvons faire varier la longueur de propagation du faisceau dans le PPLN et adapter plus finement l'efficacité. Les spectres de RIN sont représentés sur la Figure 94.

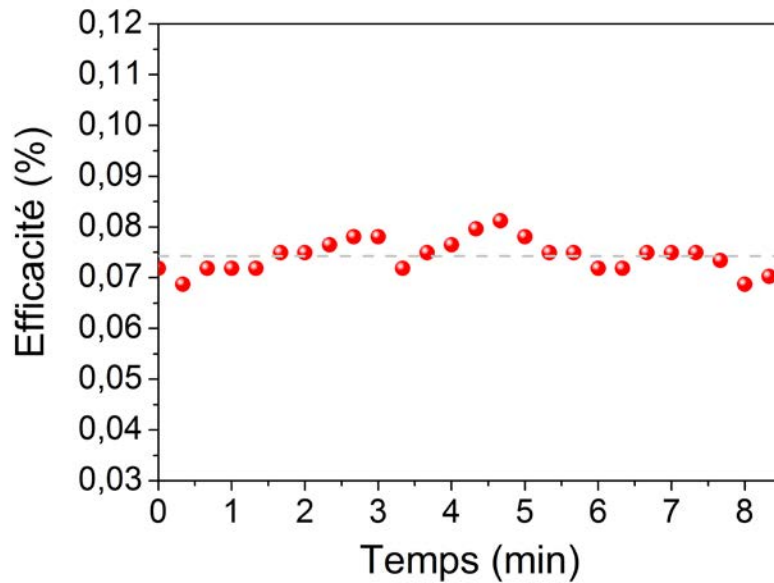


Figure 93 : Mesure de l'efficacité de SHG en fonction du temps.

Tout d'abord, notons que pour une efficacité de SHG quasi nulle, la fréquence des oscillations de relaxation est mesurée à 138 kHz. Cette fréquence est supérieure à celles obtenues dans nos spectres de RIN antérieurs pour lesquelles le pic d'oscillation de relaxation apparaissait plutôt dans la gamme de quelques dizaines de kHz. Nous attribuons cette augmentation au pompage optique qui est plus efficace avec la diode laser monomode. Le pic de bruit d'intensité possède une amplitude de -100 dB/Hz. Nous reproduisons les mesures pour des efficacités de $\Gamma = 0,003\%$; $0,005\%$; $0,016\%$; $0,031\%$ et $0,12\%$. Pour chaque efficacité, nous vérifions que le SHGA n'influe pas sur la puissance du laser. Avec l'augmentation de l'efficacité, nous obtenons une réduction prononcée du bruit à la fréquence des oscillations de relaxation. Ainsi pour $\Gamma = 0,12\%$, les fluctuations d'intensité sont réduites de 40 dB.

Nous montrons que l'emploi de PPLN est compatible avec l'approche « buffer reservoir ». Ce type de cristal nous donne accès à de plus grandes efficacités de conversion sans complexifier la structure du laser Er,Yb. Malgré les tolérances spectrales et thermiques du quasi-accord de phase, les efficacités obtenues permettent des réductions de bruit bien supérieures à celles obtenues avec l'accord de phase classique dans le BBO.

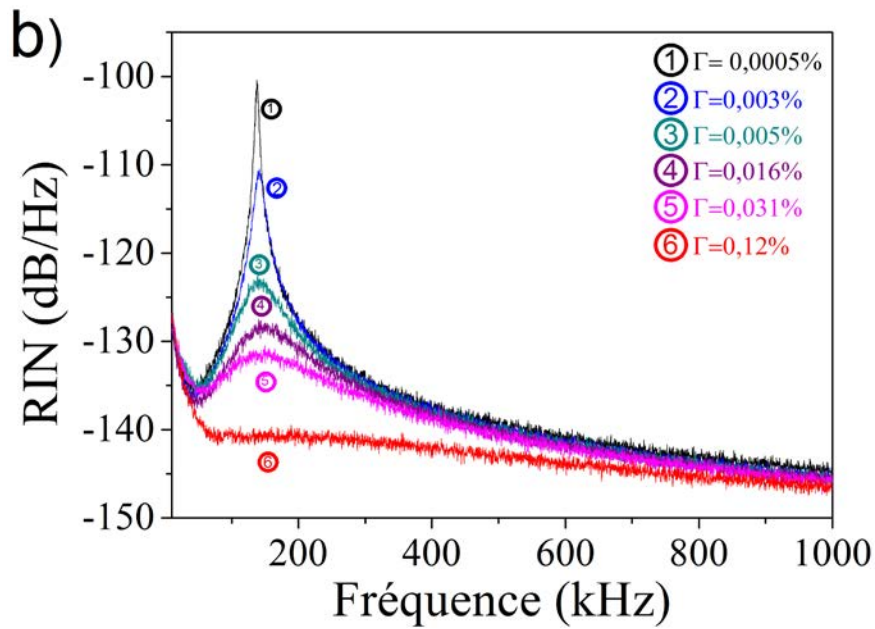
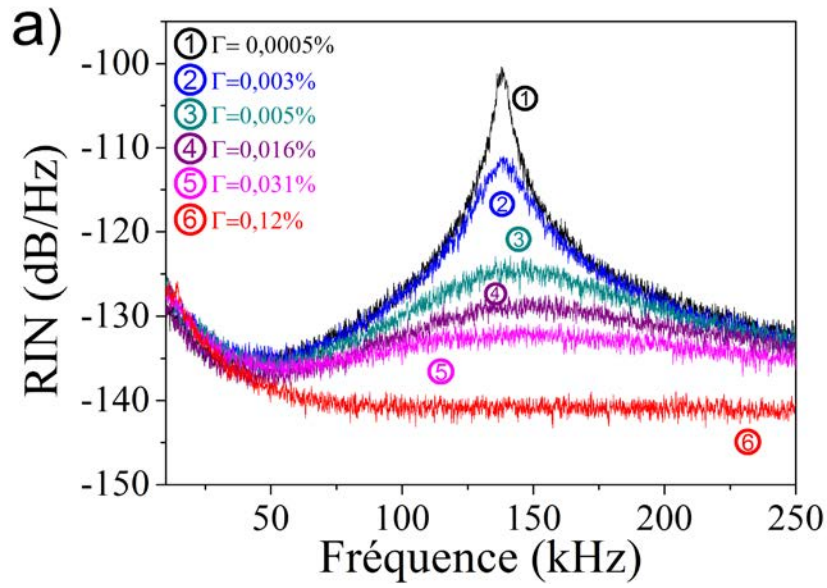


Figure 94 : Spectre de RIN du laser avec PPLN pour différentes efficacités de SHG (RBW : 100 Hz, $I_{\text{pnd}}=1$ mA).

IV. 6. Laser bi-fréquence avec SHGA par emploi d'un cristal de PPLN

IV. 6. a. Réalisation du laser et bruit d'intensité

Nous passons à présent au fonctionnement bi-fréquence. Afin de faciliter l'oscillation simultanée des deux fréquences propres, nous insérons un cristal d' YVO_4 de 200 μm d'épaisseur entre le MgO:PPLN et le milieu actif. Les modes sont ainsi séparés de 20 μm dans le milieu actif mais sont recombinés spatialement dans le MgO:PPLN .

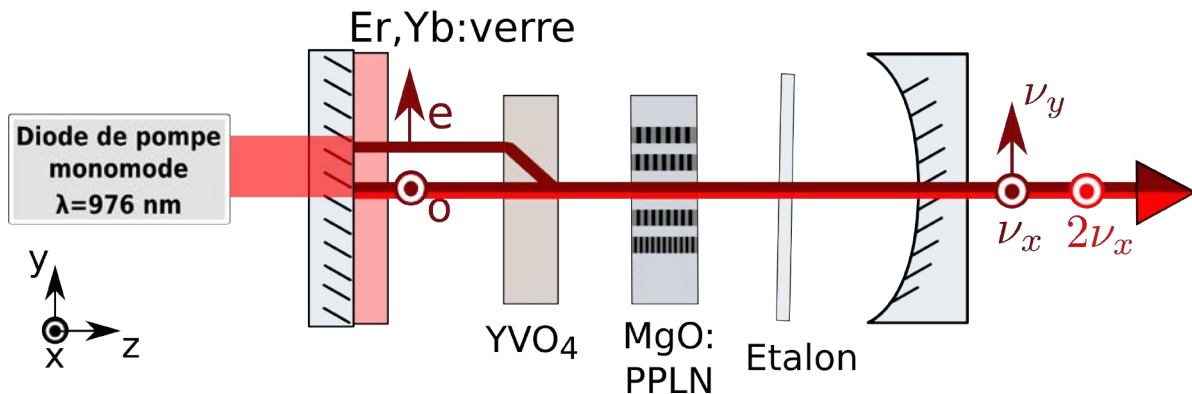


Figure 95 : Schéma du laser bi-fréquence Er,Yb :verre. Le fonctionnement bi-fréquence est renforcé en utilisant un cristal biréfringent YVO_4 découplant les modes propres dans le milieu actif. Le SHGA est obtenu avec un cristal de MgO:PPLN de 1 cm de long. Seul le mode polarisé suivant x- subit le SHGA.

Dans notre configuration, seul le mode polarisé suivant x- est aligné avec les moments dipolaires du cristal et produit du SHG. De ce fait, bien que les deux modes de polarisations orthogonales soient spatialement superposés dans le PPLN, nous appliquons des pertes non-linéaires sélectives et uniques sur une polarisation propre du laser.

Nous faisons l'acquisition du RIN du laser sans SHGA. Pour cette mesure, nous gardons le cristal de PPLN dans la cavité afin d'avoir des mesures comparables. Pour diminuer au maximum le doublement de fréquence, nous translatons le PPLN le long de l'axe y- afin de choisir une période d'inversion défavorable pour l'accord de phase aux deux fréquences propres du laser. Nous noterons que, même dans ces conditions, nous mesurons toujours un résidu de faisceau doublé en fréquence sur la photodiode. Les longueurs d'onde des modes x- et y- sont reportées sur le spectre optique de la Figure 96 (a) et sont égales à 1546,3 nm et 1566,7 nm. La puissance optique en sortie de laser de chacun des modes est de 1,7 mW.

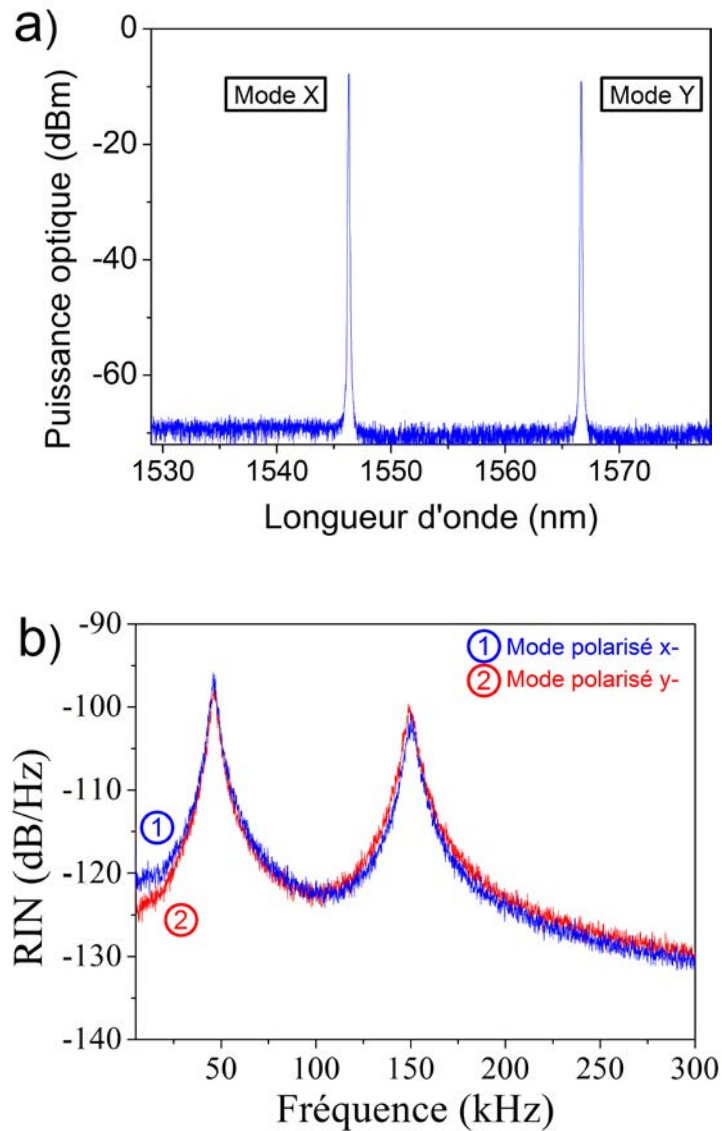


Figure 96 : a) Spectre optique du laser bi-fréquence. b) Spectres de RIN des polarisations propres du laser sans SHGA (RBW : 100 Hz, $I_{phd}=0,6$ mA).

Nous mesurons les pics de bruit d'anti-phase et en-phase à 47 kHz et 152 kHz sur les spectres de RIN des deux modes caractéristiques de l'oscillation bi-fréquence couplée. Nous venons à présent augmenter le rendement du doublage de fréquence en modifiant le réseau avec lequel interagissent les modes laser. Nous nous assurons que la puissance du laser reste inchangée. En plaçant un polariseur en amont de la photodiode Si, nous vérifions que le faisceau de seconde harmonique possède une polarisation linéaire suivant x- confirmant que le mode y- n'est pas doublé en fréquence. Nous pouvons d'ailleurs mettre en évidence ce résultat en excitant successivement un mode propre puis le second. Pour cela, nous translatons le faisceau de pompe dans le milieu actif ce qui nous permet de favoriser l'inversion de population d'un mode sans changer l'alignement du laser ni du PPLN. Lorsque c'est le mode y- qui oscille seul dans la cavité (voir Figure 97 (a)), nous ne mesurons pas de signal de seconde harmonique sur la photodiode.

Le spectre de RIN de la Figure 97 (b) montre la présence du pic de bruit à la fréquence des oscillations de relaxations à 170 kHz. A l'inverse, si nous déplaçons le faisceau de pompe pour n'exciter que le mode x- (voir Figure 97(c)), le cristal PPLN génère un faisceau doublé en fréquence avec une efficacité $\Gamma = 0,042\%$ pour 3,7 mW de puissance laser. Comme montré sur le spectre de RIN de la Figure 97 (d), le mode x- ne présente plus d'excès de bruit d'intensité. La diminution du RIN est de 35 dB du pic de bruit par rapport au mode polarisé orthogonalement. Ces mesures prouvent que le SHGA agit bien comme un « buffer reservoir » dans cette architecture de laser et surtout qu'il n'est efficace que pour un seul des deux modes propres.

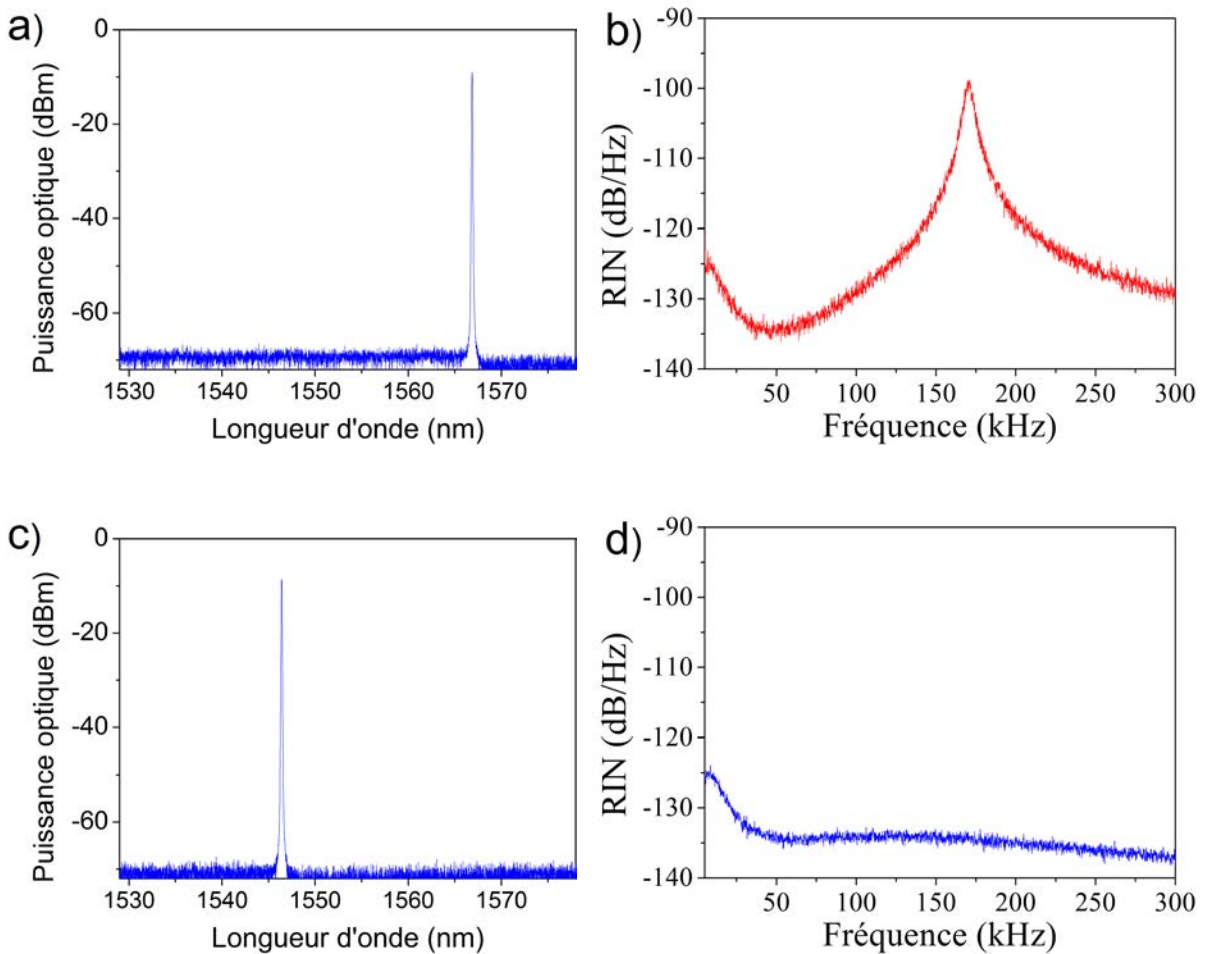


Figure 97 : a) Spectre optique du laser lorsque seul le mode y- oscille (Résolution : 0,07 nm). b) Spectre de RIN du mode polarisé y- (RBW : 100 Hz $I_{phd}=0,6$ mA,). c) Spectre optique du laser lorsque seul le mode x- oscille. d) Spectre de RIN du mode polarisé x- (RBW : 100 Hz, $I_{phd}=0,6$ mA).

Nous réajustons le faisceau de pompe pour entretenir l'oscillation simultanée des deux états de polarisation propre du laser. La puissance optique de chacun des modes est équilibrée à 1,7 mW. A partir du signal recueilli sur la photodiode Si, nous déduisons une efficacité de doublage de $\Gamma = 0,014\%$. Cette efficacité est supérieure à celle que nous avons obtenue avec le BBO en

régime bi-fréquence (i.e. $\Gamma = 0,002\%$) et nous conforte donc dans le choix du quasi-accord de phase.

En présence du mécanisme de SHGA au sein de la cavité, nous montrons une forte réduction des bruits d'intensité du mode x- directement concerné par l'absorbant non-linéaire (Figure 98). Les pics d'anti-phase et en-phase sont amortis respectivement de 24 dB et de 19 dB. De plus, l'analyse du RIN du mode y- nous montre que les excès de bruit sont également réduits pour ce mode bien que nous n'appliquions aucune perte non-linéaire sur celui-ci. La disparition du bruit d'anti-phase sur le mode x- confirme d'ailleurs cette observation.

Ces résultats sont en concordance avec les prédictions de notre modèle. En effet, nous avons émis l'hypothèse que l'effet du « buffer reservoir » pouvait être transféré d'un mode à l'autre à travers leur couplage dans le milieu actif. La stabilisation en intensité des deux états propres de polarisation nous prouve que cette transmission est réelle. Nous remarquons cependant que l'effet des pertes non-linéaires sur le bruit d'intensité n'est pas identique pour les deux modes. La principale différence se situe sur l'amplitude du pic de bruit en-phase qui est réduit de 19 dB pour le mode x- soumis au SHGA et de 13 dB pour le mode y-. Ce comportement que nous avons déjà observé dans notre étude théorique préliminaire est donc confirmé expérimentalement.

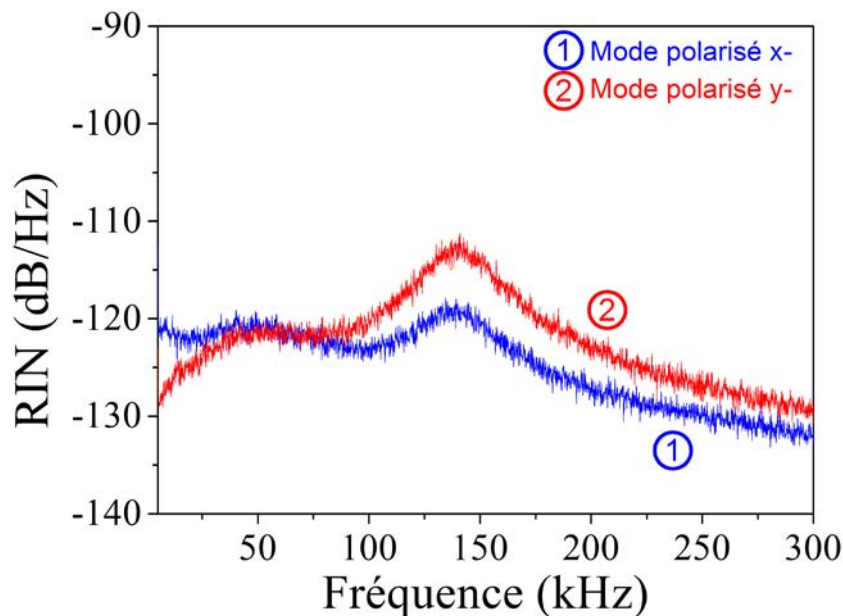


Figure 98 : Spectres de RIN des polarisations propres du laser avec SHGA (RBW : 100 Hz, $I_{phd}=0,6$ mA).

Nous démontrons donc que l'insertion de SHGA sur un seul mode permet de réduire fortement l'ensemble des bruits résonant d'un laser bi-fréquence et nous permet de simplifier grandement l'architecture du laser. Néanmoins, comme nous pouvons le voir, le pic de bruit en-phase du

mode y- ne subit pas la même réduction que pour le mode x-. Nous sommes donc en droit de nous questionner sur les raisons de cette différence. Dans la partie suivante, nous chercherons à analyser en profondeur la dynamique du laser. Ceci nous permettra de vérifier s'il est possible d'atteindre une réduction identique du bruit d'intensité pour les deux états propres.

IV. 6. b. Discussion sur la dynamique du laser et la réduction de bruit

Nous nous appuyons sur notre modèle pour nous aider à décrire le comportement du laser. La simulation permet de changer plus aisément l'efficacité des non-linéarités insérées et d'en étudier les conséquences sur le bruit d'intensité. Dans un premier temps, il convient de nous assurer des différents paramètres des équations d'évolutions permettant de reproduire les spectres de RIN mesurés sans et avec SHGA. Nous conservons la valeur de la plupart des paramètres considérés précédemment. Les paramètres utilisés pour la modélisation sont précisés dans le Tableau 5. Nous ajustons le taux de saturation croisé à $\kappa = 0,83$. Le taux de pertes intra-cavité est calculé en prenant $\gamma_c = 1,93 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ sans SHGA et $\gamma_c = 1,87 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ avec SHGA.

Paramètre du laser	Notation	Valeur	Paramètre du laser	Notation	Valeur
Taux de saturation croisé	κ	0,83	Concentration d'Er ³⁺	N_{Er}	$1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$
Epaisseur du milieu actif	e	1,5 mm	Concentration d'Yb ³⁺	N_y	$20 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$
Longueur de la cavité	L	5,2 cm	Section efficace de l'Er ³⁺	σ	$6 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$
Longueur d'onde laser	λ	1,55 μm	Section efficace de l'Yb ³⁺	σ_y	$10 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$
Coefficient de transfert d'énergie	k_{TR}	$8 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	Puissance de la diode de pompe	P_p	450 mW
Temps de vie de l'inversion de population	$\tau_{Er} = \frac{1}{\gamma}$	$6,5 \cdot 10^{-3} \text{ s}$	Longueur d'onde de pompe	λ_p	976 nm
Temps de vie des ions Yb ³⁺ dans le niveau excité	$\tau_{Yb} = \frac{1}{\gamma_{Yb}}$	$1 \cdot 10^{-3} \text{ s}$	Rayon du faisceau de pompe	r_p	40 μm

Tableau 5 : Paramètres utilisés pour la modélisation du laser bi-fréquence en présence de SHGA.

Le RIN du laser de pompe monomode peut être assimilé à un bruit blanc dans la gamme de fréquence d'intérêt. Nous avons mesuré ce RIN à -123 dB/Hz. Nous en déduisons $\frac{S_{pompe}}{I_p^2}$. La

valeur de $\frac{S_{photon}}{\gamma_c^2}$ est prise égale à $6 \cdot 10^{-18} \text{ Hz}^{-1}$. Nous noterons que l'utilisation de la diode

laser de pompe monomode donne en principe un profil spatial d'intensité homogène de la pompe dans le milieu actif. En conséquence, cette homogénéité induit une forte corrélation en amplitude ξ entre les fluctuations de pompe vues par les modes propres $\delta I_{p,x}$ et $\delta I_{p,y}$. Nous considérerons donc ξ proche de 1.

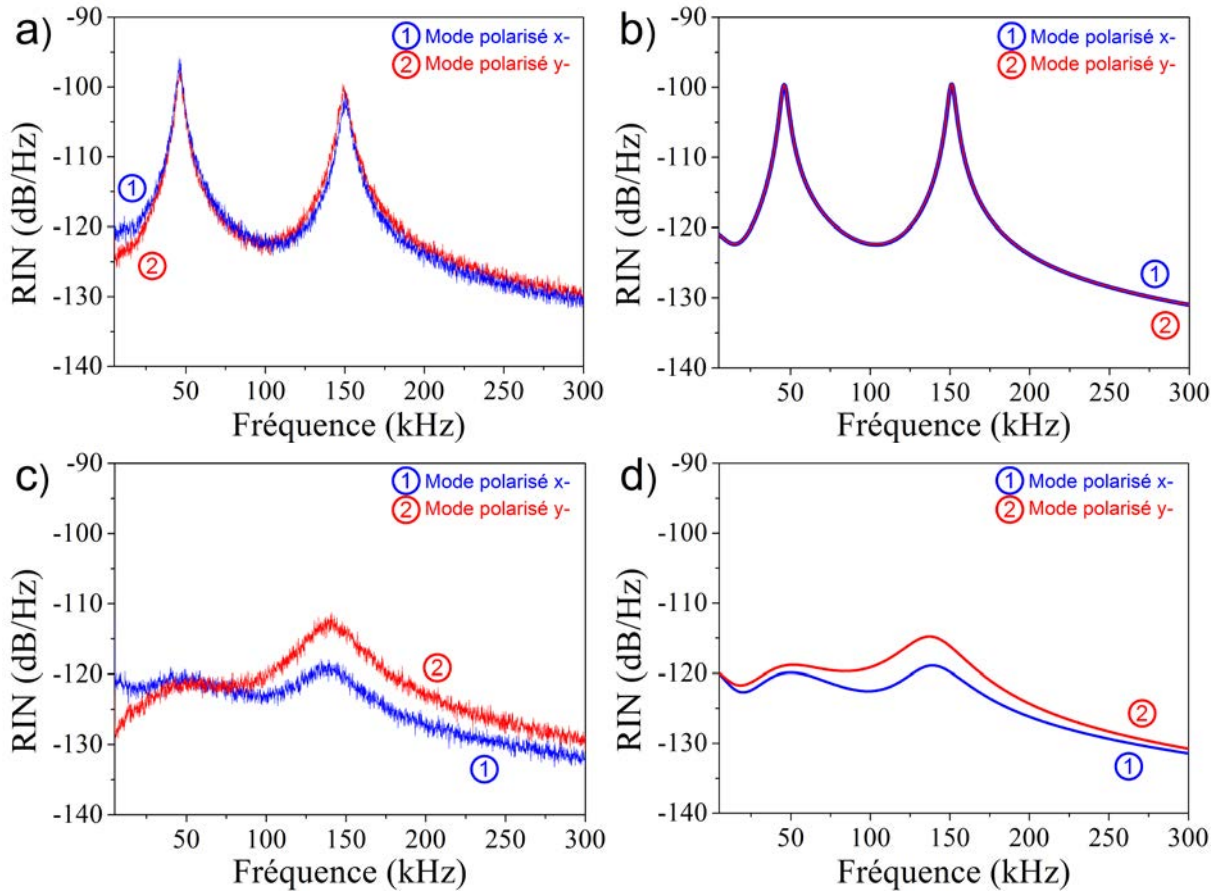


Figure 99 : a) Spectres de RIN expérimental et b) théoriques sans SHGA. c) Spectres de RIN expérimentaux et d) théoriques avec SHGA.

Comme présenté sur la Figure 99, les RIN issus de la simulation retranscrivent fidèlement le comportement du laser mesuré. En particulier, l'amplitude des deux pics de résonances est retranscrite avec précision que ce soit sans ou avec le processus d'absorption non-linéaire. Comme mesuré expérimentalement, nous obtenons un amortissement du bruit d'anti-phase plus prononcé que celui du bruit en-phase. De plus, bien que nous ayons pris des paramètres initiaux similaires pour les deux modes (voir Figure 99 (b)), $\psi_x = 10 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$, nous observons à nouveau une réduction inégale de leur bruit d'intensité sur la Figure 99 (d). D'autre part, il est intéressant de mentionner que même si nous considérons que le SHGA est inefficace pour le spectre de RIN de la Figure 99 (a), nous devons prendre des pertes non-linéaires non nulles dans le modèle, c'est-à-dire $\psi_x = 0,5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$, pour obtenir un bon accord entre les spectres. Ceci

indique que les pics de bruits sont déjà faiblement amortis dans cette configuration, en accord avec le fait que le cristal de PPLN est toujours présent dans la cavité laser.

Connaissant les paramètres relatifs à notre laser bi-fréquence, nous simulons l'évolution du RIN pour différentes efficacités de pertes non-linéaires sur la Figure 100. Nous considérons des efficacités théoriques allant de $\psi_x = 0 \text{ cm}^2$ à $\psi_x = 20 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$, soit supérieure à celle réalisée expérimentalement.

Nous montrons tout d'abord que l'amplitude des pics de bruit est plus élevée de 8 dB lorsque nous n'introduisons aucun absorbant. C'est cette amplitude que nous aurions pu mesurer en l'absence totale de SHGA dans la cavité. Les réductions de bruit d'intensité que nous obtenons sont donc en réalité plus fortes d'environ 8 dB que celle que nous avons mentionnée précédemment. Par la suite, nous mettons en évidence que les spectres de RIN des deux modes ne sont plus identiques à partir de $\psi_x = 2 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$. Pour des efficacités supérieures, les fluctuations d'intensité en anti-phase et en-phase continuent de s'amortir pour les deux états propres mais de manière différente. Pour $\psi_x = 10 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$, le bruit en-phase du mode y- atteint une limite à -115 dB/Hz et ne subit plus de réduction à la différence du mode x-. Lorsque nous augmentons encore l'efficacité d'absorption non-linéaire, le bruit d'anti-phase s'annule totalement pour les deux modes. Enfin, les fluctuations d'intensité en-phase du mode x- atteignent elles-aussi un seuil et ne sont jamais entièrement réduites. Ce comportement est mis en évidence dans les Figure 101 (a) et (b) qui présentent l'évolution de l'amplitude des pics en-phase et d'anti-phase en fonction de de l'efficacité des pertes non-linéaires ψ_x . Nous montrons que la réduction du bruit en anti-phase pour les deux modes évolue de façon quasi similaire jusqu'à atteindre une diminution prononcée d'au moins 30 dB. Au contraire, nous voyons clairement que l'effet du « buffer reservoir » sur le bruit en-phase du mode x- et y- n'est pas identique. L'amplitude du pic diminue tout d'abord de façon identique pour les deux modes puis nous voyons à partir de $\psi_x = 10 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$ que la réduction du bruit en-phase du mode y- est à son maximum. Au contraire, le pic de bruit du mode x- continue quant à lui à s'amortir. Nous pouvons constater même une légère remontée d'amplitude des fluctuations en-phase du mode y- pour des efficacités de pertes non-linéaires supérieures.

On peut noter d'autre part sur la Figure 100 le décalage en fréquence du pic de bruit en-phase de 150 kHz à 124 kHz avec l'augmentation de ψ_x .

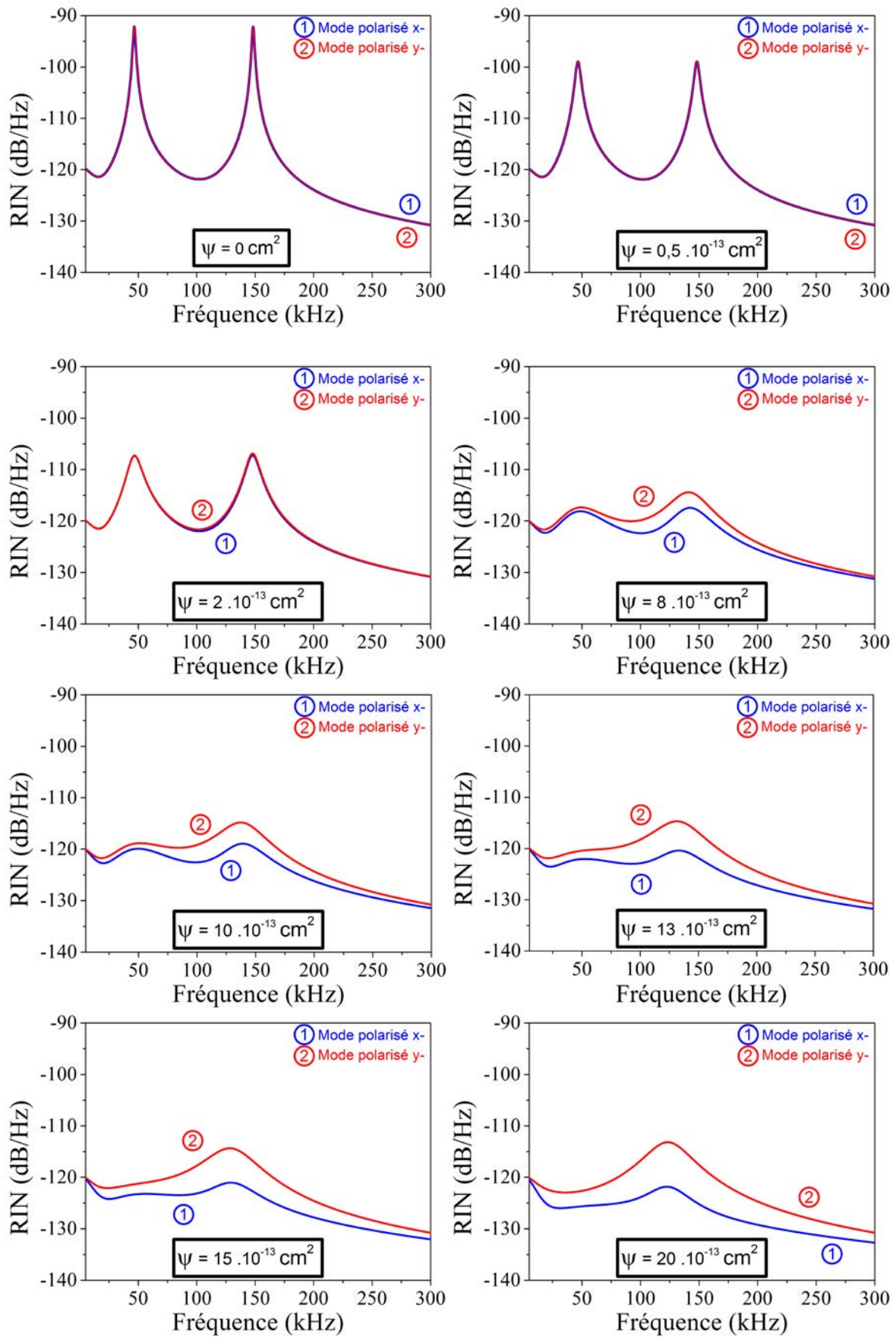


Figure 100 : Evolution théorique des spectres de RIN du laser bi-fréquence pour différentes efficacités des pertes non-linéaires introduites sur le mode x-.

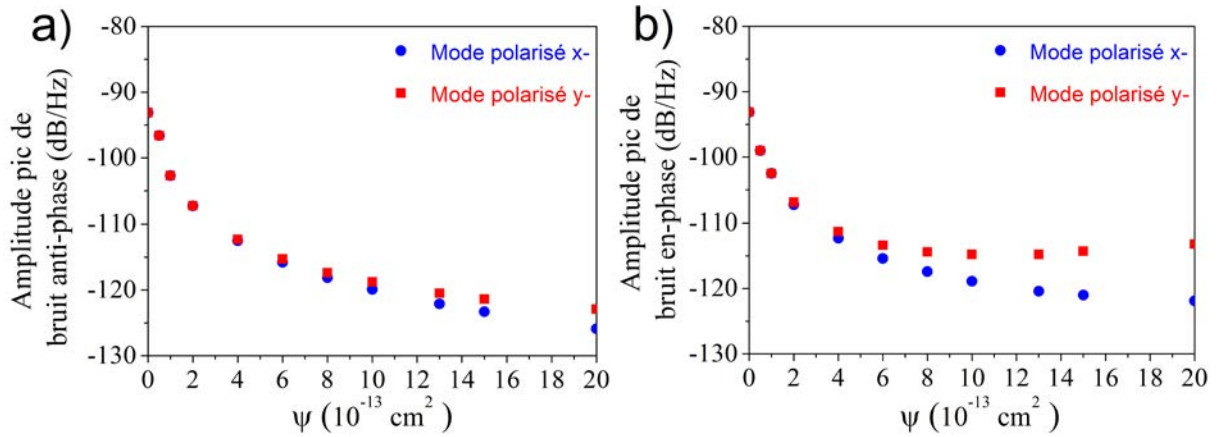


Figure 101 : a) Amplitude pic de bruit d'anti-phase en fonction de l'efficacité des pertes non-linéaires. b) Amplitude pic de bruit en-phase en fonction l'efficacité des pertes non-linéaires.

Pour expliquer ce comportement, reconsidérons le laser comme un système de deux oscillateurs couplé entre eux. Comme nous l'observons sur les spectres de RIN, un tel système permet l'existence de deux oscillations de relaxation à des fréquences différentes (voir la Figure 102). L'application des pertes non-linéaires sur le mode x- revient à amortir l'oscillateur x-. Imaginons la situation extrême pour laquelle nous bloquons la position d'un des oscillateurs de telle sorte que celui-ci n'oscille plus autour de sa position d'équilibre. Le système des deux oscillateurs tend alors vers une dynamique d'un seul oscillateur qui ne possède plus qu'une unique oscillation de relaxation mais dont la fréquence est différente des fréquences initiales en-phase et en anti-phase. Cette oscillation de relaxation est de nature différente que celle d'un laser mono-fréquence. En effet, il existe toujours une force d'interaction entre les modes y- et x- bien que ce dernier soit figé. Cette description explique les spectres de RIN du laser bi-fréquence de la Figure 100. Nous constatons bien la formation d'un unique pic de bruit pour $\psi_x = 20 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$ correspondant à l'oscillation de relaxation du mode y- avec une force de rappel due au couplage. L'amplitude de ce pic demeure réduite puisque nous supprimons une source de fluctuations provenant du bruit du mode x-. Néanmoins, une partie des fluctuations d'intensité du mode y- subsiste puisqu'elle est induite par les perturbations externes directement appliquées sur ce mode. C'est notamment ce que nous avons mis en évidence lors de l'analyse des équations des fonctions de transfert. Ce bruit va venir déstabiliser à son tour le mode x- d'où le faible pic résiduel.

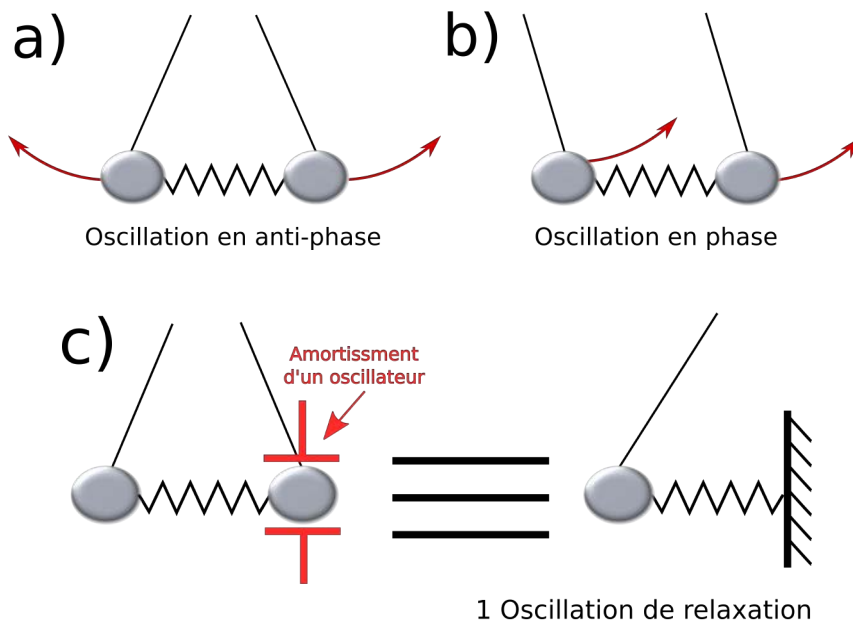


Figure 102 : a) et b) Représentation des modes de vibration des deux oscillateurs couplés. c) L'amortissement d'un oscillateur rend le système proche d'une situation où un seul oscillateur est perturbé.

Nous démontrons donc à l'aide de la modélisation que les excès de bruits d'intensité du mode non concerné par le SHGA ne sont jamais totalement réduits. La limite est atteinte en raison des sources de bruits extérieures qui perturbent ce mode et sur lequel les pertes non-linéaires n'agissent pas. Il faut toutefois noter que cette configuration simplifiée du laser bi-fréquence (voir Figure 103) nous permet d'appliquer des pertes sélectives en polarisation et de réduire d'au moins 24 dB et 13 dB les pics de bruits d'anti-phase et en-phase (voir Figure 104). D'après nos simulations, cette réduction est de plus sous-estimée de 8 dB.

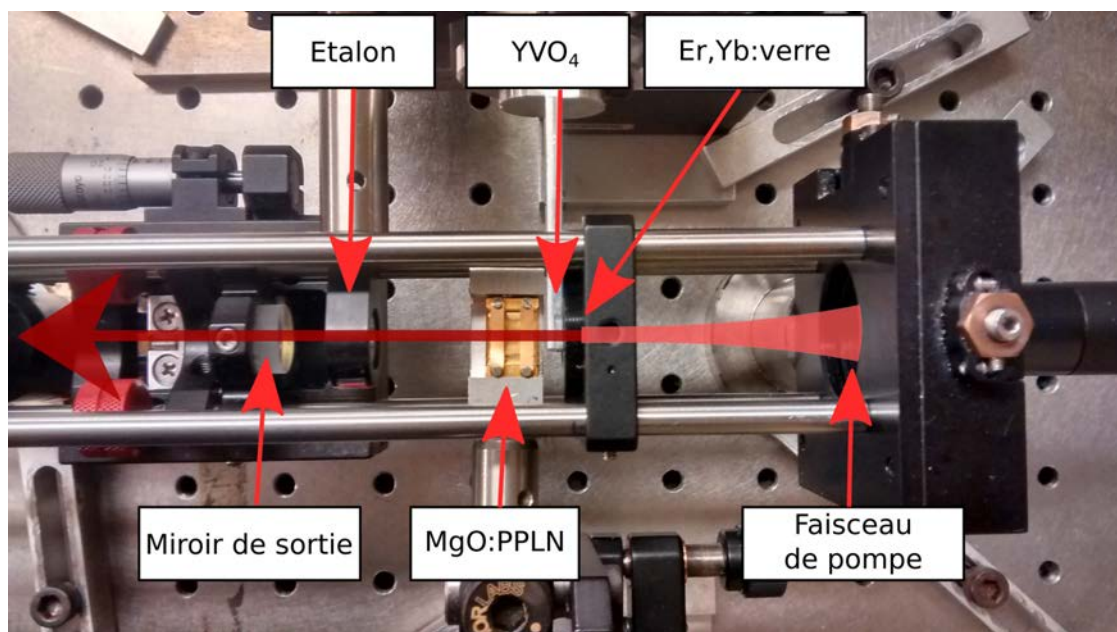


Figure 103 : Photo du laser bi-fréquence avec le cristal de MgO:PPLN.

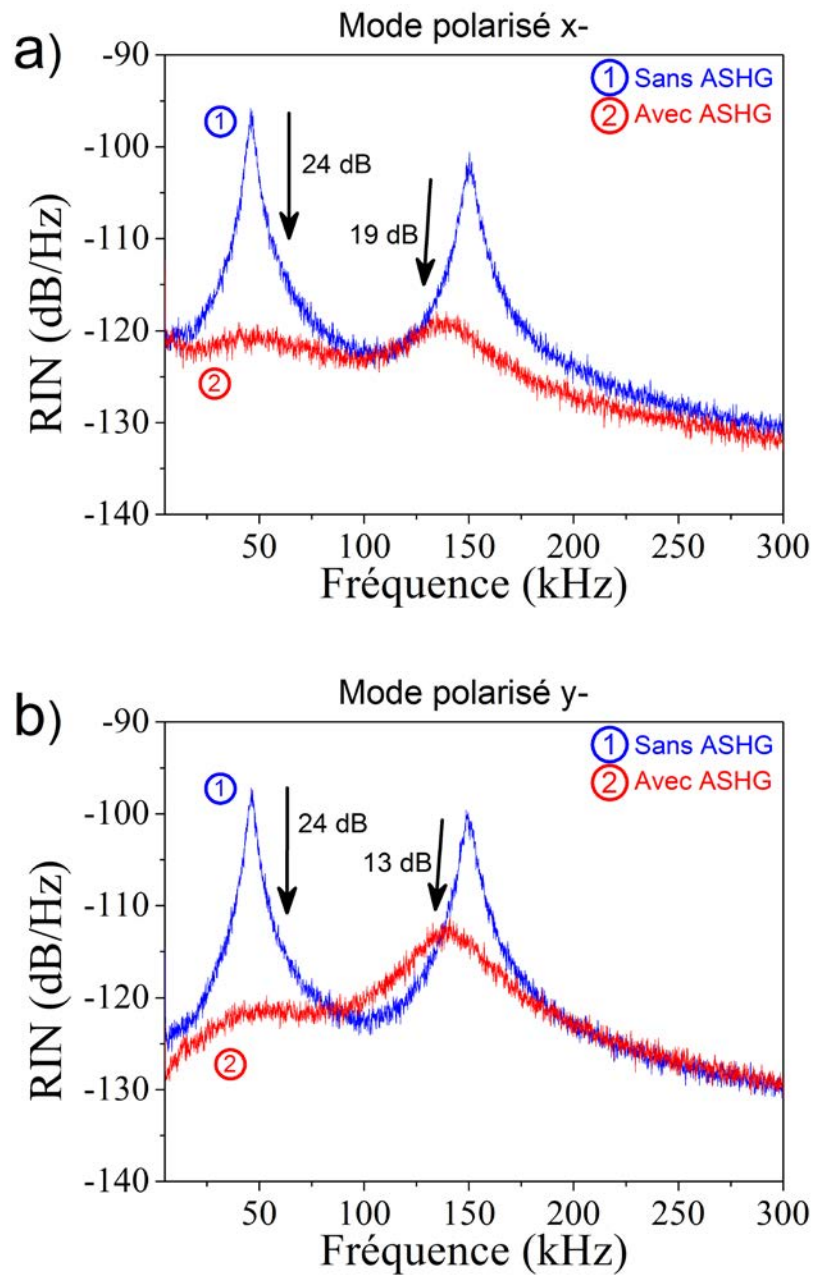


Figure 104 : a) Influence du SHGA sur le RIN du mode polarisé suivant x-. Nous obtenons une réduction de 24 dB du pic de bruit en anti-phase et de 19 dB du pic de bruit en-phase. b) Influence du SHGA sur le RIN du mode polarisé suivant y-. Nous obtenons une réduction de 24 dB du pic de bruit en anti-phase et de 13 dB du pic de bruit en-phase.

IV. 7. Conclusion et perspectives

Dans ce chapitre, nous avons étudié l'auto-régulation en intensité d'un laser bi-fréquence en utilisant de l'absorption engendrée par de la génération de seconde harmonique. L'utilisation de SHGA nous permet d'appliquer des pertes non-linéaires sélectives sur les modes propres du laser sans avoir à séparer les modes dans l'absorbant non-linéaire. Nous nous sommes ainsi concentrés sur l'analyse de la dynamique du laser lorsque les pertes non-linéaires sont appliquées sur un seul des modes propres. Nous avons exploré deux techniques pour implémenter le SHGA dans le laser Er,Yb:verre. La première repose sur l'utilisation d'un cristal de BBO massif avec un accord phase classique. En fonctionnement mono-fréquence, nous avons pu obtenir une réduction de 35 dB de l'amplitude des oscillations de relaxation. Cependant, le BBO ajoute un « walk-off » qui doit être compensé par un second cristal pour obtenir le régime bi-fréquence. En soumettant le mode x- à l'absorption non-linéaire, nous avons montré que les bruits résonants des deux modes propres subissaient un amortissement. La réduction des bruits d'anti-phase et en-phase, limité par l'efficacité de doublage, est de 7 dB.

Grâce à notre modèle qui est suffisamment général pour rendre compte de cette configuration, nous avons confirmé que l'intensité des deux modes est stabilisée bien que le SHGA ne soit appliquée que sur un mode propre. Nous nous sommes ensuite focalisés sur une deuxième méthode pour générer le doublage de fréquence basée sur un cristal en quasi-accord de phase. En fonctionnement mono-fréquence, le cristal de MgO:PPLN permet d'obtenir une plus grande efficacité de conversion. Nous avons ainsi pu réaliser un laser bi-fréquence dans une architecture simple avec un seul cristal PPLN qui n'est pas régulé en température. Les spectres de RIN des deux modes propres indiquent que les fluctuations d'intensité en anti-phase sont supprimés, ce qui correspond à un amortissement de 24 dB des pics. Nous obtenons également des diminutions du pic de bruit en-phase respectivement de 19 dB pour le mode x- soumis au SHGA et de 13 dB pour le mode y-. A l'aide des équations d'évolution décrivant ce laser, nous avons pu interpréter la dynamique du laser et notamment la différence de réduction du bruit en-phase entre les deux modes. L'absorption non-linéaire introduite sur le mode x- a pour conséquence de supprimer les résonances de ce dernier. En raison du couplage dans le milieu actif, ceci entraîne également une réduction de l'amplitude des pics de bruits du mode polarisé orthogonalement. La stabilisation en intensité du mode x- fait que le système tend à se comporter comme un unique oscillateur dont l'oscillation de relaxation aurait été partiellement amortie. Le mode y- ne présente plus qu'une seule oscillation de relaxation induite par les sources de bruits externes perturbant ce mode. Cela veut dire qu'il subsistera toujours un pic de bruit résiduel quelle que soit l'efficacité du mécanisme d'absorption non-linéaire.

Une solution serait tout simplement d'apporter un second cristal de MgO:PPLN dans la cavité orienté à 90° du premier. En permettant l'accord de phase sur les deux modes, nous nous replaçons dans une configuration du laser type TPA, excepté que nous insérons maintenant des pertes sélectives sur les polarisations. Bien évidemment, une telle solution complexifierait le laser mais donnerait surtout la possibilité de complètement supprimer les bruits résonants dans un laser mono-axe. Par la suite, une étude approfondie du bruit de phase du battement optique serait aussi intéressante en présence de SHGA afin de vérifier le potentiel d'un tel laser pour des applications type photonique micro-onde ou de métrologie par exemple.

Conclusion générale

1. Conclusion

Au cours de cette thèse, nous avons étudié une nouvelle approche pour la réduction des excès de bruits d'intensité des lasers à état solide. Cette méthode est basée sur le changement de la dynamique du laser par l'insertion d'un mécanisme d'absorption non-linéaire en faible efficacité dans la cavité.

Nous avons tout d'abord expérimenté cette approche au sein de lasers en régime mono-fréquence. Le premier mécanisme d'absorption non-linéaire que nous avons utilisé est un processus d'absorption à deux photons (TPA) généré au sein d'un semi-conducteur. Nous avons ainsi montré que l'introduction de TPA par une lame de Si dans un laser Er,Yb:verre permettait de réduire de 33 dB le pic de bruit à la fréquence des oscillations de relaxation. En modélisant théoriquement le comportement dynamique du laser, nous avons montré que les pertes non-linéaires agissaient comme un « buffer reservoir » régulant l'interaction entre les réservoirs de photons et d'inversion de population. La dynamique du laser solide est ainsi profondément changée et n'est plus de classe B. L'insertion d'une troisième équation d'évolution pour décrire les observations expérimentales a permis de mettre en évidence que le temps de réponse du « buffer reservoir » a un rôle prépondérant puisqu'il définit la bande passante de la réduction de bruit. Ce temps caractéristique est directement lié au temps de recombinaison des porteurs du semi-conducteur. Ces prédictions ont été validées expérimentalement. Ainsi, si le « buffer reservoir » n'agit pas instantanément par rapport à la fréquence des fluctuations, comme c'est le cas avec une lame de Si, le pic de bruit à la fréquence des oscillations de relaxation se décale en fréquence et la réduction de bruit n'est pas optimale. A l'inverse, l'emploi d'une lame de GaAs offrant un temps de recombinaison des porteurs suffisamment rapide nous a permis d'obtenir une réduction de 50 dB de l'excès de bruit d'intensité à la fréquence des oscillations de relaxation. De plus, grâce à cette bande passante plus importante, nous avons obtenu la suppression des pics de bruits de battement entre le mode oscillant et l'émission spontanée amplifiée apparaissant aux harmoniques de l'intervalle spectral libre de la cavité, i.e. dans la gamme de quelques GHz. Ce résultat est d'autant plus important que les méthodes habituelles, y compris les lasers de classe A, ne permettent pas de réduire ces pics de bruit à hautes fréquences. L'approche « buffer reservoir » est donc une méthode simple et efficace de réduction de bruit d'intensité sur une large bande passante.

Nous avons prouvé d'ailleurs le caractère universel de la réduction des bruits des battements signal-spontanée en mettant en œuvre le « buffer reservoir » dans un VECSEL classe A. Nous avons démontré que les pics de bruit de battement signal-émission spontanée étaient fortement réduits sans que cela ne change la dynamique classe A du laser (contrairement aux lasers de classe B).

Malgré le profond changement de dynamique opéré dans le laser solide auto-régulé en bruit d'intensité, nous montrons qu'il conserve sa faible largeur de raie inhérente aux lasers à état solide, ce qui le rend compatible avec des applications nécessitant de faibles bruits de phase. De plus, nous avons montré l'intérêt d'un laser Er,Yb:verre avec « buffer reservoir » dans une liaison optique-hyperfréquence. Nous avons mis en évidence que le bruit à la fréquence des oscillations de relaxation habituellement converti autour du signal micro-onde de référence était significativement réduit sur le spectre de puissance de la porteuse micro-onde. Le bruit de phase du signal à 1 GHz est ainsi grandement amélioré.

Grâce à son caractère passif et compact, cette méthode ouvre la voie à l'utilisation des lasers solides pour des applications nécessitant un faible bruit d'intensité et un faible bruit de phase. Cependant, l'utilisation de TPA au sein de semi-conducteur limite les possibilités d'utilisation à des gammes spectrales définies par l'énergie de gap du semi-conducteur. Nous avons alors analysé si un processus d'absorption engendré par génération de seconde harmonique (SHGA) pouvait être utilisé comme « buffer reservoir ». Nous avons mené cette étude sur un laser Nd:YAG émettant à 1064 nm en utilisant un cristal de KTP. Tout comme le TPA, l'efficacité de SHG doit rester faible pour que le processus non-linéaire joue le rôle de « buffer reservoir », i.e., faire disparaître les oscillations de relaxations sans modifier les caractéristiques statiques du laser. Nous avons ainsi montré que pour une efficacité de SHG de 0,1%, nous obtenions une réduction de 20 dB du pic de bruit à la fréquence des oscillations de relaxation. En outre, le SHGA possède l'avantage de n'être plus limité par un temps de recombinaison des porteurs ce qui rend le « buffer reservoir » suffisamment rapide pour supprimer les pics de battements dans la gamme du GHz. De plus, en mesurant la densité spectrale de bruit du faisceau SHG, nous avons confirmé que la réduction de bruit d'intensité du laser n'était qu'une conséquence de son changement de dynamique et non pas un mécanisme de type « noise eater ».

Nous avons ensuite mis en œuvre l'approche « buffer reservoir » dans des lasers en régime bi-fréquence. Plus particulièrement, nous nous sommes intéressés à un laser mono-axe dont les modes demeurent couplés dans le milieu actif. Dans ce cas particulier, chaque état de polarisation propre du laser présente deux pics de bruit résonants : le bruit d'anti-phase et le bruit en-phase. L'étude a été menée dans un laser Er,Yb:verre en insérant un mécanisme de TPA.

Nous avons obtenu dans un premier temps une réduction prononcée de 25 dB du bruit en-phase. Nous avons montré que le bruit d'anti-phase n'est réduit que si le TPA agit indépendamment sur l'intensité de chaque mode. En effet, dans le cas de pertes non-linéaires communes, le TPA est sensible à la somme des fluctuations d'intensité qui est constante à la fréquence d'anti-phase. Par conséquent, le « buffer reservoir » est aveugle vis-à-vis de ces fluctuations d'où son inefficacité. A l'inverse, lorsque nous séparons légèrement les modes dans l'absorbant non-linéaire, nous avons obtenu une réduction de 25 dB des deux pics de bruits résonants. Afin d'optimiser la réduction de bruit, nous avons développé un modèle théorique décrivant la dynamique du laser et basé sur sept équations d'évolutions. En plus des inversions de population et des intensités relatives à chaque mode, nous avons montré qu'il fallait aussi introduire deux équations d'évolutions pour décrire les pertes non-linéaires sélectives. Ces deux équations doivent être couplées. En outre, la modélisation théorique du laser bi-fréquence Er,Yb n'est rendue possible que si nous considérons deux sources de bruits : les fluctuations de photons engendrées par l'émission spontanée amplifiée et les fluctuations de pompe. Nous avons montré dans ce contexte l'importance d'ajouter une équation d'évolution supplémentaire relative à l'échange d'énergie entre les ions Yb³⁺ et Er³⁺. Le développement de ce modèle prédictif nous a amené à vérifier expérimentalement que le taux de couplage des modes dans le milieu actif ne subissait pas de modification significative même après l'insertion du « buffer reservoir »

Nous avons tout d'abord validé le modèle sans considérer d'absorption non-linéaire dans le laser bi-fréquence. Nous avons démontré un très bon accord entre les spectres de RIN théoriques et expérimentaux. Ceci nous a permis de valider l'écriture théorique du taux de couplage dans le milieu actif et également les hypothèses faites pour simplifier le système d'équations. Par la suite, nous avons mis en évidence que ce modèle analytique était en mesure de décrire avec précision l'évolution du RIN du laser lors de l'insertion du TPA. En particulier, nous avons montré que nous étions capables de reproduire théoriquement l'effet de l'insertion de pertes non-linéaires communes ou sélectives aux deux modes et par conséquent la réduction ou non du pic de bruit anti-phase. Ici encore, nous avons pu noter que l'insertion du TPA à l'aide d'une lame de Si entraînait un décalage en fréquence des pics de bruit, signe que le temps de recombinaison des porteurs limite la réduction de bruit. En utilisant une lame de GaAs sur laquelle les modes sont découplés légèrement, nous avons réussi à réduire de 40 dB les pics de bruit d'intensité aux deux fréquences d'oscillation de relaxation (en-phase et en anti-phase). Nous avons démontré pour la première fois, à notre connaissance, la réalisation d'un laser solide bi-fréquence sans bruit en-phase ni en anti-phase. Par ailleurs, nous avons montré que la réduction de ces bruits d'intensité améliorerait sensiblement le bruit de phase du battement optique à la détection.

La principale contrainte liée à l'utilisation du TPA comme « buffer reservoir » reste la nécessité de séparer les modes sur l'absorbant non-linéaire pour introduire une règle de sélection en polarisation. Nous avons donc remplacé le mécanisme de TPA par un mécanisme de SHGA, mécanisme dépendant de façon inhérente de la polarisation. De plus, le SHGA offre la possibilité d'étendre plus aisément la réduction de bruit par « buffer reservoir » à différentes régions du spectre optique. Cette solution apparaît donc comme idéale. Dans l'objectif de simplifier davantage l'architecture du laser, nous avons étudié des lasers bi-fréquences où l'absorption non-linéaire n'est introduite que sur un seul des deux modes propres. L'enjeu fut de regarder si la stabilisation en intensité d'un mode permettait de réguler l'intensité du mode polarisé orthogonalement via leur couplage dans le milieu actif. Nous avons mené notre étude avec un laser Er,Yb:verre. Pour cela, nous avons utilisé un cristal massif de BBO dont l'accord de phase est de type I. Après avoir validé expérimentalement son efficacité dans un laser en régime mono-fréquence, nous avons montré que le walk-off induit par la biréfringence de ce cristal empêchait de réaliser un laser bi-fréquence mono-axe. Nous avons compensé le décalage spatial entre les modes en positionnant un second cristal de BBO. Malgré la faible efficacité de SHG obtenue, nous avons mis en évidence que l'amplitude des bruits d'anti-phase et en-phase tendaient à diminuer y compris pour le mode sur lequel aucune perte non-linéaire n'est introduite. Nous avons pu confirmer cette observation en adaptant le modèle théorique. Pour augmenter l'efficacité de SHG au sein du laser tout en évitant la séparation des modes par le cristal non-linéaire, nous avons remplacé le BBO par un cristal de MgO:PPLN. Le quasi-accord de phase permet en effet de choisir un angle de coupe donnant accès à un coefficient non-linéaire plus important comparé au BBO tout en évitant l'effet de « walk-off ». Nous avons ainsi obtenu une forte réduction à la fois du bruit d'anti-phase (24 dB) et du bruit en-phase (19 dB) pour le mode sur lequel le SHGA est introduit. Nous avons mis en évidence que cette régulation d'intensité se transmettait également au mode polarisé orthogonalement bien qu'aucune perte non-linéaire ne soit introduite sur celui-ci. Ce résultat fort démontre que, si les modes sont couplés dans le milieu actif, il est possible d'obtenir un laser bi-fréquence faible bruit d'intensité simplement en ajoutant un « buffer reservoir » sur un mode. Néanmoins, contrairement à l'évolution du bruit d'anti-phase, nous avons montré que la réduction du bruit en-phase n'était pas identique pour les deux modes. En particulier, le pic de bruit pour le mode sans SHGA est réduit de 13 dB uniquement soit un écart de 6 dB entre les spectres de RIN des deux modes. Ce comportement se retrouve à l'aide de notre modèle. En nous appuyant sur ce dernier, nous avons pu comprendre l'origine de ce comportement. En effet, la stabilisation d'intensité d'un mode supprime une source de bruit au niveau du mode polarisé orthogonalement. Le comportement dynamique du laser n'est plus identique à celui de deux oscillateurs couplés mais tend à devenir identique à celui d'un unique oscillateur présentant une seule fréquence de

résonance. En conséquence, le bruit d'anti-phase est supprimé. Cependant, le mode qui n'est pas affecté par les pertes non-linéaires présentera toujours un résidu d'oscillation de relaxation. Ceci se traduit par une diminution du pic de bruit en-phase moins prononcée que le bruit d'anti-phase. Toutefois, l'utilisation de SHGA sur un mode permet de ne pas introduire de séparation spatiale entre les modes sur l'absorbant non-linéaire et de simplifier grandement l'architecture du laser. Comme nous l'avons mentionné, l'utilisation de deux cristaux de PPLN permettrait assurément de supprimer l'ensemble des bruits pour les deux modes.

Au final, nous proposons diverses méthodes d'application de l'approche « buffer reservoir » qui ont toutes été validées expérimentalement et théoriquement. Que ce soit par ajout d'un mécanisme de TPA à partir d'un semi-conducteur ou d'un mécanisme d'absorption par SHG à l'aide de cristaux non-linéaires, en appliquant les pertes sur les deux modes ou un seul, chacune de ces méthodes présente des avantages mais aussi quelques inconvénients. Plus précisément, le TPA nécessite une séparation spatiale sur l'absorbant non-linéaire et la disponibilité d'un semi-conducteur intrinsèque ayant un faible temps de recombinaison des porteurs. Cependant, il permet de réduire significativement les bruits d'intensité en-phase et en anti-phase. Le SHGA quant-à-lui permet de s'affranchir de la séparation spatiale et offre une bande passante de réduction de bruit importante de façon inhérente. Seulement, la réduction de bruit n'est pas parfaite sur le bruit d'intensité en-phase si on se limite à un seul cristal. Ces démonstrations de principe ouvrent ainsi la voie à de nombreuses perspectives pour des domaines où des lasers stables en intensité sont requis.

2. Perspectives

Comme nous l'avons mentionné, l'insertion de SHGA sur un mode ne permet pas une réduction parfaite du bruit en-phase. Pour remédier à cela, une solution serait l'utilisation d'un second cristal de MgO:PPLN afin d'appliquer du SHGA sur les deux modes. D'autre part, nous pourrions également utiliser les mécanismes de SHGA et de TPA simultanément dans la cavité afin d'obtenir une réduction optimale des bruits d'intensité en-phase et en anti-phase. En effet, sans séparation spatiale, le TPA ne réduit pas le bruit d'anti-phase sur lequel le SHGA est efficace. A l'inverse, le bruit en-phase, qui subsiste avec le SHGA, est très bien réduit par le TPA. En associant un cristal de MgO:PPLN et du GaAs, nous devrions, en principe, nous attendre à faire disparaître complètement l'ensemble des pics de bruit. Cette architecture permettrait de conserver un seul cristal non-linéaire et de ne pas introduire de séparation spatiale sur les absorbants non-linéaires.

En outre, nous pourrions imaginer mettre en œuvre ces lasers faible bruit dans des systèmes de métrologie ou dans les horloges atomiques par exemple, en optimisant l'approche « buffer reservoir » à d'autres longueurs d'ondes, notamment autour de 800 nm où les milieux Ti:Sa sont très efficaces.

Par ailleurs, il serait intéressant de mettre en application l'approche « buffer reservoir » dans un laser solide bi-fréquence dont le battement est accordable et stabilisé tel que dans architectures laser présentées dans [19,21]. De plus, il conviendrait de vérifier si les contraintes externes, notamment thermiques et mécaniques, liées à l'utilisation en condition réelle du laser dans un système n'affectent pas l'efficacité du « buffer reservoir » et donc la réduction du bruit d'intensité. Dans cet objectif, l'approche « buffer reservoir » dans un laser bi-fréquence est actuellement en train d'être implémentée à Thales dans un démonstrateur du projet européen Hippomos. Ce projet a pour but de réaliser un oscillateur opto-électronique compact et de haute performance dans la gamme micro-onde en utilisant notamment un laser bi-fréquence accordable et stabilisé en fréquence. L'approche « buffer reservoir » est directement mise en pratique pour une application nécessitant une stabilisation du battement optique. Les premiers résultats montrent que l'utilisation de TPA dans cette source optique stabilisée en fréquence de battement est compatible avec l'obtention à la fois d'un faible bruit d'intensité du laser et un faible bruit de phase du battement.

Par ailleurs, une des directions possibles pour la suite des travaux serait la recherche de solutions alternatives pour implémenter le SHGA facilement dans le laser. En effet, comme nous l'avons vu, le SHGA fournit une solution idéale mais nécessite l'emploi de cristaux non-linéaires faisant quelques cm de long. Dans le but de réaliser des lasers solides sans bruit résonant les plus compacts possibles, nous pourrions imaginer employer des milieux actifs générant directement le doublage de fréquence [176] mais de manière très modérée. En effet, plusieurs travaux ont rapportés la possibilité de réaliser des lasers auto-doublés en fréquence en dopant des cristaux non-linéaires. Dans ce cas, le laser ne contiendrait qu'un seul cristal qui fournit à la fois le milieu actif et les non-linéarités nécessaire au SHGA. Nous pouvons ainsi citer comme exemple des cristaux de type Nd:MgO:LiNbO₃ [177,178], de Nd:YAB [179,180], Yb:YAG [181] ou encore Nd:GdCOB [182]. Bien que les démonstrations de principe de l'amplification et du doublage simultanés aient principalement été réalisées pour des longueurs d'ondes lasers autour de 1064 nm, ce type de cristal pourrait fournir une solution idéale d'implémentation du « buffer reservoir ». Une seconde solution serait d'utiliser des semi-conducteurs pour engendrer le SHGA. En effet, certaines études ont montré la possibilité de produire du SHG au sein de semi-conducteurs tels que le GaN [183–185].

D'autre part, il serait intéressant d'extrapoler cette méthode dans des lasers semi-conducteurs. En effet, de par le caractère universel de l'approche « buffer reservoir », nous pourrions envisager de changer la dynamique classe B de ce type de lasers. La fréquence des oscillations de relaxation dans ces lasers se situant dans la gamme du GHz, il serait nécessaire d'utiliser un processus de SHGA ou encore de TPA mais avec un semi-conducteur de type LT-GaAs, dont le temps de recombinaison des porteurs est de l'ordre de la ps [115,126,186].

Enfin, notons que nous disposons d'un modèle capable de décrire avec fidélité la dynamique d'un laser bi-fréquence. Ce modèle est suffisamment général pour être exploité sur différents types de lasers solides dans d'autres configurations non explorées au cours de cette thèse.

Annexe A : Dimensionnement de la cavité laser utilisée dans les mesures de couplage

Afin de réaliser les mesures du couplage des modes dans le milieu actif Er,Yb:verre en présence du « buffer reservoir », nous mettons en place une cavité linéaire constituée de deux miroirs plan dont nous assurons la stabilité par une lentille intra-cavité plan-convexe de focale $f=20$ mm (voir Figure 105). Pour dimensionner cette cavité, nous devons prêter attention au diamètre du faisceau laser au niveau du milieu actif et du miroir de sortie, i.e. les positions où nous souhaitons insérer l'absorbant non-linéaire. En effet, à ces deux positions, les modes sont respectivement superposés et séparés spatialement ce qui nous permet ainsi d'introduire des pertes non-linéaires communes ou sélectives sur les deux modes lasers. Par conséquent, le diamètre du faisceau sur les deux miroirs doit être suffisamment faible pour que le « buffer reservoir » soit efficace. De plus, le diamètre du faisceau dans le milieu actif doit être de l'ordre de celui du faisceau de pompe, soit $\sim 100 \mu\text{m}$, pour optimiser la puissance du laser.

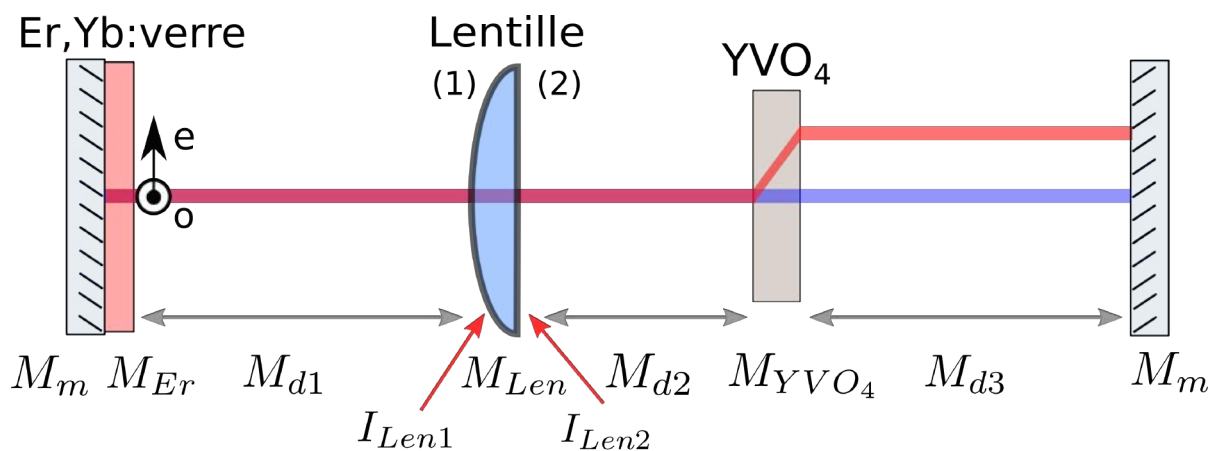


Figure 105 : Schéma de la configuration du laser utilisée pour les mesures de couplage. Nous avons reporté le nom des différentes matrices relatives aux éléments et aux distances de propagation.

Nous présentons dans cet annexe le calcul de la taille de la cavité et de la position de la lentille pour obtenir simultanément des diamètres de faisceaux d'environ $100 \mu\text{m}$ sur le milieu actif et sur le miroir de sortie. Pour cela, nous utilisons le formalisme des matrices ABCD.

Nous définissons les différentes matrices relatives aux éléments et aux distances de propagation représentées sur la Figure 105 :

Nom de la matrice	Description	Matrice
M_m	Miroir plan d'entrée et de sortie	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$
M_{Er}	Propagation dans le milieu actif Er,Yb	$\begin{bmatrix} 1 & l_{Er}/n_{Er} \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$ avec $l_{Er} = 1,5$ mm et $n_{Er} = 1,5$
M_{d1}	Propagation entre le milieu actif et l'interface de la lentille (1)	$\begin{bmatrix} 1 & d_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$
M_{Len}	Propagation au sein de la lentille de silice	$\begin{bmatrix} 1 & l_{Len}/n_{silice} \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$ avec $l_{Len} = 4,3$ mm et $n_{silice} = 1,4440$ [187]
M_{d2}	Propagation entre l'interface (2) de la lentille et le cristal d'YVO ₄	$\begin{bmatrix} 1 & d_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$
M_{YVO_4}	Propagation au sein de l'YVO ₄	$\begin{bmatrix} 1 & l_{YVO_4}/n_{YVO_4} \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$ avec $l_{YVO_4} = 10$ mm, l'indice ordinaire vaut $n_{YVO_4,o} = 1,9447$ et l'indice extraordinaire vaut $n_{YVO_4,e} = 2,1486$ [188]. Nous considérons la moyenne des deux indices $n_{YVO_4} = \frac{n_{YVO_4,o} + n_{YVO_4,e}}{2} = 2,0467$.
M_{d3}	Propagation entre l'YVO ₄ et le miroir de sortie	$\begin{bmatrix} 1 & d_3 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$
I_{Len1}	Interface convexe air-lentille et lentille-air	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -(n_{silice} - 1)/R_c & 1 \end{bmatrix}$ avec $n_{silice} = 1,4440$ et $R_c = 9,2$ mm
I_{Len2}	Interface plane air-lentille et lentille-air	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$

Tableau 6 : Dénomination et valeurs des matrices utilisées pour calculer les dimensions des modes lasers.

Pour trouver la dimension du faisceau en entrée et en sortie de cavité, nous calculons les matrices totales sur un aller-retour à partir du miroir d'entrée et du miroir de sortie, soit :

$$M_{entrée} = \begin{bmatrix} A_{entrée} & B_{entrée} \\ C_{entrée} & D_{entrée} \end{bmatrix} = M_m * M_{Er} * M_{d1} * I_{Len1} * M_{Len} * I_{Len2} * M_{d2} * M_{YVO_4} * M_{d3} * \quad (A-1)$$

$$M_{sortie} = \begin{bmatrix} A_{sortie} & B_{sortie} \\ C_{sortie} & D_{sortie} \end{bmatrix} = M_m * M_{d3} * M_{YVO_4} * M_{d2} * I_{Len2} * M_{Len} * I_{Len1} * M_{d1} * M_{Er} * M_m * M_{Er} * M_{d1} * I_{Len1} * M_{Len} * I_{Len2} * M_{d2} * M_{YVO_4} * M_{d3} \quad (A-2)$$

Le rayon de courbure complexe du faisceau $\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - \frac{i\lambda}{\pi w^2}$ doit être égal à lui-même au bout d'un aller-retour, ainsi :

$$q = \frac{Aq + B}{Cq + D} \quad (A-3)$$

Nous en déduisons q :

$$q = \frac{(A - D) \pm \sqrt{(D - A)^2 - 4CB}}{2C} \quad (A-4)$$

La courbure R du faisceau est nulle sur les miroirs d'entrée et de sortie, ces derniers étant plans. Nous prenons ainsi la partie imaginaire de q pour obtenir le waist du faisceau à ces deux positions :

$$w = \sqrt{-\frac{\lambda}{\pi \text{imag}(1/q)}} \quad (A-5)$$

La réalisation du laser est soumise à plusieurs contraintes. Tout d'abord, nous cherchons à avoir une longueur de cavité la plus faible possible afin de faciliter l'oscillation monomode longitudinale. De plus, la distance d_3 entre l'YVO₄ et le miroir de sortie doit être la plus grande possible pour introduire les étalons et les lames de rasoir. Etant donné que nous ne pouvons pas augmenter sensiblement la longueur totale de la cavité, nous avons, dans un premier temps, accolé l'YVO₄ à la lentille, soit $d_2 = 0$. Le rapprochement de l'ensemble lentille-YVO₄ apparaît également comme une solution pour augmenter d_3 à longueur de cavité constante. Seulement, un compromis doit être trouvé puisque, d'après nos calculs, ce déplacement réduit le diamètre

du faisceau sur le milieu actif et l'augmente sur le miroir de sortie. Un rapprochement trop prononcé a pour conséquence de déséquilibrer la dimension des faisceaux en entrée et en sortie de cavité.

Nous avons choisi de placer la lentille à une distance de $d_1 = 3,2$ cm du milieu actif. Nous avons représenté sur la Figure 106 l'évolution des waists en entrée et en sortie en fonction de la longueur de la cavité. Pour cela, nous changeons la valeur de d_3 . La longueur minimale en présence de l'ensemble des éléments de la cavité est de 7,1 cm. Comme montré sur la Figure 106, la cavité reste stable jusqu'à une longueur de 9,6 cm. En particulier, pour une longueur de cavité de 9,2 cm, nous avons la possibilité d'obtenir, d'une part, un diamètre de faisceau correspondant à celui de la pompe en entrée de cavité soit 90 μm . D'autre part, le diamètre de 140 μm du faisceau en sortie de cavité reste suffisamment faible pour obtenir une efficacité de TPA compatible avec la réduction de l'excès de bruit d'intensité.

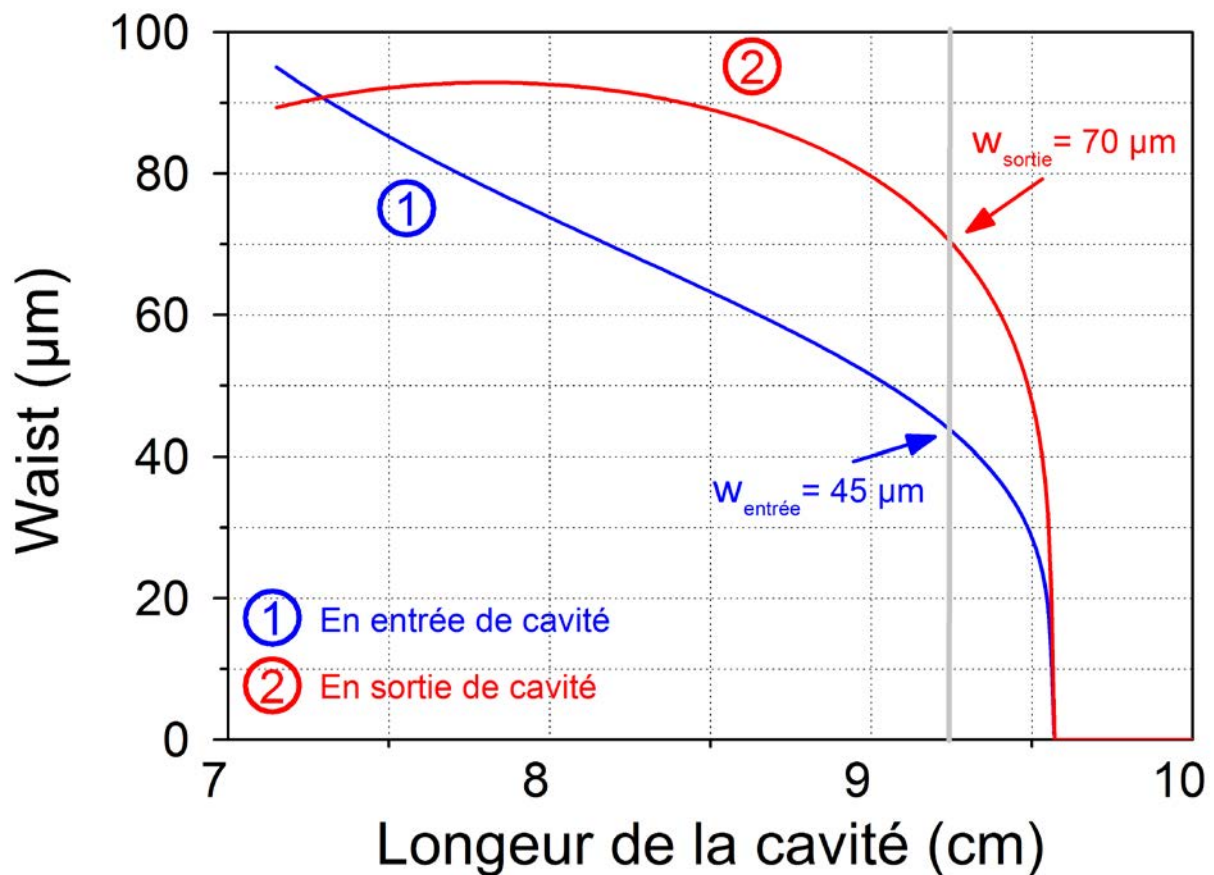


Figure 106 : Dimension des faisceaux sur les miroirs d'entrée et de sortie en fonction de la longueur de la cavité pour $d_1 = 3,2$ cm et $d_2 = 0$.

Annexe B : Recherche d'un cristal non-linéaire doubleur à 1,55 μm et influence de la double réfraction sur l'efficacité de SHG

Nous présentons dans cette partie les étapes qui nous ont amenés à considérer un cristal de BBO pour obtenir l'absorption par génération de seconde harmonique (SHGA) dans un laser Er,Yb:verre. Nous montrons notamment que l'effet de double réfraction limite l'efficacité de génération de seconde harmonique dans un cristal de KTP à cette longueur d'onde.

Pour cette étude, nous avons considéré le laser Er,Yb et le banc de mesure présenté dans le *Chapitre IV* (voir Figure 107). Le milieu actif est positionné dans une cavité plan-concave de 5,2 cm de long. Nous utilisons un étalon YAG de 1 mm d'épaisseur pour obtenir l'oscillation monomode longitudinal. La transmission du miroir de sortie est de 0,5% à 1,55 μm et de 70% à 775 nm, ce qui nous assure que le processus de SHG n'est pas résonant dans la cavité. Un prisme est disposé en sortie du laser afin de séparer les faisceaux à 775 nm et 1,55 μm . Le faisceau doublé est transmis directement sur la photodiode silicium. Un filtre passe-bande 770 nm \pm 20 nm permet de couper le résidu de faisceau pompe. Le faisceau à 1,55 μm est quant à lui réfléchi par deux miroirs afin d'être injecté dans une fibre optique. Le faisceau est alors divisé en deux via un coupleur 99%-1%. Le premier bras nous permet de nous assurer que le laser est bien monomode à l'aide un interféromètre Fabry-Perot à balayage. En parallèle, dans le second bras, nous mesurons les spectres de bruit d'intensité à l'aide d'une photodiode InGaAs Epitaxx (BP : DC – 1 GHz) suivi d'un amplificateur faible bruit (Gain : 50 dB, BP : 1 kHz – 500 MHz). De ce fait, nous avons ici en temps réel la puissance du faisceau doublé, le spectre optique et le spectre électrique du laser à 1,55 μm .

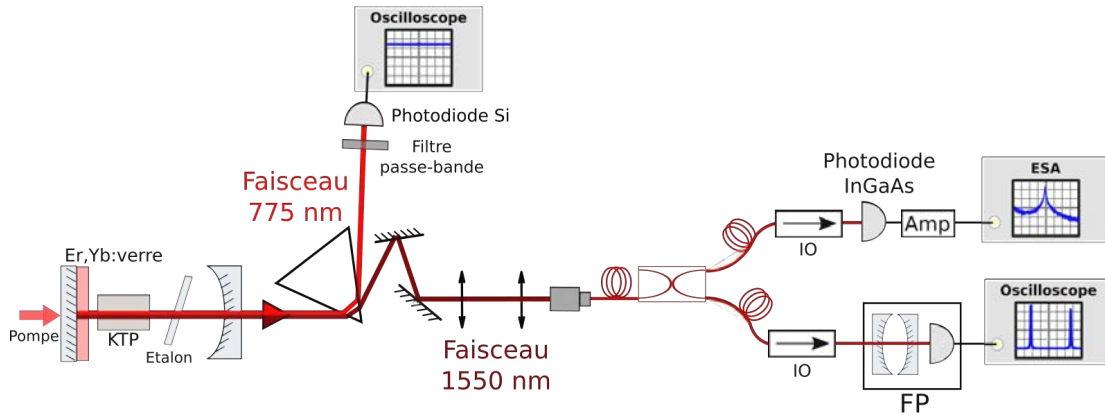


Figure 107 : Schéma du laser Er,Yb:verre avec le cristal de KTP dans la cavité. Le banc de mesure permet d'obtenir la puissance de SHG et d'étudier le bruit d'intensité du laser à l'aide d'un analyseur de spectre électrique (ESA) précédé d'une photodiode InGaAs et d'un amplificateur faible bruit (Amp). Nous vérifions en parallèle que le laser est monomode longitudinal grâce à analyseur Fabry-Perot à balayage (FP). Des isolateurs optiques (IO) sont placés sur chaque bras fibré.

Dans un premier temps, nous avons tenté d'utiliser un cristal de KTP de dimension $5 \times 5 \times 10 \text{ mm}^3$ pour produire le SHG à $1,55 \mu\text{m}$. A cette longueur d'onde et pour un cristal taillé suivant les axes $\theta = 53^\circ, \phi = 0^\circ$, l'accord de phase au sein du KTP est de type II. L'efficacité de SHG est ainsi donnée par :

$$\Gamma = \frac{\omega_2^2 d_{eff}^2 L^2}{2n_{\omega_2,o} n_{\omega_1,e} n_{\omega_1,o} c^3 \epsilon_o} \frac{P_{Laser}^{intra}}{\pi w^2}, \quad (\text{B-1})$$

avec $\omega_2 = 2\pi \frac{c}{775 \text{ nm}}$ la pulsation du faisceau doublé, $d_{eff} = -2,77 \text{ pm/V}$ le coefficient non-linéaire, $L = 10 \text{ mm}$ la longueur du KTP, P_{Laser}^{intra} la puissance intra-cavité du faisceau à $1,55 \mu\text{m}$ et ϵ_o la permittivité du vide. $n_{\omega_2,o}(\theta) = 1,7603$ et $n_{\omega_1,o} = 1,7371$ [189] sont respectivement les indices optiques ordinaire du KTP à la longueur d'onde du faisceau doublé et à celle du faisceau laser. $n_{\omega_1,e}(\theta) = 1,7837$ est l'indice extraordinaire du KTP pour le faisceau laser. c est la célérité de la lumière dans le vide. Le cristal non-linéaire est inséré proche du milieu actif, i.e., à la position à laquelle la dimension du faisceau laser est la plus faible. Nous considérons que cette dernière est constante dans tout le KTP et qu'elle vaut $w = 80 \mu\text{m}$. La puissance en sortie de laser est de 10 mW . Nous estimons ainsi à $\Gamma = 0,017\%$ l'efficacité de conversion.

Cependant, expérimentalement, en tenant compte de la transmission des différentes optiques, nous mesurons une efficacité maximale de $\Gamma = 0,0016\%$, c'est-à-dire 10 fois plus faible que celle attendue. Malgré cette faible efficacité comparée à celle obtenue dans le laser Nd:YAG

($\Gamma = 0,1\%$) et par rapport à l'estimation théorique, nous avons cherché à mesurer l'influence du SHGA sur le bruit à la fréquence des oscillations de relaxation. En effet, rappelons que les pertes non-linéaires doivent être faibles pour agir comme un « buffer reservoir » tout en n'affectant pas les caractéristiques statiques du laser. Cette faible efficacité pourrait remplir ces conditions et suffire à supprimer les excès de bruits d'intensités.

Nous tournons ainsi le cristal de KTP le long de l'axe z- afin de modifier l'accord de phase et acquérons le spectre de RIN pour une efficacité nulle de SHGA puis pour $\Gamma = 0,0016\%$. Nous mesurons une diminution de 15 dB du pic à la fréquence des oscillations de relaxation (voir Figure 108). Néanmoins, il apparaît clairement que l'efficacité du processus non-linéaire nous limite dans la réduction de bruit. L'efficacité de SHG doit donc être augmentée pour réaliser une diminution plus conséquente de l'excès de bruit.

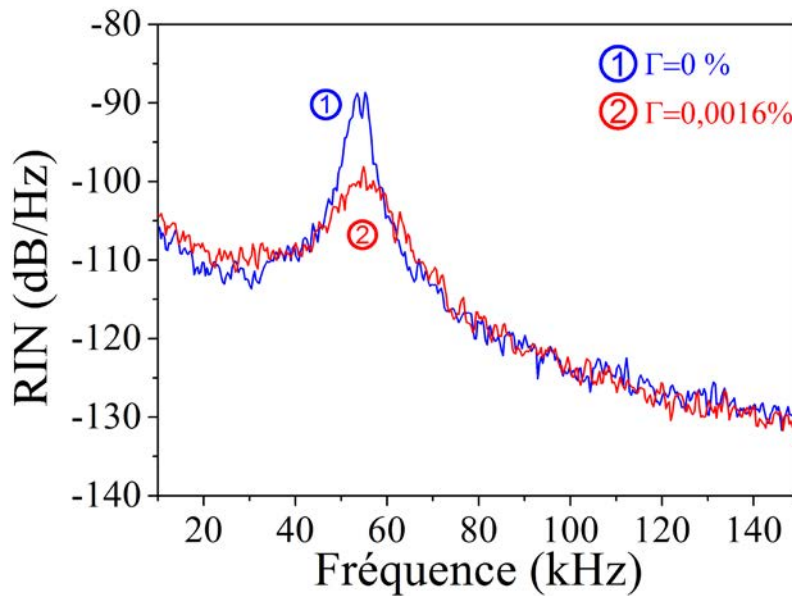


Figure 108 : Spectre de RIN (1) sans SHGA et (2) avec SHGA (RBW : 3 kHz et $I_{phd} = 0,5$ mA).

La faible efficacité de SHG obtenue expérimentalement dans le KTP peut s'expliquer par le phénomène de double réfraction se produisant dans le cristal non-linéaire. Pour un accord de phase de type II, la condition d'accord de phase s'écrit en fonction des vecteurs d'ondes :

$$\vec{k}_{\omega_1,e} + \vec{k}_{\omega_1,o} = \vec{k}_{\omega_2,e \text{ ou } o}, \quad (\text{B-2})$$

où $\vec{k}_{\omega_1,e}$ et $\vec{k}_{\omega_1,o}$ sont les vecteurs d'onde respectivement du faisceau de polarisation ordinaire et extraordinaire à la fréquence du laser. $\vec{k}_{\omega_2,e \text{ ou } o}$ est le vecteur d'onde du faisceau doublé en fréquence.

Les cristaux de KTP fournis sont taillés pour que cette condition soit remplie lorsque le vecteur d'onde est parallèle à la normale de la face du cristal. Prenons par exemple un faisceau doublé dont la polarisation est extraordinaire pour le cristal de KTP. Le faisceau en entrée du cristal étant en incidence normale, les vecteurs d'ondes des faisceaux extraordinaires à la fréquence du laser ($\vec{k}_{\omega_1,e}$) et à la fréquence doublée ($\vec{k}_{\omega_2,e}$) ressortent ainsi colinéaires aux vecteurs d'onde ordinaire ($\vec{k}_{\omega_1,o}$). Néanmoins, les vecteur de Poynting des ondes extraordinaires $S_{\omega_1,e}$ et $S_{\omega_2,e}$ ne restent pas colinéaires à leur vecteur d'onde respectif tout au long de leur propagation dans le cristal non-linéaire (voir Figure 109) en raison de la différence d'indice optique vue par ces ondes. Cette double réfraction ou « walk-off » contribue à diminuer l'efficacité de la génération de seconde harmonique [156]. La séparation des vecteurs de Poynting augmente avec la distance de propagation au sein du cristal. A partir d'un écart trop important entre la direction de propagation des énergies, les conditions pour la génération d'un faisceau doublé en fréquence ne sont plus optimales. Il existe ainsi une longueur effective de propagation, L_m , à partir de laquelle l'efficacité de SHG n'augmente plus.

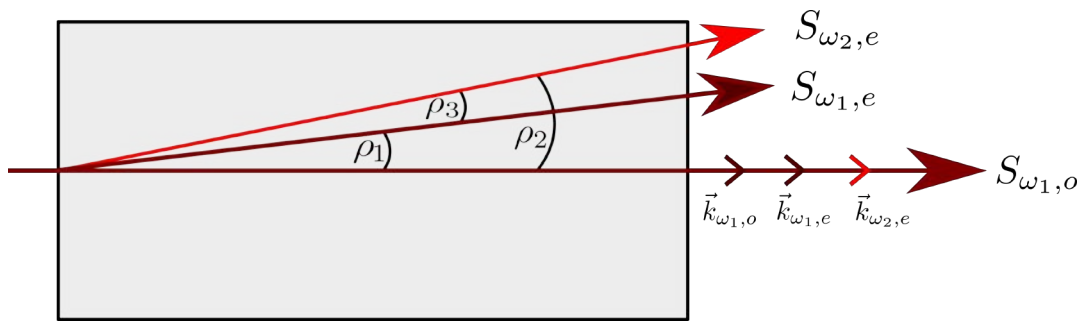


Figure 109 : Phénomène de double réfraction dans un cristal non-linéaire pour un accord de phase de type II tel que $\vec{k}_{\omega_1,e} + \vec{k}_{\omega_1,o} = \vec{k}_{\omega_2,e}$.

Pour tenir compte de ce phénomène théoriquement, il est nécessaire de pondérer l'efficacité de SHG par un facteur de réduction noté $G(t)$ compris entre 0 et 1. Dans le cas d'un accord de phase de type II, ce facteur vaut [160,190] :

$$G(t) = \frac{\sqrt{\rho_2^2 + \rho_3^2}}{\rho_2 + \rho_3} \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{\alpha+1}} \frac{1}{t^2} \int_0^t e^{\frac{-\alpha}{\alpha+1}\tau^2} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{\tau}{\sqrt{(\alpha+1)(\alpha+2)}} \right) + \operatorname{erf} \left(\frac{\sqrt{\alpha+1}}{\sqrt{\alpha+2}} \left(t - \frac{\tau}{\alpha+1} \right) \right) \right] d\tau, \quad (\text{B-3})$$

avec ρ_1 l'angle entre les vecteurs de Poynting $\vec{S}_{\omega_1,e}$ et $\vec{S}_{\omega_1,o}$, ρ_2 , l'angle entre $\vec{S}_{\omega_2,e}$ et $\vec{S}_{\omega_1,o}$ et $\rho_3 = \rho_2 - \rho_1$ l'angle entre $\vec{S}_{\omega_2,e}$ et $\vec{S}_{\omega_1,e}$. De plus, $\alpha = \frac{2\rho_1^2}{(\rho_2 + \rho_3)^2}$ et $t = \frac{\sqrt{\rho_2^2 + \rho_3^2}}{w} L$.

Les angles de « walk-off » dépendent des indices optiques et par conséquent de la longueur d'onde ainsi que de l'angle de coupe du cristal. Pour les deux cristaux de KTP que nous utilisons, l'un taillé pour une longueur d'onde de 1,55 μm , le second pour une longueur d'onde de 1,064 μm , les angles de « walk-off » sont donc différents. L'obtention de l'efficacité totale se fait en multipliant l'efficacité théorique de SHG par G tel que :

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{totale}} &= \Gamma_{\text{théorique}} \times G(t) \\ &= \frac{\omega_2^2 d_{\text{eff}}^2 L^2}{2n_{\omega_2,o} n_{\omega_1,e} n_{\omega_1,o} c^3 \epsilon_o} \frac{P_{\text{Laser}}^{\text{intra}}}{\pi w^2} \times G(t). \end{aligned} \quad (\text{B-4})$$

Nous recalculons ainsi l'efficacité théorique avec prise en compte de la double réfraction. Pour un SHG de type II à 1,55 μm au sein de KTP, le faisceau doublé possède une polarisation ordinaire. Nous avons donc $\rho_2 = 0$ et $\rho_3 = -\rho_1$. ρ_1 vaut :

$$\rho_1 = \frac{1}{n_{\omega_1,e}(\theta)} \frac{dn_{\omega_1,e}(\theta)}{d\theta} = \left(\frac{n_{\omega_1,e}^2 \cos(\theta) \sin(\theta) - n_{\omega_1,o}^2 \sin(\theta) \cos(\theta)}{n_{\omega_1,e}^2 \cos^2(\theta) + n_{\omega_1,o}^2 \sin^2(\theta)} \right). \quad (\text{B-5})$$

Dans le cas du KTP, nous obtenons ainsi $\rho_1 = 47$ mrad. Nous avons représenté sur la Figure 110 l'évolution de l'efficacité de conversion sans et avec la double réfraction ainsi que la valeur de G en fonction de la longueur de propagation du faisceau laser dans le cristal. Sans double réfraction, nous mettons en évidence que l'efficacité augmente quadratiquement jusqu'à atteindre une valeur maximale de $\Gamma = 0,017\%$ (Figure 110(a)). Néanmoins, nous montrons clairement que G diminue avec la distance de propagation dans le cristal. Plus cette dernière est grande, plus la séparation entre les directions de propagations des énergies est importante, impactant ainsi l'efficacité de SHG (Figure 110(b)). Sur la dernière courbe, nous montrons que l'efficacité de SHG en considérant la double réfraction (Figure 110(c)) augmente jusqu'à atteindre un plancher pour une longueur de 8 mm. Cette dernière correspond à la longueur limite du cristal L_m pour laquelle l'ensemble des faisceaux contribue au SHG. Pour des longueurs plus grandes, le phénomène de double réfraction est trop important. La double réfraction réduit l'efficacité à 0,0027 % dans notre cas, soit environ 0,15 fois la puissance du signal doublé initialement attendue. Cela est en accord avec l'efficacité observée

expérimentalement. Il faut noter d'autre part que la double réfraction n'a pas d'effet significatif sur l'efficacité du doublage de fréquence à 1,064 μm. Ceci explique que nous avons pu obtenir les efficacités de SHG requises dans le laser Nd:YAG.

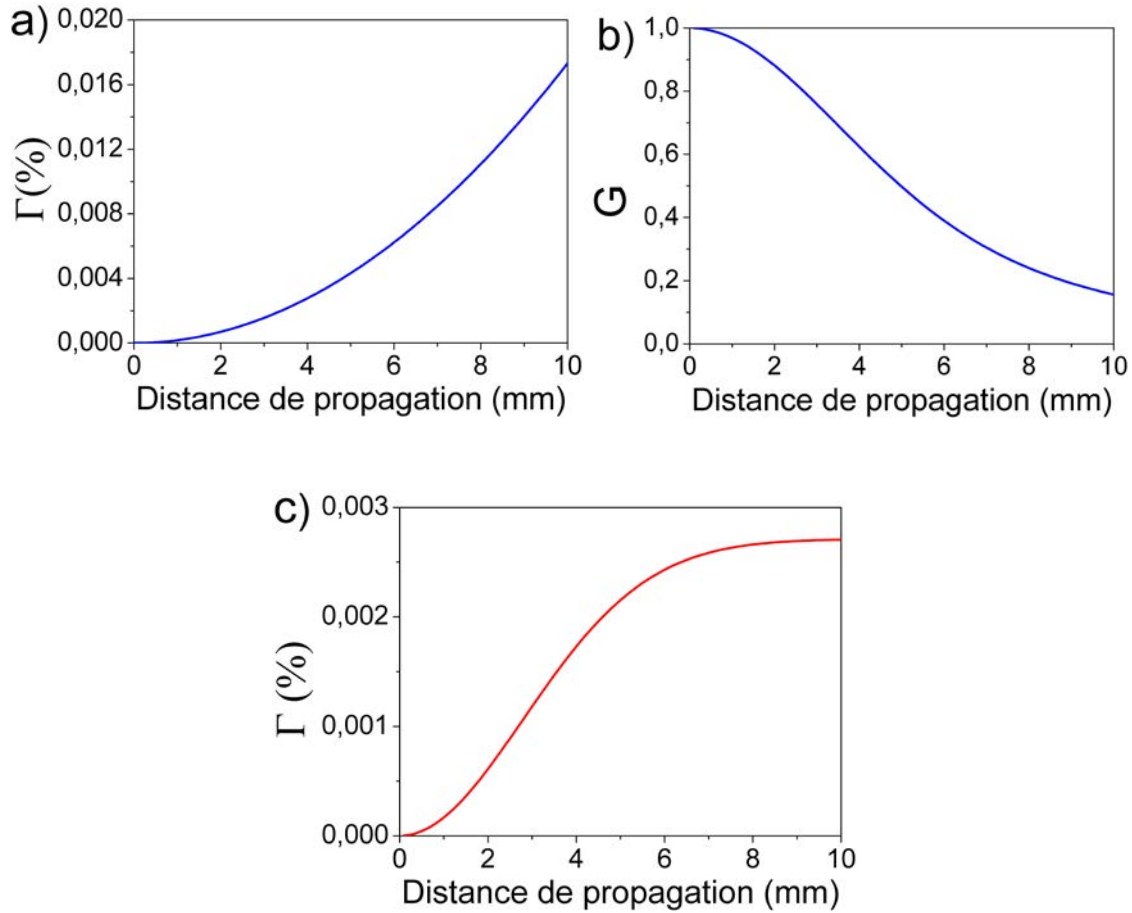


Figure 110 : a) Efficacité théorique de SHG sans prise en compte de la double réfraction en fonction de la distance de propagation dans le cristal non-linéaire. b) Facteur G en fonction de la distance de propagation du cristal non-linéaire. c) Efficacité théorique de SHG avec prise en compte de la double réfraction.

Nous avons donc recherché un cristal non-linéaire permettant d'obtenir davantage d'efficacité de SHGA que le KTP à une longueur d'onde de 1,55 μm. En particulier, nous nous sommes concentrés sur un cristal dont la double réfraction n'influence que très peu l'efficacité de conversion. Notre choix s'est ainsi porté sur un cristal de BBO (β-barium de borate). Pour ce cristal taillé suivant les axes $\theta = 19,8^\circ$ et $\varphi = 90^\circ$ l'accord de phase pour le SHG à 1,55 μm est de type I, c'est-à-dire :

$$\vec{k}_{\omega_1,o} + \vec{k}_{\omega_1,o} = \vec{k}_{\omega_2,e}, \quad (\text{B-6})$$

où $\vec{k}_{\omega_1,o}$ est le vecteur d'onde du faisceau de polarisation ordinaire à la fréquence du laser. $\vec{k}_{\omega_2,e}$ est le vecteur d'onde du faisceau doublé en fréquence de polarisation extraordinaire.

L'expression de G pour un accord de phase de type I est différente de celle du type II. Ici, la divergence concerne les vecteurs de Poynting du faisceau de polarisation ordinaire avec celui du faisceau doublé extraordinaire (Figure 111).

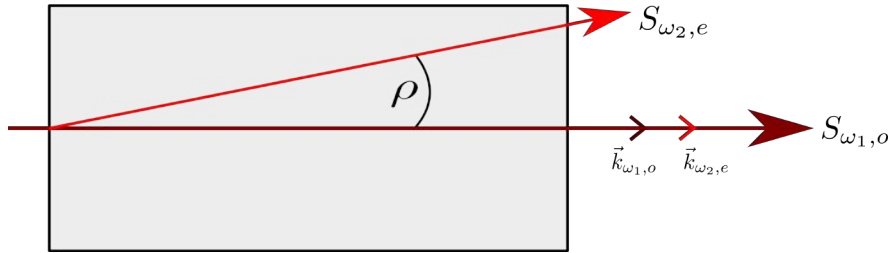


Figure 111 : Phénomène de double réfraction dans un cristal non-linéaire pour un accord de phase de type I.

Le facteur de réduction est donné par [156,160] :

$$G(t) = \frac{\sqrt{2\pi}}{t^2} \int_0^t \operatorname{erf}\left(\frac{\tau}{\sqrt{2}}\right) d\tau, \quad (\text{B-7})$$

avec $t = \frac{\sqrt{2}\rho}{w}L$. Nous avons évalué l'efficacité du doublage de fréquence attendue. Pour cela, nous calculons le coefficient non-linéaire du BBO à $d_{\text{eff}} = 2,03 \text{ pm/V}$ dans notre cas en utilisant l'expression donnée dans [161,163]. Le coefficient non-linéaire du BBO étant inférieur à celui du KTP à $1,55 \text{ }\mu\text{m}$, nous prenons un cristal dont la longueur est plus importante, soit 15 mm . Les indices optiques du faisceau extraordinaire à 775 nm et du faisceau ordinaire à $1,55 \text{ }\mu\text{m}$ sont égaux à l'accord de phase et valent $n_{\omega_1,o} = n_{\omega_2,e}(\theta) = 1,6466$ [161,162]. Nous considérons que le diamètre du faisceau laser est constant dans le BBO et qu'il vaut $w = 100 \text{ }\mu\text{m}$. En utilisant l'expression (B-4), nous estimons l'angle de « walk-off » à $\rho = 48,9 \text{ mrad}$. Ainsi, dans ces conditions, nous montrons que le facteur G reste proche de 1 pour une longueur de cristal de 15 mm et que par conséquent la double réfraction ne dégrade pas l'efficacité de SHG. En nous reportant à l'équation (B-1), nous estimons finalement l'efficacité de doublage attendue à $\Gamma = 0,026\%$ avec le BBO.

Publications et communications

Publications dans des revues internationales à comité de lecture :

K. Audo, A. El Amili, and M. Alouini, "Analytical modeling of dual-frequency solid-state lasers including a buffer reservoir for noise cancellation," *Opt. Express*, soumis (2018).

K. Audo, and M. Alouini, "Intensity noise cancellation in solid-state laser at 1.5 μ m using SHG depletion as Buffer Reservoir," *Applied Optics*, 57(7), pp. 1524-1529 (2018).

S. Pes, C. Paranthoën, C. Levallois, N. Chevalier, C. Hamel, K. Audo, G. Loas, S. Bouhier, C. Gomez, J.-C. Harmand, S. Bouchoule, H. Folliot, and M. Alouini, "Class-A operation of an optically-pumped 1.6 μ m-emitting quantum dash-based vertical-external-cavity surface-emitting laser on InP," *Optics Express*, 25(10), pp. 11760-11766 (2017).

K. Audo, A. El Amili, G. Baili, D. Dolfi, and M. Alouini, "Reduction of residual excess noise in Class-A lasers using two-photon absorption", *Optics Letters*, 41(18), pp. 4237-4240 (2016).

A. El Amili, K. Audo, and M. Alouini, "In-phase and anti-phase self-intensity regulated dual frequency laser using two-photon absorption," *Optics Letters*, 41(10), pp. 2326-2329 (2016).

Conférences :

K. Audo, A. E. Amili, and M. Alouini "Self-regulated intensity noise dual-frequency laser using the buffer reservoir approach," *2017 European Conference on Lasers and Electro-Optics - European Quantum Electronics Conference, CLEO Europe 2017*, paper CA_8.1, 2017, Munich, Allemagne. -Oral

K. Audo, A. El Amili, and M. Alouini, "Lasers faible bruit à état solide : utilisation d'absorption par SHG comme Buffer Reservoir," *Journée du club Optique Micro-ondes*, Juil. 2017, Limoges, France. -Poster

S. Pes, K. Audo, C. Paranthoen, C. Levallois, N. Chevalier, et al., "Class-A Operation of InAs Quantum Dash-based Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Laser," *Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2017)*, paper JTu5A.109, 2017, San Jose, Etats-Unis. -Poster

K. Audo, A. E. Amili, and M. Alouini "Buffer reservoir approach for cancelling resonant noise: Towards a new generation of low noise lasers," *IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP)*, pp. 332-335, 2016, Long Beach, Etats-Unis. -Oral

K. Audo, A. El Amili, and M. Alouini, "Laser à état solide bi-fréquence autorégulé en bruit d'intensité," *COLOQ*, Juil. 2016, Bordeaux, France. -Poster

K. Audo, A. El Amili, G. Loas, and M. Alouini, "Réduction de bruit d'intensité dans les lasers solides à l'aide d'un réservoir tampon," *Horizons de l'optique*, Juil. 2015, Rennes, France. -Poster

K. Audo, A. El Amili, and M. Alouini, "Réduction de bruit d'intensité dans un laser solide par génération de seconde harmonique intra-cavité," *COLOQ*, Juil. 2015, Rennes, France. -Poster

K. Audo, A. El Amili, G. Loas, and M. Alouini, "Lasers à état solide faible bruit : une nouvelle approche par utilisation d'un réservoir tampon," *Journée du club Optique Micro-ondes*, Jun 2015, Nantes, France. -Oral

Table des abréviations

ASE : Analyseur de Spectre Electrique (Electrical Spectrum Analyser)

BP : Bande Passante

CPO : Oscillation cohérente de population (Coherent Population Oscillation)

DSB : Densité Spectrale de Bruit

FP : Fabry-Perot

ISL : Intervalle Spectrale Libre

NF : Facteur de bruit (Noise Factor)

OSA : Analyseur de Spectre Optique (Optical Spectrum Analyser)

RBW : Resolution Bandwidth

RIN : Bruit d'intensité relatif (Relative Intensity Noise)

SHG : Génération de seconde harmonique (Second Harmonic Generation)

SHGA : Absorption par génération de seconde harmonique (Second Harmonic Generation Absorption)

Si : Silicium

TPA : Absorption à deux photons (Two Photon Absorption)

VCSEL : Laser à cavité vertical émettant par la surface (Vertical Cavity Surface Emitting Laser)

VECSEL : Laser à cavité vertical externe émettant par la surface (Vertical External Cavity Surface Emitting Laser)

Table des figures

Figure 1 : Représentation schématique des interactions entre le réservoir d'inversion de population et le réservoir de photons.....	12
Figure 2 : Fonction de transfert d'un filtre d'ordre 2 avec résonance calculée à partir de l'équation (I-1) et correspondant au comportement dynamique d'un laser classe B.	13
Figure 3 : Schéma de principe d'une boucle optoélectronique d'asservissement agissant a) sur un modulateur externe et b) sur le courant de la diode laser de pompe.	18
Figure 4 : Spectres de RIN d'un laser Er,Yb :verre (a) sans boucle d'asservissement et (b) avec la boucle active sur le laser de pompe. La réduction du pic de bruit à la fréquence des oscillations de relaxation du laser est de 30 dB. Spectres de RIN issus de [66]......	19
Figure 5 : Exemple de spectres de bruit d'intensité d'un laser Nd :YAG esclave a) sans injection et b) avec injection optique. La réduction du bruit à la fréquence des oscillations de relaxation atteint 35 dB. Les pics résiduels sont dus au laser maître. Les figures sont extraites de [70]......	20
Figure 6 : Exemple de fonction de transfert d'un filtre d'ordre 1 calculée à partir de l'équation (I-7) et correspondant au comportement dynamique d'un laser classe A.....	22
Figure 7 : a) Représentation d'un laser VECSEL constitué d'un laser $\frac{1}{2}$ VCSEL positionné dans une cavité externe. b) Exemple d'un spectre de RIN d'un laser VECSEL classe A. Le RIN est limité au bruit de grenaille à -170 dB/Hz sur une plage de fréquence de 300 MHz à 40 GHz. Seul un pic de bruit apparait à 20 GHz correspondant au bruit de battement entre le mode oscillant et l'émission spontanée amplifiée des modes adjacents. Figure issue de [78].	23
Figure 8 : Schéma du laser Er,Yb:verre pompé par une diode laser à 976 nm. Le spectre optique du laser est analysé à l'aide d'un analyseur de spectre optique (OSA) et d'un interféromètre Fabry-Perot à balayage. Le spectre de bruit est mesuré en utilisant une photodiode InGaAs amplifiée et suivie d'un analyseur de spectre électrique (ESA).....	30
Figure 9 : Spectre optique obtenu à l'aide de l'interféromètre Fabry-Perot à balayage.	31
Figure 10 : Spectre de RIN du laser Er,Yb :verre (RBW : 100 Hz, $I_{phd}=2,8$ mA).....	32
Figure 11 : Diagramme d'énergie du système Erbium-Ytterbium.....	33
Figure 12 : Spectre de RIN théorique obtenu à l'aide de la fonction de transfert en intensité du laser.....	39

Figure 13 : Schéma du laser Er,Yb avec la lame de Si positionnée proche du milieu actif pour que l'efficacité du le TPA soit maximale. Cette lame nous sert d'étalon. 40

Figure 14 : Spectres de RIN du laser (1) sans TPA et (2) avec TPA. L'insertion de l'absorbant non-linéaire conduit à une réduction de 33 dB du bruit d'intensité à la fréquence des oscillations de relaxation (RBW : 100 Hz, $I_{phd}=2,8$ mA). 40

Figure 15 : Spectres de RIN théoriques (1) sans TPA et (2) avec TPA obtenu à l'aide la fonction de transfert en intensité du laser..... 43

Figure 16 : Spectres de RIN du laser avec la lame de Si. Chaque spectre est mesuré pour différentes positions le long de l'axe z- de la lame de Si. Les spectres expérimentaux sont représentés en échelle de gris. Les traits plein en rouge sont les résultats issus de la fonctionne transfert théorique. L'efficacité du TPA est $\psi(z_1) = 6,4 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^2$, $\psi(z_2) = 2,7 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^2$, $\psi(z_3) = 1,7 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^2$, $\psi(z_4) = 6,9 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^2$ et $\psi(z_5) = 6,7 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^2$ 44

Figure 17 : Spectres de RIN du laser avec la lame de GaAs. Chaque spectre est mesuré pour différentes positions le long de l'axe z- de la lame. Les spectres expérimentaux sont représentés en échelle de gris. Les traits plein en rouge sont les résultats issus de la fonctionne transfert théorique. Les paramètres sont similaires à ceux de la Figure 16 excepté $\gamma_c = 1,56 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$. L'efficacité du TPA est $\psi(z_1) = 1,7 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$, $\psi(z_2) = 7,5 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$, $\psi(z_3) = 5,5 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ 45

Figure 18 : Spectre de RIN du laser (1) sans TPA et (2) avec TPA introduit à l'aide de la lame de GaAs (RBW : 500 Hz, $I_{phd}=1$ mA). 46

Figure 19 : Représentation schématique des interactions entre l'inversion de population, les photons et le réservoir de pertes non-linéaires. Ce réservoir agit comme un « buffer » qui régule l'interaction résonante entre les deux autres réservoirs de populations. 47

Figure 20 : Représentation du spectre optique du laser illustrant le battement entre le mode oscillant et l'émission spontanée amplifiée dans les modes adjacents longitudinaux non oscillant. Les fréquences de battement correspondent aux multiples de l'intervalle spectral libre (ISL) de la cavité..... 48

Figure 21 : Spectres de RIN à hautes fréquences mesuré (a) sans le TPA et (b) avec le TPA dans la cavité (RBW : 1 MHz, $I_{phd}=1,3$ mA). 49

Figure 22 : Spectre de RIN autour de 5,5 GHz correspondant à l'ISL de la cavité. Le spectre (1) est obtenu en positionnant le GaAs proche du miroir de sortie. Le spectre (2) est mesuré en plaçant le GaAs proche du milieu actif.	50
Figure 23 : Schéma de la mesure auto-hétérodyne pour mesurer le bruit de fréquence du laser. Le battement à 80 MHz est recueilli sur un analyseur de spectre électrique et est démodulé en phase et en quadrature.	51
Figure 24 : Bruit de fréquence du laser (1) sans TPA et (2) avec TPA.....	51
Figure 25 : Schéma de la liaison optique hyperfréquence. La porteuse optique est modulée en amplitude à 1 GHz. Le signal micro-onde de référence est ensuite analysé à l'aide d'un PN9000.....	52
Figure 26 : Spectre électrique du signal micro-onde (1) sans TPA et (2) avec TPA.....	53
Figure 27 : Bruit de phase du signal micro-onde (1) sans TPA et (2) avec TPA. La ligne en trait plein représente le niveau du bruit de grenaille à -141,8 dBc/Hz.....	54
Figure 28 : Montage expérimentale. Le ½ VCSEL est placé dans une cavité plan-concave de 9,8 cm au sein de laquelle nous insérons l'absorbant non-linéaire (GaAs). Le spectre optique est analysé à l'aide d'un interféromètre Fabry-Perot à balayage (FP). Le spectre électrique est mesuré avec un analyseur de spectre électrique (ESA). Des isolateurs optiques (IO) sont placés sur chaque voie de mesure. Le taux de pompage est fixé à 1,5 correspondant à une puissance de sortie de 20 mW.....	56
Figure 29 : Spectre optique du laser scanné à l'aide de l'interféromètre Fabry-Perot à balayage.	57
Figure 30 : a) Spectre de RIN (3) de la pompe et du VECSEL (1) sans TPA et (2) avec TPA (RBW : 10 kHz, $I_{phd}=1$ mA). b) Fonction de transfert équivalent à $RIN_{laser} / RIN_{pompe}$ sans TPA et avec TPA. Les lignes en pointillés et les tirets représentent la fonction de transfert théorique d'un filtre d'ordre 1 décrit par l'équation (II-27).	59
Figure 31 : Représentation du spectre optique du laser illustrant le battement entre l'émission spontanée amplifiée dans les modes adjacents et le mode oscillant. L'effet Bogatov entraîne une variation de l'ISL qui n'est plus symétrique par rapport à la fréquence du mode oscillant.	60
Figure 32 : Spectres de RIN du VECSEL (1) sans TPA et (2) avec TPA autour de l'ISL de la cavité. a) Le TPA est inefficace. b) L'efficacité du TPA est augmentée. c) L'efficacité du TPA est maximale (RBW : 30 kHz, $I_{phd}=0,9$ mA). La ligne en pointillés représente le niveau du bruit de grenaille.....	61

- Figure 33 : a) Spectre de RIN du VECSEL à l'ISL de la cavité. b) Spectres de RIN du VECSEL à 2 fois l'ISL de la cavité (RBW : 30 kHz). c) Spectre de RIN avec TPA acquis de 300 MHz à 3,01 GHz pour $I_{phd}=0,9$ mA. La ligne en pointillés représente le niveau du bruit de grenaille..... 63
- Figure 34 : Schéma du laser Nd:YAG. Le processus de SHGA est introduit à l'aide d'un cristal de KTP. Les faisceaux infra-rouge et doublé en fréquence sont séparés à l'aide d'un filtre dichroïque et envoyés vers un analyseur de spectre électrique (ESA). 65
- Figure 35 : a) Puissance de sortie du laser en fonction de la puissance de pompe. Les points représentent les mesures lorsque l'accord de phase n'est pas réalisé. Les croix sont les mesures avec SHGA. b) Puissance optique intra-cavité du faisceau à 532 nm en fonction de la puissance de pompe en accord de phase..... 66
- Figure 36 : Spectres de RIN du laser mesurés pour différentes efficacité de SHG (RBW : 200 Hz, $I_{phd}=2$ mA)..... 67
- Figure 37 : Densité spectrale de bruit (DSB) du signal doublé (RBW : 200 Hz)..... 68
- Figure 38 : Densité spectrale de bruit a) du faisceau laser à 1064 nm et b) du faisceau doublé à 532 nm aux fréquences 100 kHz et 200 kHz en fonction de l'efficacité de conversion. Les points représentent la DSB à 100 kHz, partie non-résonante du spectre de RIN du laser. Les carrés représentent la DSB à la fréquence des oscillations de relaxation, c'est-à-dire au niveau de la résonance du spectre de RIN..... 69
- Figure 39 : a) Spectres de RIN autour de la fréquence de battement correspondant à l'ISL de la cavité (RBW=100 MHz, $I_{phd}=1$ mA). b) Spectres de RIN autour de la fréquence de battement correspondant à 2 fois l'ISL de la cavité (RBW : 100 MHz, $I_{phd}=2,5$ mA). La ligne en pointillés représente le niveau du bruit de grenaille..... 71
- Figure 40 : a) Schéma du laser bi-fréquence. Le RIN est mesuré à l'aide d'un analyseur de spectre électrique (ESA) précédé d'un amplificateur (Amp) et d'une photodiode. Le spectre optique du laser est analysé avec un interféromètre Fabry-Perot à balayage (FP). b) Profil spatial des modes. Les deux modes du laser sont légèrement séparés dans le milieu actif. Le faisceau de pompe est unique pour les deux modes du laser..... 78
- Figure 41 : Spectres de RIN pour les modes polarisés suivant x- (1) et y- (2). Le spectre de RIN (3) correspond à la somme des contributions de bruits des deux modes propres (RBW : 100 Hz, $I_{phd}=1,9$ mA)..... 78
- Figure 42 : Représentation des variations d'intensité des deux modes à la fréquence des pics de résonance ainsi que de la somme des contributions de bruit. 79
- Figure 43 : 1^{ère} configuration du laser bi-fréquence avec TPA. La lame de Si est positionnée sur la voie commune. 80

Figure 44 : Spectre de RIN du laser lorsque le TPA est introduit sur la voie commune (RBW : 100 Hz, $I_{phd}=1,9$ mA).	81
Figure 45 : a) Evolution du niveau de RIN du pic d'anti-phase du mode x- en fonction de l'orientation des axes cristallographiques de la lame de Si par rapport aux directions de polarisation des modes. En pointillé, niveau de RIN du pic d'anti-phase sans TPA. b) Rapport des intensités des modes propres en fonction de l'angle relatif.	82
Figure 46 : 2 nd configuration du laser bi-fréquence avec TPA. La lame de Si est positionnée entre le milieu actif et l'YVO ₄ . Les deux modes sont séparés spatialement dans l'absorbant non-linéaire.	82
Figure 47 : Spectre du RIN du laser lorsque le TPA introduit des pertes sélectives et communes sur chaque modes (RBW : 100 Hz, $I_{phd}=1,9$ mA).	83
Figure 48 : Schéma du laser et du banc de mesure utilisé pour les mesures de couplage. Une lentille (Lent) est insérée afin de stabiliser la cavité constituée de deux miroirs plans. Un cristal biréfringent permet de séparer de 1 mm les deux états propres du laser en dehors du milieu actif. Les pertes modulées sont introduites à l'aide de lames de rasoir montées sur des piézo-électriques. Une partie du faisceau optique est ensuite envoyée vers un banc dédié à l'analyse du spectre optique à l'aide d'un analyseur de spectre optique (OSA) et d'un interféromètre Fabry-Perot (FP). L'autre partie est envoyée vers un cube séparateur de polarisation. Les intensités des deux modes propres sont recueillies sur deux photodiodes et analysées sur un oscilloscope.	87
Figure 49 : Evolution temporelle de l'intensité des deux modes lorsque les modulations sont appliquées a) sur le mode x- b) sur le mode y-. La flèche représente le mode sur lequel les pertes sont appliquées. c) Spectre optique correspondant (Résolution : 0.07 nm).	88
Figure 50 : a) Taux de saturation croisée en fonction de la longueur d'onde du mode y-. La longueur d'onde du mode x- est fixée à 1542,8 nm. b) Taux de couplage entre modes en fonction de la longueur d'onde du mode y-. La ligne en pointillée représente la valeur moyenne du couplage.	89
Figure 51 : Spectre de RIN du laser (RBW : 100 Hz, $I_{phd}=0,2$ mA)	90
Figure 52 : Schéma du laser utilisé pour les mesures de couplage lorsque l'absorbant non-linéaire (ANL) induit des pertes non-linéaires communes pour les deux modes.	90
Figure 53 : Spectre de RIN du laser lorsque le TPA induit des pertes non-linéaires communes (RBW : 100 Hz, $I_{phd}=0,2$ mA).	91

Figure 54 : Evolution temporelle de l'intensité des deux modes en présence de TPA lorsque les modulations sont appliquées a) sur le mode x- b) sur le mode y-. La flèche représente le mode sur lequel les pertes sont appliquées. c) Spectre optique correspondant (Résolution : 0.07 nm)..... 92

Figure 55 : Taux de saturation croisée en fonction de la longueur d'onde du mode y- en présence du TPA induisant des pertes non-linéaires communes sur les modes. La longueur d'onde du mode x- est fixée à 1542,2 nm. b) Taux de couplage entre modes en fonction de la longueur d'onde du mode y-. La ligne en pointillée représente la valeur moyenne du couplage. 93

Figure 56 : a) Schéma du laser lorsque l'absorbant non-linéaire (ANL) induit des pertes non-linéaires sélectives pour les deux modes. b) Spectre de RIN du laser correspondant (RBW : 100 Hz, $I_{phd}=0,2mA$)..... 94

Figure 57 : Taux de saturation croisée en fonction de la longueur d'onde du mode y- en présence du TPA induisant des pertes non-linéaires sélectives sur les modes. La longueur d'onde du mode x- est fixée à 1534,2 nm. b) Taux de couplage entre modes en fonction de la longueur d'onde du mode y-. La ligne en pointillée représente la valeur moyenne du couplage. 95

Figure 58 : a) Représentation schématique des pertes non-linéaires sélectives qui agissent comme deux « buffer reservoir » indépendant. b) Représentation des pertes non-linéaires communes qui agissent comme un seul « buffer reservoir »..... 98

Figure 59 : Schéma du laser bi-fréquence utilisé pour étudier le modèle..... 104

Figure 60 : Spectres de RIN expérimentaux des modes x- et y- (RBW : 100 Hz, $I_{phd}=1 mA$). 106

Figure 61 : Spectre de RIN à basse fréquence de la diode laser de pompe (RBW : 100 Hz, $I_{phd}=1 mA$)..... 108

Figure 62 : a) Spectre de RIN théorique. b) Comparaison des spectres expérimentaux et théoriques. 109

Figure 63 : a) Spectre de RIN théorique lorsque seuls les bruits issus de la pompe (1) et les fluctuations de photons (2) sont considérés comme source de bruit. b) Fonction de transfert des ions Yb^{3+} soumis à des variations de l'intensité du laser de pompe... 111

Figure 64 : a) Spectres de RIN expérimentaux des modes x- et y- (RBW : 100 Hz, $I_{phd}=1 mA$). b) Spectre de RIN théorique. c) Comparaison des spectres expérimentaux et théoriques. 112

Figure 65 : a) Spectres de RIN expérimentaux des modes x- et y- en présence de TPA induisant des pertes non-linéaires communes (RBW : 100 Hz, $I_{phd}=1 mA$). b) Spectre de RIN théorique. c) Comparaison des spectres expérimentaux et théoriques..... 114

Figure 66 : Evolution des spectres de RIN du laser pour différentes efficacités η du mécanisme d'absorption non-linéaire.....	115
Figure 67 : a) Spectres de RIN expérimentaux des modes x- et y- en présence de TPA induisant des pertes sélectives et communes (RBW : 100 Hz, $I_{phd}=1$ mA). b) Spectre de RIN théorique. c) Comparaison des spectres expérimentaux et théoriques.....	116
Figure 68 : Evolution des spectres de RIN du laser pour différentes efficacités η du mécanisme d'absorption non-linéaire.....	118
Figure 69 : Evolution des spectres de RIN du laser pour différentes efficacités η du mécanisme d'absorption non-linéaire lorsque les modes sont plus fortement découplés dans l'absorbant non-linéaire, i.e. $\eta = 0,25$	119
Figure 70 : Evolution des spectres de RIN du laser pour différentes efficacités η du mécanisme d'absorption non-linéaire. Les paramètres sont identiques à ceux de la Figure 68 excepté τ_{NL} qui est égal à 3 ns.....	120
Figure 71 : Schéma du laser bi-fréquence avec le GaAs utilisé pour apporter le TPA dans la cavité.	120
Figure 72 : a) Spectres de RIN expérimentaux des modes x- et y- en présence de TPA induit par une lame de GaAs (RBW : 100 Hz, $I_{phd}=1$ mA). b) Spectre de RIN théorique. c) Comparaison des spectres expérimentaux et théoriques.....	122
Figure 73 : Spectre électrique du battement entre les deux fréquences optiques (RBW : 30 kHz, $I_{phd}=0,2$ mA).....	123
Figure 74 : Bruit de phase du battement à 3,7 GHz a) sans TPA et b) avec TPA ($I_{phd}=0,2$ mA)....	124
Figure 75 : Représentation de la situation recherchée avec l'emploi de SHGA comme « buffer reservoir ». Seul un des modes propres subit les pertes non-linéaires.....	131
Figure 76 : Représentation du laser Er,Yb,verre. Le SHGA est introduit par un cristal de BBO de 15 mm de long.	132
Figure 77 : a) Puissance de sortie du laser en fonction de la puissance de pompe sans SHGA (point bleu) et avec une efficacité de SHGA de 0,016% (triangle rouge). b) Puissance intra-cavité du faisceau à 775 nm en fonction de la puissance de pompe.	134
Figure 78 : Schéma du banc de mesure. Le signal à 775 nm est mesuré à l'aide d'une photodiode silicium. Le spectre optique du laser est analysé avec un Fabry-Perot à balayage (FP). Les mesures de bruit d'intensité se font à l'aide d'un analyseur de spectre électrique (ESA) précédé d'une photodiode InGaAs et d'un amplificateur électrique (Amp). Des isolateurs optiques (IO) sont placés sur chaque bras.....	134

Figure 79 : Spectres de RIN du laser Er,Yb:verre pour différentes efficacités de SHG (RBW : 30 Hz, $I_{phd} = 1$ mA).....	135
Figure 80 : a) Spectres de RIN aux fréquences correspondant a) une fois et b) deux fois l'intervalle spectrale libre (ISL) de la cavité (RBW : 50 kHz, $I_{phd} = 1,9$ mA).....	136
Figure 81 : Schéma du laser représentant la séparation spatiale de 700 μm entre les deux polarisations orthogonales induite par le cristal de BBO.....	138
Figure 82 : Laser bi-fréquence utilisant 2 cristaux de BBO pour compenser le décalage spatial entre les faisceaux polarisés orthogonalement. Le SHGA n'est appliquée que sur le mode ordinaire polarisé suivant x-.Le faisceau doublé en fréquence est polarisé orthogonalement à x-.	138
Figure 83 : Puissance du faisceau de seconde harmonique intra-cavité en fonction de a) la puissance de sortie du mode y- et b) du mode x-. La variation de puissance est obtenue en favorisant le pompage optique d'un mode ou du second dans le milieu actif.....	139
Figure 84 : a) Spectres de RIN du laser sans SHGA. b) Spectres de RIN du laser en présence de SHGA avec une efficacité de doublage de 0,002 % (RBW : 100 Hz, $I_{phd} = 1$ mA).....	140
Figure 85 : a) Schéma du laser utilisé pour les mesures de couplage lorsque l'absorbant non-linéaire (ANL) induit des pertes non-linéaires uniques sur le mode x-. b) Exemple de mesures lorsque la modulation est appliquée sur le mode x- et c) sur le mode y-..	142
Figure 86 : Spectres de RIN du laser sans pertes non-linéaires a) expérimentaux et b) issus de la modélisation.....	146
Figure 87 : Spectres de RIN du laser avec pertes non-linéaires sur le mode polarisé suivant l'axe x- a) expérimentaux et b) issus de la modélisation.....	147
Figure 88 : Spectres de RIN théoriques pour $\psi_x = 25 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$	148
Figure 89 : Représentation du cristal MgO:PPLN avec les 5 réseaux dont les périodes d'inversion de susceptibilité non-linéaires sont différentes.	150
Figure 90 : Influence du désaccord de phase sur l'intensité du faisceau doublé en fréquence en fonction de la distance de propagation au sein du cristal normalisée par rapport à la longueur de cohérence. Les trois tracés sont obtenus (1) pour un accord de phase parfait, (2) pour un quasi accord de phase et (3) pour un désaccord Δk donné.	151
Figure 91 : Dépendance de la longueur d'onde en accord de phase en fonction de la température du cristal pour les différentes périodes d'inversion. Figure fournie par le revendeur et extraite de [173]......	152

Figure 92 : a) Schéma du laser mono-fréquence Er,Yb avec le cristal non-linéaire MgO:PPLN de 1 cm de long. b) Spectre optique du laser mono-fréquence avec PPLN (Résolution : 0,07 nm, VBW : 10 kHz).....	155
Figure 93 : Mesure de l'efficacité de SHG en fonction du temps.....	156
Figure 94 : Spectre de RIN du laser avec PPLN pour différentes efficacités de SHG (RBW : 100 Hz, $I_{phd}=1$ mA).....	157
Figure 95 : Schéma du laser bi-fréquence Er,Yb :verre. Le fonctionnement bi-fréquence est renforcé en utilisant un cristal biréfringent YVO ₄ découplant les modes propres dans le milieu actif. Le SHGA est obtenue avec un cristal de MgO:PPLN de 1 cm de long. Seul le mode polarisé suivant x- subit le SHGA.....	158
Figure 96 : a) Spectre optique du laser bi-fréquence. b) Spectres de RIN des polarisations propres du laser sans SHGA (RBW : 100 Hz, $I_{phd}=0,6$ mA).....	159
Figure 97 : a) Spectre optique du laser lorsque seul le mode y- oscille (Résolution : 0,07 nm). b) Spectre de RIN du mode polarisé y- (RBW : 100 Hz $I_{phd}=0,6$ mA,). c) Spectre optique du laser lorsque seul le mode x- oscille. d) Spectre de RIN du mode polarisé x- (RBW : 100 Hz, $I_{phd}=0,6$ mA).....	160
Figure 98 : Spectres de RIN des polarisations propres du laser avec SHGA (RBW : 100 Hz, $I_{phd}=0,6$ mA).....	161
Figure 99 : a) Spectres de RIN expérimental et b) théoriques sans SHGA. c) Spectres de RIN expérimentaux et d) théoriques avec SHGA.....	163
Figure 100 : Evolution théorique des spectres de RIN du laser bi-fréquence pour différentes efficacités des pertes non-linéaires introduites sur le mode x-.....	165
Figure 101 : a) Amplitude pic de bruit d'anti-phase en fonction de l'efficacité des pertes non-linéaires. b) Amplitude pic de bruit en-phase en fonction l'efficacité des pertes non-linéaires.....	166
Figure 102 : a) et b) Représentation des modes de vibration des deux oscllateurs couplés. c) L'amortissement d'un oscillateur rend le système proche d'une situation où un seul oscillateur est perturbé.....	167
Figure 103 : Photo du laser bi-fréquence avec le cristal de MgO:PPLN.	167
Figure 104 : a) Influence du SHGA sur le RIN du mode polarisé suivant x-. Nous obtenons une réduction de 24 dB du pic de bruit en anti-phase et de 19 dB du pic de bruit en-phase. b) Influence du SHGA sur le RIN du mode polarisé suivant y-. Nous obtenons une réduction de 24 dB du pic de bruit en anti-phase et de 13 dB du pic de bruit en-phase.....	168

Figure 105 : Schéma de la configuration du laser utilisée pour les mesures de couplage. Nous avons reporté le nom des différentes matrices relatives aux éléments et aux distances de propagation.....	179
Figure 106 : Dimension des faisceaux sur les miroirs d'entrée et de sortie en fonction de la longueur de la cavité pour $d_1 = 3,2$ cm et $d_2 = 0$	182
Figure 107 : Schéma du laser Er,Yb:verre avec le cristal de KTP dans la cavité. Le banc de mesure permet d'obtenir la puissance de SHG et d'étudier le bruit d'intensité du laser à l'aide d'un analyseur de spectre électrique (ESA) précédé d'une photodiode InGaAs et d'un amplificateur faible bruit (Amp). Nous vérifions en parallèle que le laser est monomode longitudinal grâce à analyseur Fabry-Perot à balayage (FP). Des isolateurs optiques (IO) sont placés sur chaque bras fibré.	184
Figure 108 : Spectre de RIN (1) sans SHGA et (2) avec SHGA (RBW : 3 kHz et $I_{phd} = 0,5$ mA).	185
Figure 109 : Phénomène de double réfraction dans un cristal non-linéaire pour un accord de phase de type II tel que $\vec{k}_{\omega_1,e} + \vec{k}_{\omega_1,o} = \vec{k}_{\omega_2,e}$	186
Figure 110 : a) Efficacité théorique de SHG sans prise en compte de la double réfraction en fonction de la distance de propagation dans le cristal non-linéaire. b) Facteur G en fonction de la distance de propagation du cristal non-linéaire. c) Efficacité théorique de SHG avec prise en compte de la double réfraction.....	188
Figure 111 : Phénomène de double réfraction dans un cristal non-linéaire pour un accord de phase de type I.....	189

Bibliographie

1. J. P. Gordon, H. J. Zeiger, and C. H. Townes, "Molecular microwave oscillator and new hyperfine structure in the microwave spectrum of NH₃," *Phys. Rev.* **95**, 282–284 (1954).
2. N. G. Basov and A. M. Prokhorovich, "Possible methods of obtaining active molecules for a molecular oscillator," *J. Exptl. Theor. Phys* **28**, 249–250 (1955).
3. A. L. Schawlow and C. H. Townes, "Infrared and optical masers," *Phys. Rev.* **112**, 1940–1949 (1958).
4. T. H. Maiman, "Stimulated Optical Radiation in Ruby," *Nature* **187**, 493–494 (1960).
5. R. E. Spero and S. E. Whitcomb, "The Laser Interferometer Gravitational-wave Observatory (LIGO)," *Opt. Photonics News* 35–39 (1995).
6. R. Barillet, A. Brillet, R. Chiche, F. Cleva, L. Latrach, and C. N. Man, "An injection-locked Nd:YAG laser for the interferometric detection of gravitational waves," *Meas. Sci. Technol.* **7**, 162–169 (1996).
7. B. P. Abbott, R. Abbott, R. Adhikari, et al., "LIGO: the Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory," *Reports Prog. Phys.* **72**, 76901 (2009).
8. T. M. Fortier, M. S. Kirchner, F. Quinlan, J. Taylor, J. C. Bergquist, T. Rosenband, N. Lemke, a. Ludlow, Y. Jiang, C. W. Oates, and S. a. Diddams, "Generation of Ultrastable Microwaves via Optical Frequency Division," *Nat. Photonics* **5**, 425–429 (2011).
9. A. J. Seeds and K. J. Williams, "Microwave Photonics," *J. Light. Technol.* **24**, 4628–4641 (2006).
10. H. R. Telle, G. Steinmeyer, A. E. Dunlop, J. Stenger, D. H. Sutter, and U. Keller, "Carrier-envelope offset phase control: A novel concept for absolute optical frequency measurement and ultrashort pulse generation," *Appl. Phys. B* **69**, 327–332 (1999).
11. D. J. Jones, S. A. Diddams, J. K. Ranka, A. Stentz, R. S. Windeler, J. L. Hall, and S. T. Cundiff, "Carrier-Envelope Phase Control of Femtosecond Mode-Locked Lasers and Direct Optical Frequency Synthesis," *Science.* **288**, 635–639 (2000).
12. U. Keller, "Ultrafast solid-state laser oscillators: A success story for the last 20 years with no end in sight," *Appl. Phys. B Lasers Opt.* **100**, 15–28 (2010).

13. M. Brunel, F. Bretenaker, and A. Le Floch, "Tunable optical microwave source using spatially resolved laser eigenstates.," *Opt. Lett.* **22**, 384–386 (1997).
14. F. Bretenaker and A. L. E. Floch, "The dynamics of spatially-resolved laser eigenstates," *Quantum Electron.* **26**, 1451–1454 (1990).
15. F. Bretenaker and A. Le Floch, "Laser eigenstates in the framework of a spatially generalized Jones matrix formalism," *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 230–238 (1991).
16. M. Alouini, M. Brunel, F. Bretenaker, M. Vallet, and A. Le Floch, "Dual tunable wavelength Er : Yb : Glass laser for terahertz beat frequency generation," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **10**, 1554–1556 (1998).
17. R. Czarny, M. Alouini, C. Larat, M. Krakowski, and D. Dolfi, "THz-dual-frequency Yb³⁺:KGd(WO₄)₂ laser for continuous wave THz generation through photomixing," *Electron. Lett.* **40**, (2004).
18. M. Alouini, B. Benazet, M. Vallet, M. Brunel, P. Di Bin, F. Bretenaker, A. Le Floch, and P. Thony, "Offset phase locking of Er: Yb: Glass laser eigenstates for RF photonics applications," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **13**, 367–369 (2001).
19. G. Danion, C. Hamel, L. Frein, F. Bondu, G. Loas, and M. Alouini, "Dual frequency laser with two continuously and widely tunable frequencies for optical referencing of GHz to THz beatnotes," *Opt. Express* **22**, 17673 (2014).
20. A. Rolland, L. Pouget, M. Brunel, and M. Alouini, "Terahertz optoelectronic down-conversion and phase-locking through four-wave mixing," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **26**, 1944–1947 (2014).
21. G. Pillet, L. Morvan, L. Ménager, A. Garcia, S. Babel, and A. Stöhr, "Dual-frequency laser phase locked at 100 GHz," *J. Light. Technol.* **32**, 3824–3830 (2014).
22. P. Nerin, P. Puget, P. Besesty, and G. Chartier, "Self-mixing using a dual-polarisation Nd:YAG microchip laser," *Electron. Lett.* **33**, 491–492 (1997).
23. M. Brunel, O. Emile, F. Bretenaker, A. LeFloch, B. Ferrand, and E. Molva, "Tunable two-frequency lasers for lifetime measurements," *Opt. Rev.* **4**, 550–552 (1997).
24. J. Fade and M. Alouini, "Depolarization remote sensing by orthogonality breaking," *Phys. Rev. Lett.* **109**, 2–6 (2012).

-
25. L. Morvan, N. D. Lai, D. Dolfi, J.-P. Huignard, M. Brunel, F. Bretenaker, and A. Le Floch, "Building blocks for a two-frequency laser lidar-radar: a preliminary study," *Appl. Opt.* **41**, 5702–5712 (2002).
 26. M. Brunel, A. Amont, and M. Vallet, "Dual-polarization microchip laser at 1.53 μm ," *Opt. Lett.* **30**, 2418–2420 (2005).
 27. G. Pillet, L. Morvan, M. Brunel, F. Bretenaker, D. Dolfi, M. Vallet, J. P. Huignard, and A. Le Floch, "Dual-frequency laser at 1.5 μm for optical distribution and generation of high-purity microwave signals," *J. Light. Technol.* **26**, 2764–2773 (2008).
 28. D. E. McCumber, "Intensity fluctuations in the output of cw laser oscillators. I," *Phys. Rev.* **141**, 306–322 (1966).
 29. K. Otsuka, P. Mandel, S. Bielawski, D. Derozier, and P. Glorieux, "Alternative time scale in multimode lasers," *Phys. Rev. A* **46**, 1692–1695 (1992).
 30. A. El Amili, G. hen Loas, S. De, S. Schwartz, G. Feugnet, J.-P. Pocholle, F. Bretenaker, and M. Alouini, "Experimental demonstration of a dual-frequency laser free from antiphase noise," *Opt. Lett.* **37**, 4901–4903 (2012).
 31. T. L. Boyd, D. Klemer, P. A. Leilabady, J. Noriega, and M. Pessot, "A 1.55 μm Solid-State Laser Source for DWDM Applications," *J. Light. Technol.* **17**, 1904–1908 (1999).
 32. M. Brunel, F. Bretenaker, S. Blanc, V. Crozatier, J. Brisset, T. Merlet, and A. Poezevara, "High-Spectral Purity RF Beat Note Generated by a Two-Frequency Solid-State Laser in a Dual Thermo-optic and Electro-optic Phase-Locked Loop," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **16**, 870–872 (2004).
 33. L. Morvan, D. Dolfi, J.-P. Huignard, S. Blanc, M. Brunel, M. Vallet, F. Bretenaker, and A. Le Floch, "Dual-frequency laser at 1.53 μm for generating high-purity optically carried microwave signals up to 20 GHz," in *Conference on Lasers and Electro-Optics/International Quantum Electronics Conference and Photonic Applications Systems Technologies, Technical Digest, Paper CTuL5*. (2004).
 34. T. Erneux and P. Glorieux, *Laser Dynamics* (2010).
 35. F. T. Arecchi, G. L. Lippi, G. P. Puccioni, and J. R. Tredicce, "Deterministic Chaos in Laser with Injected Signal," *Opt. Commun.* **51**, 308–314 (1984).

36. J. R. Tredicce, F. T. Arecchi, G. L. Lippi, and G. P. Puccioni, "Instabilities in lasers with an injected signal," *J. Opt. Soc. Am. B* **2**, 173–183 (1985).
37. J. Jahanpanah, "Stability theory of class-C (far-infrared) lasers with an injected signal," *J. Opt. Soc. Am. A* **22**, 680–688 (2005).
38. W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering* (1995).
39. K. Ueda and F. Shimizu, "Relaxation Oscillation in Transient Output of Pulsed CO₂ Laser," *Jpn. J. Appl. Phys.* **23**, 1038–1044 (1984).
40. G. P. Agrawal and N. K. Dutta, *Semiconductor Lasers* (1993).
41. G. Baili, M. Alouini, D. Dolfi, F. Bretenaker, I. Sagnes, T. Merlet, and J. Chazelas, "Novel architectures of very low RIN semiconductor lasers in extended cavities for high performance microwave links," 2006 Int. Top. Meet. Microw. Photonics, MWP 2–5 (2006).
42. G. Baili, M. Alouini, D. Dolfi, F. Bretenaker, I. Sagnes, and A. Garnache, "Shot-noise-limited operation of a monomode high-cavity-finesse semiconductor laser for microwave photonics applications," *Opt. Lett.* **32**, 650–652 (2007).
43. O. Svelto, *Principles of Lasers, Fifth Edition* (2010).
44. D. F. Walls, "Squeezed states of light," *Nature* **306**, 141–146 (1983).
45. G. Breitenbach, S. Schiller, and J. Mlynek, "Measurement of the quantum states of squeezed light," *Nature* **387**, 471–475 (1997).
46. P. Kürz, R. Paschotta, K. Fiedler, A. Sizmann, G. Leuchs, and J. Mlynek, "Squeezing by second-harmonic generation in a monolithic resonator," *Appl. Phys. B Photophysics Laser Chem.* **55**, 216–225 (1992).
47. L. A. Wu, H. J. Kimble, J. L. Hall, and H. Wu, "Generation of squeezed states by parametric down conversion," *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2520–2523 (1986).
48. S. Suzuki, H. Yonezawa, F. Kannari, M. Sasaki, and A. Furusawa, "7 dB quadrature squeezing at 860 nm with periodically poled KTiOPO₄," *Appl. Phys. Lett.* **89**, 061116,1-3 (2006).
49. Y. Takeno, M. Yukawa, H. Yonezawa, and A. Furusawa, "Observation of -9 dB quadrature squeezing with improvement of phase stability in homodyne measurement," *Opt. Express* **15**, 4321–4327 (2007).

-
50. G. Patera, N. Treps, C. Fabre, and G. J. De Valcárcel, "Quantum theory of synchronously pumped type i optical parametric oscillators: Characterization of the squeezed supermodes," *Eur. Phys. J. D* **56**, 123–140 (2010).
 51. D. F. Walls, M. J. Collett, and A. S. Lane, "Amplitude-noise reduction in lasers with intracavity nonlinear elements," *Phys. Rev. A* **42**, 4366–4373 (1990).
 52. N. A. Robertson, S. Hoggan, J. B. Mangan, and J. Hough, "Intensity stabilisation of an argon laser using an electro-optic modulator - performance and limitations," *Appl. Phys. B Photophysics Laser Chem.* **39**, 149–153 (1986).
 53. F. Liu, C. Wang, L. Li, and L. Chen, "Long-term and wideband laser intensity stabilization with an electro-optic amplitude modulator," *Opt. Laser Technol.* **45**, 775–781 (2013).
 54. D. I. Kim, H. G. Rhee, J. B. Song, and Y. W. Lee, "Laser output power stabilization for direct laser writing system by using an acousto-optic modulator," *Rev. Sci. Instrum.* **78**, 1–4 (2007).
 55. V. I. Balakshy, Y. I. Kuznetsov, S. N. Mantsevich, and N. V. Polikarpova, "Dynamic processes in an acousto-optic laser beam intensity stabilization system," *Opt. Laser Technol.* **62**, 89–94 (2014).
 56. P. Kwee, B. Willke, and K. Danzmann, "Laser power stabilization using optical ac coupling and its quantum and technical limits.," *Appl. Opt.* **48**, 5423–5431 (2009).
 57. E. N. Ivanov, "Wide-band suppression of laser intensity noise," *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **56**, 22–26 (2009).
 58. J. J. Du, W. F. Li, G. Li, J. M. Wang, and T. C. Zhang, "Intensity noise suppression of light field by optoelectronic feedback," *Optik (Stuttg.)* **124**, 3443–3445 (2013).
 59. J. Zhang, H. Ma, C. Xie, and K. Peng, "Suppression of intensity noise of a laser-diode-pumped single-frequency Nd:YVO4 laser by optoelectronic control.," *Appl. Opt.* **42**, 1068–1074 (2003).
 60. T. J. Kane, "Intensity noise in diode-pumped single-frequency Nd:YAG laser and its control by electronic feedback," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **2**, 244–245 (1990).
 61. S. Rowan, A. M. Campbell, K. Skeldon, and J. Hough, "Broadband Intensity Stabilization of a Diode-pumped Monolithic Miniature Nd : YAG Ring Laser," *J. Mod. Opt.* **41**, 1263–1269 (1994).

62. C. C. Harb, M. B. Gray, H. A. Bachor, R. Schilling, P. Rottengatter, I. Freitag, and H. Welling, "Suppression of the Intensity Noise in a Diode-Pumped Neodymium:YAG Nonplanar Ring Laser," *IEEE J. Quantum Electron.* **30**, 2907–2913 (1994).
63. M. Csörnyei, T. Banky, and T. Bercei, "RIN peak suppression for solid state lasers," in *4th International Conference on Microwaves, Radar and Wireless Communications. MIKON* (2002), pp. 183–186.
64. S. Valling, B. Ståhlberg, and Å. M. Lindberg, "Tunable feedback loop for suppression of relaxation oscillations in a diode-pumped Nd:YVO₄ laser," *Opt. Laser Technol.* **39**, 82–85 (2007).
65. S. Taccheo, G. Sorbello, P. Laporta, and C. Svelto, "Suppression of intensity noise in a diode-pumped Tm-Ho:YAG laser," *Opt. Lett.* **25**, 1642–1644 (2000).
66. S. Taccheo, P. Laporta, O. Svelto, and G. De Geronimo, "Intensity noise reduction in a single-frequency ytterbium-codoped erbium laser.," *Opt. Lett.* **21**, 1747–1749 (1996).
67. G. De Geronimo, S. Taccheo, and P. Laporta, "Optoelectronic feedback control for intensity noise suppression in a codoped erbium-ytterbium glass laser," *Electron. Lett.* **33**, 1336 (1997).
68. C. D. Nabors, A. D. Farinas, T. Day, S. T. Yang, E. K. Gustafson, and R. L. Byer, "Injection locking of a 13-W cw Nd:YAG ring laser," *Opt. Lett.* **14**, 1189–1191 (1989).
69. A. D. Farinas, E. K. Gustafson, and R. L. Byer, "Frequency and intensity noise in an injection-locked, solid-state laser," *J. Opt. Soc. Am. B* **12**, 328–334 (1995).
70. C. C. Harb, T. C. Ralph, E. H. Huntington, I. Freitag, D. E. McClelland, and H. Bachor, "Intensity-noise properties of injection-locked lasers," *Phys. Rev. A* **54**, 4370–4382 (1996).
71. E. H. Huntington, B. C. Buchler, C. C. Harb, T. C. Ralph, D. E. McClelland, and H.-A. Bachor, "Feedback control of the intensity noise of injection locked lasers," *Opt. Commun.* **145**, 359–366 (1998).
72. T. C. Ralph, C. C. Harb, and H.-A. Bachor, "Intensity noise of injection-locked lasers: Quantum theory using a linearized input-output method," *Phys. Rev. A* **54**, 4359 (1996).
73. A. D. McCoy, L. B. Fu, M. Ibsen, and B. C. Thomsen, "Intensity noise suppression in fibre DFB laser using gain saturated SOA," *Electron. Lett.* **40**, (2004).

-
74. G. Danion, F. Bondu, G. Loas, and M. Alouini, "GHz bandwidth noise eater hybrid optical amplifier: design guidelines.," *Opt. Lett.* **39**, 4239–42 (2014).
 75. M. Alouini, G. Baili, C. Moronvalle, F. Bretenaker, and D. Dolfi, "Very Low Noise Semiconductor Laser," U.S Patent, US20090225800 A1, publié le 10 sept. 2009.
 76. G. Baili, M. Alouini, C. Moronvalle, D. Dolfi, and F. Bretenaker, "Broad-bandwidth shot-noise-limited class-A operation of a monomode semiconductor fiber-based ring laser," *Opt. Lett.* **31**, 62–64 (2006).
 77. J. V. Sandusky and S. R. J. Brueck, "A CW external-cavity surface-emitting laser," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **8**, 313–315 (1996).
 78. G. Baili, L. Morvan, G. Pillet, D. Dolfi, L. Menager, S. Formont, S. Bouchoule, Z. Zhao, J. L. Oudar, M. Alouini, and F. Bretenaker, "High power and ultra-low noise VECSEL for high dynamic range and wideband microwave optical links," in *2013 IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics, MWP 2013* (2013), pp. 278–281.
 79. A. Garnache, A. Ouvrard, and D. Romanini, "Single-Frequency operation of External-Cavity VCSELs: Non-linear multimode temporal dynamics and quantum limit.," *Opt. Express* **15**, 9403–9417 (2007).
 80. A. Garnache, M. Myara, A. Laurain, A. Bouchier, P. Signoret, I. Sagnes, and D. Romanini, "Single Frequency Free-Running Low Noise Compact Extended-Cavity Semiconductor Laser At High Power Level," in *Proc. Int. Conf. Space Opt.* (2008).
 81. A. Laurain, J. Hader, S. W. Koch, W. Stolz, and J. V. Moloney, "Intensity and frequency noise properties of multi-Watt single frequency VECSEL with and without active stabilization," *Proc. SPIE 8966, Vert. Extern. Cavity Surf. Emit. Lasers IV* **8966**, 89660A (2014).
 82. F. A. Camargo, J. Barrientos, G. Baili, L. Morvan, D. Dolfi, D. Holleville, S. Guerandel, I. Sagnes, P. Georges, and G. Lucas-Leclin, "Coherent dual-frequency emission of a vertical external-cavity semiconductor laser at the cesium D2 line," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **24**, 1218–1220 (2012).
 83. M. Myara, M. Sellahi, A. Laurain, A. Garnache, A. Michon, and I. Sagnes, "Noise properties of NIR and MIR VECSELs," in *2013 22nd International Conference on Noise and Fluctuations (ICNF)* (2013).

84. C. Symonds, J. Dion, I. Sagnes, M. Dainese, M. Strassner, L. Leroy, and J.-L. Oudar, "High performance 1.55 μ m vertical external cavity surface emitting laser with broadband integrated dielectric-metal mirror," *Electron. Lett.* **10**, 734–735 (2004).
85. A. Laurain, L. Cerutti, M. Myara, and A. Garnache, "2.7- μ m single-frequency TEM₀₀ low-threshold Sb-based diode-pumped external-cavity VCSEL," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **24**, 246–248 (2012).
86. G. Baili, M. Alouini, T. Malherbe, D. Dolfi, J. P. Huignard, T. Merlet, J. Chazelas, I. Sagnes, and F. Bretenaker, "Evidence of ultra low microwave additive phase noise for an optical RF link based on a Class-A semiconductor laser," *Opt. Express* **16**, 10091–10097 (2008).
87. G. Baili, L. Morvan, M. Alouini, D. Dolfi, F. Bretenaker, I. Sagnes, and A. Garnache, "Experimental demonstration of a tunable dual-frequency semiconductor laser free of relaxation oscillations.," *Opt. Lett.* **34**, 3421–3423 (2009).
88. L. Chaccour, G. Aubin, K. Merghem, J.-L. Oudar, A. Khadour, P. Chatellier, and S. Bouchoule, "Cross-Polarized Dual-Frequency VECSEL at 1.5 μ m for Fiber-Based Sensing Applications," *IEEE Photonics J.* **8**, 1–10 (2016).
89. P. Dumont, F. Camargo, J. M. Danet, D. Holleville, S. Guerandel, G. Pillet, G. Baili, L. Morvan, D. Dolfi, I. Gozhyk, G. Beaudoin, I. Sagnes, P. Georges, and G. Lucas-Leclin, "Low-noise dual-frequency laser for compact Cs atomic clocks," *J. Light. Technol.* **32**, 3817–3823 (2014).
90. G. Baili, F. Bretenaker, M. Alouini, L. Morvan, D. Dolfi, and I. Sagnes, "Experimental investigation and analytical modeling of excess intensity noise in semiconductor class-A lasers," *J. Light. Technol.* **26**, 952–961 (2008).
91. H. Statz, G. A. DeMars, D. T. Wilson, and C. L. Tang, "Problem of spike elimination in lasers," *J. Appl. Phys.* **36**, 1510–1514 (1965).
92. J. F. Pinto and L. Esterowitz, "Suppression of Spiking Behavior in Flashpumped 2- μ m Lasers," *IEEE J. Quantum Electron.* **30**, 167–169 (1994).
93. T. H. Jeys, "Suppression of laser spiking by intracavity second harmonic generation," *Appl. Opt.* **30**, 1011–1013 (1991).
94. R. van Leeuwen, B. Xu, L. S. Watkins, Q. Wang, and C. Ghosh, "Low noise high power ultra-stable diode pumped Er-Yb phosphate glass laser," *Proc. SPIE 6975, Enabling Photonics Technol. Defense, Secur. Aerosp. Appl. IV* **69750K**, (2008).

-
95. Kigre Inc., "QX Laser Glasses, Data Sheet," <http://kigre.com/index.html>.
 96. J. F. Philipps, T. Töpfer, H. Ebendorff-Heidepriem, D. Ehrh, and R. Sauerbrey, "Spectroscopic and lasing properties of Er³⁺: Yb³⁺-doped fluoride phosphate glasses," *Appl. Phys. B* **72**, 399–405 (2001).
 97. G. Sacchi, G. Chiaretti, S. Cecchi, G. Randone, P. Laporta, S. Taccheo, F. Salina, and O. Svelto, "Transmission Capabilities of a Novel Multi-Wavelength Erbium-Ytterbium Glass Laser Source," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **6**, 276–278 (1994).
 98. M. Hercher, "Tunable single mode operation of gas lasers using intracavity tilted etalons," *Appl. Opt.* **8**, 1103–1106 (1969).
 99. V. P. Gapontsev, S. M. Matitsin, A. A. Isineev, and V. B. Kravchenko, "Erbium glass lasers and their applications," *Opt. Laser Technol.* **14**, 189–196 (1982).
 100. P. Laporta, S. Longhi, S. Taccheo, and O. Svelto, "Analysis and modelling of the erbium-ytterbium glass laser," *Opt. Commun.* **100**, 311–321 (1993).
 101. F. E. Auzel, "Materials and Devices Using Double-Pumped Phosphors with Energy Transfer," *Proc. IEEE* **61**, 758–786 (1973).
 102. E. I. Galant, V. N. Kalinin, S. G. Lunter, A. A. Mak, A. K. Przhhevuskii, D. S. Prilezhaev, M. N. Tolstoj, and V. A. Fromzel, "Stimulated emission from laser-pumped ytterbium- and erbium-activated glasses," *Sov. J. Quantum Electron.* **6**, 1190–1195 (1976).
 103. E. Tanguy, C. Larat, and J. P. Pocholle, "Modeling of the erbium- ytterbium laser," *Opt. Commun.* **153**, 172–183 (1998).
 104. M. Alouini, "Etude théorique et expérimentale des lasers solides Er³⁺ et Nd³⁺ : applications des lasers bi-fréquences aux télécommunications optiques et hyperfréquences," (2001).
 105. S. Taccheo, P. Laporta, O. Svelto, and G. De Geronimo, "Theoretical and experimental analysis of intensity noise in a codoped erbium-ytterbium glass laser," *Appl. Phys. B Lasers Opt.* **66**, 19–26 (1998).
 106. P. Laporta, S. Taccheo, M. Marano, O. Svelto, E. Bava, G. Galzerano, and C. Svelto, "Amplitude and frequency stabilized solid-state lasers in the near infrared," *J. Phys. D. Appl. Phys.* **34**, 2396–2407 (2001).
 107. Robert W. Boyd, *Nonlinear Optics, Third Edition* (2007).

108. M. Dinu, F. Quochi, and H. Garcia, "Third-order nonlinearities in silicon at telecom wavelengths," *Appl. Phys. Lett.* **82**, 2954–2956 (2003).
109. A. D. Bristow, N. Rotenberg, and H. M. Van Driel, "Two-photon absorption and Kerr coefficients of silicon for 850-2200 nm," *Appl. Phys. Lett.* **90**, 16–18 (2007).
110. R. J. Van Overstraeten and R. P. Mertens, "Heavy doping effects in silicon," *Solid. State. Electron.* **30**, 1077–1087 (1987).
111. J. A. del Alamo and R. M. Swanson, "Modelling of minority-carrier transport in heavily doped silicon emitters," *Solid State Electron.* **30**, 1127–1136 (1987).
112. V. Nathan, a. H. Guenther, and S. S. Mitra, "Review of multiphoton absorption in crystalline solids," *J. Opt. Soc. Am. B* **2**, 294 (1985).
113. S. Krishnamurthy, Z. G. Yu, L. P. Gonzalez, and S. Guha, "Temperature- and wavelength-dependent two-photon and free-carrier absorption in GaAs, InP, GaInAs, and InAsP," *J. Appl. Phys.* **109**, (2011).
114. J. S. Weiner and P. Y. Yu, "Free carrier lifetime in semi-insulating GaAs from time-resolved band-to-band photoluminescence," *J. Appl. Phys.* **55**, 3889–3891 (1984).
115. M. Tani, S. Matsuura, K. Sakai, and S. Nakashima, "Emission characteristics of photoconductive antennas based on low-temperature-grown GaAs and semi-insulating GaAs," *Appl. Opt.* **36**, 7853–7859 (1997).
116. A. El Amili, B. X. Miranda, F. Goldfarb, G. Baili, G. Beaudoin, I. Sagnes, F. Bretenaker, and M. Alouini, "Observation of slow light in the noise spectrum of a vertical external cavity surface-emitting laser," *Phys. Rev. Lett.* **105**, 1–4 (2010).
117. M. Harris, R. Loudon, T. J. Shepherd, and J. M. Vaughan, "Noise and gain in sub-threshold laser modes," *Opt. Commun.* **91**, 383–389 (1992).
118. T. Okoshi, K. Kikuchi, and A. Nakayama, "Novel method for high resolution measurement of laser output spectrum," *Electron. Lett.* **16**, 630–631 (1980).
119. RP Photonics Encyclopedia, "Self-heterodyne Linewidth Measurement," https://www.rp-photonics.com/self_heterodyne_linewidth_measurement.html.
120. M.-B. Bibey, F. Deborgies, M. Krakowski, and D. Mongardien, "Very Low Phase Noise Optical Links : Experiments and Theory," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* **47**, 2257–2262 (1999).

-
121. S. De, V. Pal, A. El Amili, G. Pillet, G. Baili, M. Alouini, I. Sagnes, R. Ghosh, F. Bretenaker, M. Brunel, M. Vallet, and A. Le Floch, "Intensity noise correlations in a two-frequency VECSEL," *Opt. EXPRESS Laser Phys.* **21**, 3421–3423 (2013).
 122. J. P. Turrenc, S. Bouchoule, A. Khadour, J. C. Harmand, A. Miard, J. Decobert, N. Lagay, X. Lafosse, I. Sagnes, L. Leroy, and J. L. Oudar, "Thermal optimization of 1.55 μm OP-VECSEL with hybrid metal-metamorphic mirror for single-mode high power operation," *Opt. Quantum Electron.* **40**, 155–165 (2008).
 123. M. P. van Exter, R. F. M. Hendriks, J. P. Woerdman, and C. J. van der Poel, "Explanation of double-peaked intensity noise spectrum of an external-cavity semiconductor laser," *Opt. Commun.* **110**, 137–140 (1994).
 124. A. El Amili, V. Pal, F. Goldfarb, R. Ghosh, M. Alouini, I. Sagnes, F. Bretenaker, A. El Amili, B.-X. Miranda, G. Baili, and G. Beaudoin, "Observation of noise phase locking in a single-frequency VECSEL," *Opt. Express* **19**, 17250–17259 (2011).
 125. A. P. Bogatov, P. G. Eliseev, and B. N. Sverdlov, "Anomalous Interaction of Spectral Modes in a Semiconductor Laser," *IEEE J. Quantum Electron.* **11**, 510–515 (1975).
 126. M. Tani, K. Sakai, H. Abe, S. I. Nakashima, H. Harima, M. Hangyo, Y. Tokuda, K. Kanamoto, Y. Abe, and N. Tsukada, "Spectroscopic characterization of low-temperature grown GaAs epitaxial films," *Jpn. J. Appl. Phys.* **33**, 4807–4811 (1994).
 127. R. L. Sutherland, *Handbook of Nonlinear Optics* (2003).
 128. V. Magni, G. Cerullo, S. De Silvestri, O. Svelto, L. J. Qian, and M. Danailovl, "Intracavity frequency doubling of a cw high-power TEM₀₀ Nd : YLF laser," *Opt. Lett.* **18**, 2111–2113 (1993).
 129. L. McDonagh and R. Wallenstein, "Low-noise 62 W CW intracavity-doubled TEM₀₀ Nd:YVO₄ green laser pumped at 888 nm," *Opt. Lett.* **32**, 802–804 (2007).
 130. M. Tsunekane, N. Taguchi, and H. Inaba, "Elimination of chaos in a multilongitudinal-mode, diode-pumped, 6-W continuous-wave, intracavity-doubled Nd : YAG laser," *Opt. Lett.* **22**, 1000–1002 (1997).
 131. Q. H. Xue, Q. Zheng, Y. K. Bu, F. Q. Jia, and L. S. Qian, "High-power efficient diode-pumped Nd:YVO₄/LiB₃O₅ 457 nm blue laser with 4.6 W of output power," *Opt. Lett.* **31**, 1070–1072 (2006).

132. H. Ritsch and P. Zoller, "Dynamic quantum-noise reduction in multilevel-laser systems," *Phys. Rev. A* **45**, 1881–1892 (1992).
133. S. F. Pereira, M. Xiao, H. J. Kimble, and J. L. Hall, "Generation of squeezed light by intracavity frequency doubling," *Phys. Rev. A* **38**, 4931–4934 (1988).
134. W. E. Lamb, "Theory of an Optical Maser," *Phys. Rev.* **134**, A1429–A1450 (1964).
135. M. Okada and K. Nishio, "Bistability and optical switching in a polarization-bistable laser diode," *IEEE J. Quantum Electron.* **32**, 1767–1776 (1996).
136. S. T. Hendow, R. W. Dunn, W. W. Chow, and J. G. Small, "Observation of bistable behavior in the polarization of a laser.," *Opt. Lett.* **7**, 356–358 (1982).
137. R. Wang and Y. Li, "Dual-Polarization Spatial-Hole-Burning-Free," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **21**, 1214–1216 (2009).
138. A. McKay and J. M. Dawes, "Tunable terahertz signals using a helicoidally polarized ceramic microchip laser," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **21**, 480–482 (2009).
139. A. Rolland, G. Loas, M. Brunel, L. Frein, M. Vallet, and M. Alouini, "Non-linear optoelectronic phase-locked loop for stabilization of opto-millimeter waves: towards a narrow linewidth tunable THz source.," *Opt. Express* **19**, 17944–17950 (2011).
140. E. Lacot and F. Stoeckel, "Nonlinear mode coupling in a microchip laser," *J. Opt. Soc. Am. B* **13**, 2034–2040 (1996).
141. A. Rolland, G. Ducournau, G. Danion, G. Loas, M. Brunel, A. Beck, F. Pavanello, E. Peytavit, T. Akalin, M. Zaknoune, J. F. Lampin, F. Bondu, M. Vallet, P. Szriftgiser, D. Bacquet, and M. Alouini, "Narrow linewidth tunable terahertz radiation by photomixing without servo-locking," *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **4**, 260–266 (2014).
142. M. Alouini, F. Bretenaker, M. Brunel, a Le Floch, M. Vallet, and P. Thony, "Existence of two coupling constants in microchip lasers.," *Opt. Lett.* **25**, 896–898 (2000).
143. M. Brunel, M. Vallet, A. Le Floch, and F. Bretenaker, "Differential measurement of the coupling constant between laser eigenstates," *Appl. Phys. Lett.* **70**, 2070–2072 (1997).
144. A. McKay, P. Dekker, D. W. Coutts, and J. M. Dawes, "Enhanced self-heterodyne performance using a Nd-doped ceramic YAG laser," *Opt. Commun.* **272**, 425–430 (2007).

-
145. A. McKay, J. M. Dawes, and J.-D. Park, "Polarisation-mode coupling in (100)-cut Nd:YAG," *Opt. Express* **15**, 16342–16347 (2007).
 146. P. Laporta, S. Taccheo, S. Longhi, O. Svelto, and C. Svelto, "Erbium-ytterbium microlasers: optical properties and lasing characteristics," *Opt. Mater. (Amst.)* **11**, 269–288 (1999).
 147. G. Cardano, *The Great Art (Ars Magna) or The Rules of Algebra* (Dovers, 1993).
 148. S. De, G. Loas, A. El Amili, M. Alouini, and F. Bretenaker, "Theoretical and experimental analysis of intensity noise correlations in an optically pumped, dual-frequency Nd:YAG laser," *J. Opt. Soc. Am. B* **30**, 2830 (2013).
 149. S. De, G. Baili, S. Bouchoule, M. Alouini, and F. Bretenaker, "Intensity- and phase-noise correlations in a dual-frequency vertical-external-cavity surface-emitting laser operating at telecom wavelength," *Phys. Rev. A - At. Mol. Opt. Phys.* **91**, 1–10 (2015).
 150. S. Taccheo, G. Sorbello, S. Longhi, and P. Laporta, "Measurement of the energy transfer and upconversion constants in Er - Yb-doped phosphate glass," *Opt. Quantum Electron.* **31**, 249–262 (1999).
 151. B.-C. Hwang, S. Jiang, T. Luo, J. Watson, G. Sorbello, and N. Peyghambarian, "Cooperative upconversion and energy transfer of new high Er³⁺- and Yb³⁺-Er³⁺-doped phosphate glasses," *J. Opt. Soc. Am. B* **17**, 833–839 (2000).
 152. V. P. Gapontsev and N. S. Platonov, "Migration-Accelerated Quenching of Luminescence in Glasses Activated by Rare-Earth Ions," *Mater. Sci. Forum* **51**, 165–222 (1990).
 153. J. F. Philipps, T. Topfer, H. Ebendorff-Heidepriem, D. Ehrt, and R. Sauerbrey, "Energy transfer and upconversion in erbium-ytterbium-doped fluoride phosphate glasses," *Appl. Phys. B Lasers Opt.* **74**, 233–236 (2002).
 154. N. D. Lai, M. Brunel, and F. Bretenaker, "Green two-frequency pulsed laser : intracavity doubling of helicoidal eigenstates," *J. Opt. Soc. Am. B* **20**, 662–669 (2003).
 155. N. D. Lai, "Étude théorique et expérimentale des lasers solides bi- fréquences dans les domaines GHz à THz, en régime continu ou impulsionnel. Applications opto-microondes.," Université Rennes 1 (2003).
 156. G. D. Boyd, A. Ashkin, J. M. Dziedzic, and D. A. Kleinman, "Second-Harmonic Generation of Light with Double Refraction," *Phys. Rev.* **137**, 1305–1320 (1965).

157. S. C. Mehendale and P. K. Gupta, "Effect of double refraction on type II phase matched second harmonic generation," *Opt. Commun.* **68**, 301–304 (1988).
158. J. J. Zondy, "Comparative theory of walkoff-limited type-II versus type-I second harmonic generation with gaussian beams," *Opt. Commun.* **81**, 427–440 (1991).
159. J. P. Fève, B. Boulanger, and G. Marnier, "Experimental study of walk-off attenuation for type II second-harmonic-generation in KTP," *IEEE J. Quantum Electron.* **31**, 1569–1571 (1995).
160. K. Asami, "Fundamental Walkoff-Compensated Type II Second-Harmonic Generation in KTiOPO(4) and LiB(3)O(5).," *Appl. Opt.* **37**, 555–560 (1998).
161. K. Kato, "Second-harmonic generation to 2048 Å in beta-BaB₂O₄," *IEEE J. Quantum Electron.* **22**, 1013–1014 (1986).
162. D. Zhang, Y. Kong, and J. Y. Zhang, "Optical parametric properties of 532-nm-pumped beta-barium-borate near the infrared absorption edge," *Opt. Commun.* **184**, 485–491 (2000).
163. R. C. Eckardt, H. Masuda, Y. X. Fan, and R. L. Byer, "Absolute and relative nonlinear coefficients of KDP, KD*P, BaB₂O₄, Lilo₃, MgO:LiNbO₃, and KTP measured by phase matched second-harmonic generation," *IEEE J. Quantum Electron.* **26**, 922–933 (1990).
164. I. Shoji, H. Nakamura, K. Ohdaira, T. Kondo, and R. Ito, "Absolute measurement of second-order nonlinear-optical coefficients of beta-BaB₂O₄ for visible to ultraviolet second-harmonic wavelengths," *J. Opt. Soc. Am. B* **16**, 620–624 (1999).
165. W. J. Alford and A. V. Smith, "Wavelength variation of the second-order nonlinear coefficients of KNbO₃, KTiOPO₄, KTiOAsO₄, LiNbO₃, LiIO₃, β- BaB₂O₄, KH₂PO₄, and LiB₃O₅ crystals: a test of Miller wavelength scaling," *J. Opt. Soc. Am. B* **18**, 524–533 (2001).
166. H. Hellwig, J. Liebertz, and L. Bohatý, "Exceptional large nonlinear optical coefficients in the monoclinic bismuth borate BiB₃O₆ (BIBO)," *Solid State Commun.* **109**, 249–251 (1998).
167. Z. Lin, Z. Wang, C. Chen, and M. H. Lee, "Mechanism for linear and nonlinear optical effects in monoclinic bismuth borate (BiB₃O₆) crystal," *J. Appl. Phys.* **90**, 5585–5590 (2001).
168. M. Ghotbi and M. Ebrahim-Zadeh, "Optical second harmonic generation properties of BiB₃O₆," *Opt. Express* **12**, 6002–6019 (2004).

-
169. R. S. Klein, G. E. Kugel, A. Maillard, K. Polgár, and A. Péter, "Absolute non-linear optical coefficients of LiNbO₃ for near stoichiometric crystal compositions," *Opt. Mater. (Amst)*. **22**, 171–174 (2003).
170. I. Shoji, A. Kitamoto, T. Kondo, and R. Ito, "Absolute scale of the second-order nonlinear optical coefficients," *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, 2268–2294 (1997).
171. D. A. Roberts, "Simplified Characterization of Uniaxial and Biaxial Nonlinear Optical Crystals: A Plea for Standardization of Nomenclature and Conventions," *IEEE J. Quantum Electron.* **28**, 2057–2074 (1992).
172. M. M. Fejer, G. A. Magel, D. H. Jundt, and R. L. Byer, "Quasi-Phase-Matched Second Harmonic Generation: Tuning and Tolerances," *IEEE J. Quantum Electron.* **28**, 2631–2654 (1992).
173. M. M. Choy and R. L. Byer, "Accurate second-order susceptibility measurements of visible and infrared nonlinear crystals," *Phys. Rev. B* **14**, 1693–1706 (1976).
174. Covesion, "Device Specification MgO:PPLN," <http://www.covesion.com/>.
175. D. H. Jundt, "Temperature-dependent Sellmeier equation for the index of refraction, n_e , in congruent lithium niobate.," *Opt. Lett.* **22**, 1553–1555 (1997).
176. H. Yu, Z. Pan, H. Zhang, and J. Wang, "Recent advances in self-frequency-doubling crystals," *J. Mater.* **2**, 55–65 (2016).
177. T. Y. Fan, A. Cordova-Plaza, M. J. F. Digonnet, R. L. Byer, and H. J. Shaw, "Nd:MgO:LiNbO₃ spectroscopy and laser devices," *J. Opt. Soc. Am. B* **3**, 140–148 (1986).
178. D. Z. Wang, D. H. Sun, X. L. Kang, Y. H. Sang, B. X. Yan, H. Liu, and Y. Bi, "Periodically poled self-frequency-doubling green laser fabricated from Nd:Mg:LiNbO₃ single crystal," *Opt. Express* **23**, 17727–17738 (2015).
179. I. Schütz, I. Freitag, and R. Wallenstein, "Miniature Self-Frequency-Doubling CW Nd:YAB Laser pumped by a diode laser," *Opt. Commun.* **77**, 221–225 (1990).
180. J. Bartschke, R. Knappe, K. J. Boller, and R. Wallenstein, "Investigation of efficient self-frequency-doubling Nd:YAB lasers," *IEEE J. Quantum Electron.* **33**, 2295–2300 (1997).
181. P. Dekker, J. M. Dawes, J. A. Piper, Y. Liu, and J. Wang, "1.1 W CW self-frequency-doubled diode-pumped Yb:YAl₃(BO₃)₄ laser," *Opt. Commun.* **195**, 431–436 (2001).

182. G. Lucas-Leclin, F. Augé, S. C. Auzanneau, F. Balembois, P. Georges, A. Brun, F. Mougel, G. Aka, and D. Vivien, "Diode-pumped self-frequency-doubling Nd:GdCa₄O(BO₃)₃ lasers: toward green microchip lasers," *J. Opt. Soc. Am. B* **17**, 1526–1530 (2000).
183. M. Abe, H. Sato, J. Suda, M. Yoshimura, Y. Kitaoka, Y. Mori, I. Shoji, T. Kondo, and H. Gan, "Accurate Measurement of Nonlinear Optical Coefficients of Gallium Nitride," *J. Opt. Soc. Am. B* **27**, 2026–2034 (2009).
184. A. Chowdhury, H. M. Ng, M. Bhardwaj, and N. G. Weimann, "Second-harmonic generation in periodically poled GaN," *Appl. Phys. Lett.* **83**, 1077–1079 (2003).
185. C. Xiong, W. H. P. Pernice, K. K. Ryu, C. Schuck, K. Y. Fong, T. Palacios, and H. X. Tang, "Integrated GaN photonic circuits on silicon (100) for second harmonic generation," *Opt. Express* **19**, 10462–10470 (2011).
186. A. Singh, S. Pal, H. Surdi, S. S. Prabhu, S. Mathimalar, V. Nanal, R. G. Pillay, and G. H. Döhler, "Carbon irradiated semi insulating GaAs for photoconductive terahertz pulse detection," *Opt. Express* **23**, 6656 (2015).
187. I. H. Malitson, "Interspecimen Comparison of the Refractive Index of Fused Silica," *J. Opt. Soc. Am.* **55**, 1205 (1965).
188. Laser Components, "Indice de réfraction de l'YVO₄," <https://www.lasercomponents.com>.
189. Cristal Laser, "Indice de réfraction du KTP," <http://www.cristal-laser.com/en/ktp-crystal-potass>.
190. K. Asami, "Second-harmonic power of KTiOPO₄ with double refraction," *Appl. Phys. B Photophysics Laser Chem.* **54**, 265–270 (1992).

Etude théorique et expérimentale des lasers solides bi-fréquences auto-régulés en bruit d'intensité via des nonlinéarités intracavité

Les lasers à état solide bi-fréquences constituent des sources de choix pour de nombreux domaines (métrologie, photonique micro-onde, Lidar-Radar, horloges atomiques). Cependant, de tels lasers souffrent d'excès de bruit d'intensité difficiles à supprimer avec les méthodes habituelles. Dans ce contexte, nous développons une nouvelle approche baptisée « buffer reservoir » pour la réduction de l'excès de bruit d'intensité des lasers à état solide. Cette méthode repose sur le changement du comportement dynamique du laser par insertion d'un mécanisme d'absorption non-linéaire faiblement efficace dans la cavité.

Tout d'abord, nous étudions cette approche dans des lasers solides mono-fréquence en exploitant deux types d'absorption non-linéaire : l'absorption à deux photons (TPA) et l'absorption par génération de seconde harmonique (SHGA). Nous montrons qu'il est possible de réduire de 50 dB le bruit d'intensité à la fréquence des oscillations de relaxation d'un laser Er,Yb:verre sans en dégrader la puissance de sortie ni le bruit de phase. Nous explorons les mécanismes physiques sous-jacents en développant un modèle analytique décrivant le comportement dynamique du laser. L'effet de l'absorbant non-linéaire sur les pics de bruit à haute fréquence à l'intervalle spectral libre de la cavité est également étudié. Nous démontrons l'intérêt de telles sources lasers auto-régulées en intensité pour la distribution d'oscillateurs locaux sur porteuse optique.

Nous mettons ensuite en application l'approche « buffer reservoir » dans des lasers bi-fréquences. En développant un modèle analytique prédictif, nous montrons expérimentalement que l'utilisation de TPA engendre, sous certaines conditions, une réduction de 40 dB de l'amplitude des pics de bruit en-phase et en anti-phase. Nous vérifions en outre les propriétés de couplage des modes dans le milieu actif lorsque les pertes non-linéaires sont présentes.

Enfin, nous abordons l'utilisation de SHGA comme « buffer reservoir » dans les lasers bi-fréquences. Plus particulièrement, nous explorons expérimentalement et théoriquement le comportement du laser lorsque les pertes non-linéaires ne sont introduites que sur un seul mode propre du laser. Dans cette configuration, nous montrons qu'il est possible d'obtenir pour les deux modes à la fois une forte diminution des pics de bruit d'intensité résonants.

Mots-clés : Lasers à état solide, Laser bi-fréquence, Bruit d'intensité, Optique non-linéaire, Réduction de bruit, Dynamique des lasers.

Theoretical and experimental study of self-regulated intensity noise dual-frequency lasers using intracavity nonlinearities

Dual-frequency solid-state lasers are attractive for numerous domains (metrology, microwave photonics, Lidar-Radar, optical clocks). However, such lasers suffer from excess intensity noise which is difficult to cancel with usual methods. In this context, we develop a new approach called "buffer reservoir" for reducing the excess intensity noise. This method relies on the change of the laser's dynamical behavior by inserting a low efficient nonlinear absorption mechanism in the cavity.

First, this approach is studied on single frequency solid-state lasers by using two types of non-linear absorption: two-photon absorption (TPA) and second harmonic generation absorption (SHGA). We show a possible reduction of the intensity noise at the relaxation oscillations frequency of an Er,Yb:glass laser up to 50 dB without degrading neither its power nor its phase noise. We explore the underlying physics by developing an analytical model describing the laser dynamical behavior. The effect of the nonlinear absorber on the noise peaks lying at high frequency at the free spectral range of the cavity is also studied. We demonstrate the relevance of such self-regulated lasers for the distribution of optically carried local oscillators.

We then extend the "buffer reservoir" approach to dual-frequency lasers. By developing a predictive analytical model, we show experimentally that the use of TPA enables 40 dB reduction of both in-phase and anti-phase noise under certain conditions. The mode coupling in the active medium is analyzed when the nonlinear losses are present.

Finally, we address the use of SHGA as a "buffer reservoir" in dual-frequency lasers. In particular, we experimentally and theoretically explore the laser behavior when the nonlinear losses are inserted on one eigen-mode of the laser only. This configuration enables a strong reduction of resonant noise peaks for both modes.

Keywords: Solid-state lasers, Dual-frequency laser, Intensity noise, Nonlinear optics, Noise reduction, Laser dynamics.