

Dispositif expérimental

Sommaire

A	Introduction	77
B	Faisceau pompe et oscillateur local	78
B.1	Laser	78
B.2	Cavité de filtrage sur le faisceau infrarouge	80
C	OPO auto-verrouillé en phase	86
C.1	Description du dispositif	86
C.2	Asservissement de la cavité : “Pound-Drever-Hall”	89
D	Détection et contrôle des fréquences signal et complémentaire	90
D.1	Problème de l’accord de phase dans le cas de l’OPO semi-monolithique	90
D.2	Estimation de la température d’accord de phase	92
D.3	Détection du battement entre les deux fréquences	93
D.4	Auto-verrouillage en fréquence	95
E	Détection des propriétés quantiques	98
E.1	Principe de la détection homodyne	98
E.2	Calcul dans le cas général	99
E.3	Double détection homodyne	102
E.4	Mesure de la matrice de covariance	105
F	Conclusion	106

A Introduction

Ce chapitre présente l’ensemble des éléments du dispositif expérimental de cette thèse, ainsi que les diverses techniques employées. Le schéma complet de l’expérience est représenté figure 4.1. On peut y distinguer différentes parties qui seront successivement abordées au cours de ce chapitre :

- la génération du faisceau pompe et du faisceau oscillateur local,
- au cœur du dispositif : l’OPO auto-verrouillé en phase,
- un bloc permettant de détecter l’écart en fréquence des faisceaux signal et complémentaire,
- un bloc permettant d’analyser les propriétés quantiques de ces faisceaux.

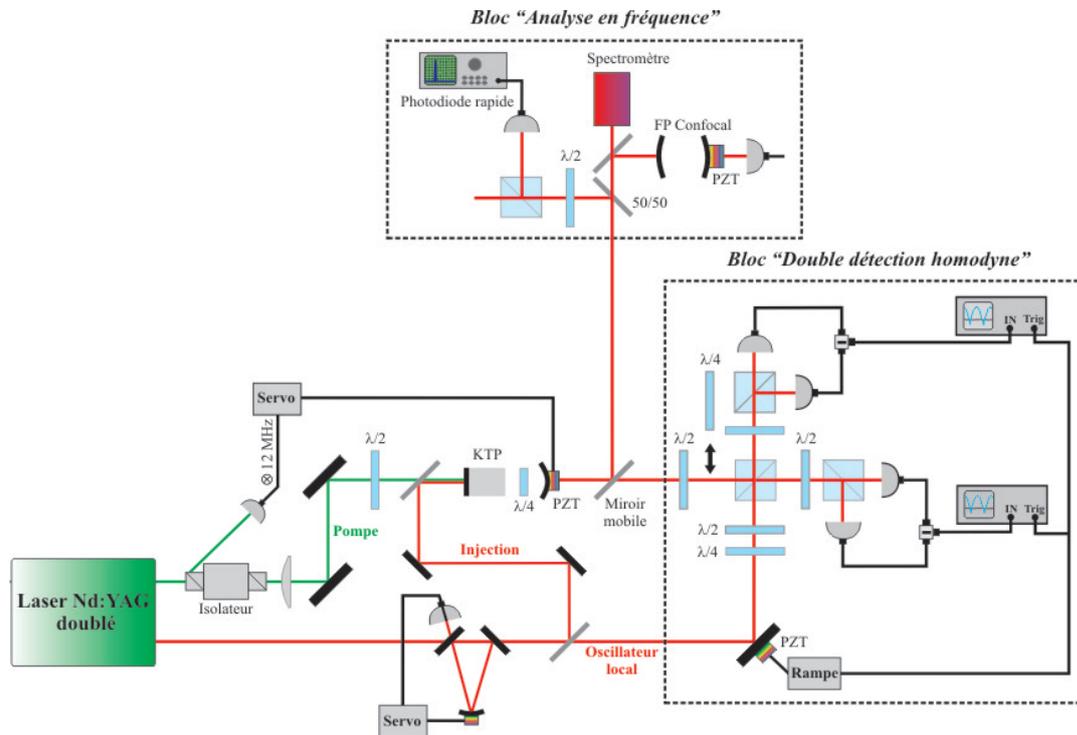


Fig. 4.1: Schéma du dispositif expérimental

B Faisceau pompe et oscillateur local

B.1 Laser

a) Principales caractéristiques

Le faisceau de pompe de l'OPO et l'oscillateur local sont générés par le même laser. Il s'agit d'un laser commercial "Diabolo", de la société allemande Innolight. Laser Nd :YAG continu, doublé en fréquence, il possède la particularité de posséder deux sorties cohérentes (*cf.* Fig. 4.2) : une sortie infrarouge à 1064 nm de 250 mW de puissance et une sortie doublée en fréquence, à 532 nm , de puissance 500 mW . Ceci permet de disposer d'un faisceau pompe pour l'OPO à 532 nm , et d'un faisceau – l'oscillateur local – à la même fréquence que signal et complémentaire, qui permettra de les caractériser par la technique interférentielle de la détection homodyne.

Le laser Nd :YAG est pompé par des diodes laser à 808 nm ; sa cavité est monolithique, en anneau et non planaire. La largeur de raie est de 1 kHz sur 100 ms , et la longueur de cohérence dépasse le kilomètre.

On prélève environ 250 mW du faisceau infrarouge pour la sortie correspondante du laser ; le reste est envoyé dans une cavité de doublage semi-monolithique, contenant un cristal de Niobate de Lithium. La cavité est asservie à résonance par la méthode

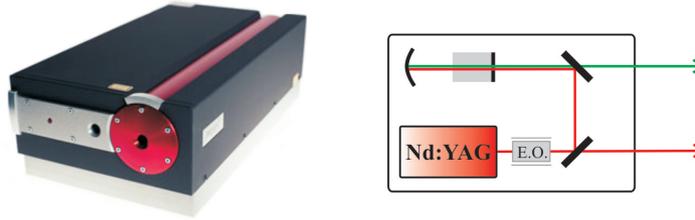


Fig. 4.2: Laser “Diabolo” à deux sorties

Pound-Drever-Hall (*cf.* §C.2), grâce à une modulation de phase à 12 MHz produite par un modulateur électro-optique en sortie de la cavité laser. Cette modulation sera utilisée pour d’autres asservissements dans l’expérience.

La polarisation du faisceau vert est légèrement elliptique (5%); une lame $\lambda/4$ en sortie du laser (non représentée sur la figure 4.1) permet de corriger cette ellipticité à $0,5\%$.

Outre l’aspect très intéressant de la double sortie, ce laser commercial présente l’avantage d’être particulièrement stable et simple d’emploi, et d’être accordable en fréquence.

Afin de protéger le laser des rétro-réflexions parasites, un isolateur optique a été placé sur le trajet de la pompe (faisceau de longueur d’onde 532 nm).

b) Accordabilité en fréquence

Il est très important, pour la recherche de la dégénérescence en fréquence de l’OPO (*cf.* §D), que le laser soit accordable sur une large gamme de fréquences.

Ici, le cristal de Nd :YAG est intercalé entre un élément Peltier, qui permet de contrôler sa température, et un élément piézo-électrique, agissant sur le cristal par contrainte mécanique. La fréquence émise est modifiée à l’aide de ces deux éléments : lentement en changeant la température, plus rapidement en appliquant une tension sur l’élément piézo-électrique.

La température du cristal influe sur sa longueur optique, et par conséquent sur la fréquence de résonance dans la cavité. Cette méthode de contrôle, relativement lente, permet de parcourir une gamme de fréquences correspondant à plusieurs fois l’intervalle spectral libre de la cavité laser.

Le déplacement en fréquence n’est pas monotone : la fréquence varie linéairement avant qu’un saut de mode ne se produise. Lorsqu’on diminue ainsi la fréquence (en augmentant la température), la nouvelle fréquence après le saut est supérieure à celle qu’on avait avant le saut, car les plages continues se recouvrent partiellement. Bien qu’il ne résulte pas d’un souhait du constructeur, ce comportement – illustré sur la figure 4.3

– est très confortable car il permet d’être certain d’avoir accès à toute la gamme de fréquences.

L’accordabilité obtenue est, pour le faisceau vert, de -6 GHz.K^{-1} sur les plages continues, et de -3 GHz.K^{-1} en tenant compte des sauts de mode. La plage totale de fréquences accessibles est d’environ 100 GHz . Au-dessous de 25°C et au-dessus de 45°C , la stabilité du laser est moins bonne et la puissance plus faible.

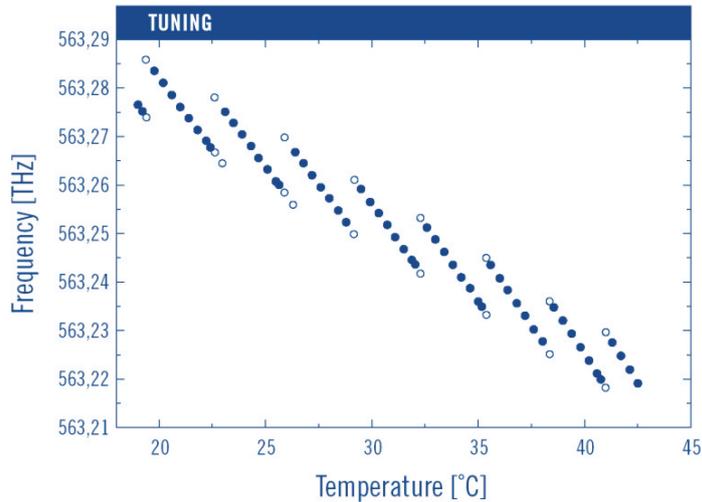


Fig. 4.3: Plages d’accord en fréquence en fonction de la température pour le laser “Diabolo”. (source : Innolight)

La tension appliquée à l’élément piézo-électrique autorise un accord sur une plage de fréquences beaucoup plus petite. En effet, la contrainte mécanique permet, tout comme la température, de modifier la longueur optique de la cavité, mais beaucoup plus faiblement : seule une fraction de l’intervalle spectral libre est ainsi balayée. L’accord en fréquence du faisceau vert est de l’ordre de 2 MHz.V^{-1} pour une plage totale de $\pm 200 \text{ MHz}$.

Cependant, cette méthode présente un avantage par rapport au contrôle de la température : elle est relativement rapide (jusque 50 voire 100 kHz), et peut être utilisée, par exemple, pour asservir la fréquence du laser sur une cavité de référence, ou tout autre signal d’erreur qui dépend de cette fréquence.

B.2 Cavité de filtrage sur le faisceau infrarouge

a) Intérêt et aspects théoriques

Un laser présente, à basse fréquence d’analyse, un important bruit technique dû aux perturbations acoustiques, thermiques ou électriques, ainsi qu’un excès de bruit d’origine fondamentale à la fréquence de l’oscillation de relaxation. Les lasers solides pompés par diode sont actuellement parmi les sources les moins bruyantes. Pour autant, les sources

de bruit restent présentes, et empêchent le bruit du faisceau d’être limité par le bruit quantique standard avant une fréquence de l’ordre de 15 MHz . C’est le cas de notre laser, pour lequel une forte oscillation de relaxation se produit vers 1 MHz . Sur la figure 4.4, on peut voir que l’excès de bruit d’intensité par rapport au bruit quantique standard dépasse 35 dB autour de 1 MHz . Cet excès de bruit sur l’oscillateur local est gênant lorsqu’on souhaite mesurer des faisceaux intenses à l’aide d’une détection homodyne (*cf.* §E.2).

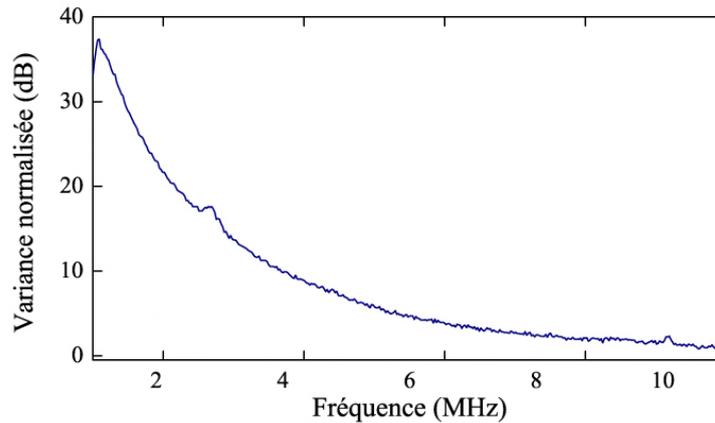


Fig. 4.4: Puissance de bruit d’intensité normalisée au bruit quantique standard d’une fraction du faisceau infrarouge (5 mW).

Il existe plusieurs solutions pour réduire le bruit de l’oscillateur local, la première consistant à rétroagir sur le laser, *via* les diodes laser de pompe par exemple. Notre laser ne dispose pas d’un tel système appelé “mangeur de bruit”. Toutefois, cette technique diminue fortement le bruit lié à l’oscillation de relaxation, mais ne ramène en aucun cas le faisceau au niveau du bruit quantique standard.

La seule solution efficace consiste à filtrer le faisceau à l’aide d’une cavité de faible bande passante, dite “cavité de filtrage”. Asservie à résonance, elle se comporte comme un filtre passe-bas en transmission, et réfléchit ainsi en grande partie les composantes dont la fréquence est plus élevée que sa bande passante.

La cavité de filtrage que nous utilisons (*cf.* Fig. 4.5) est une cavité triangulaire (ce qui évite les retours vers le laser). Les transmissions des trois miroirs sont supposées petites, et sont notées respectivement T_1 et T_2 pour les miroirs d’entrée et de sortie, et T_3 pour le miroir de fond.

La finesse \mathcal{F} , l’intervalle spectral libre \mathcal{J} et la bande passante Δ d’une cavité de

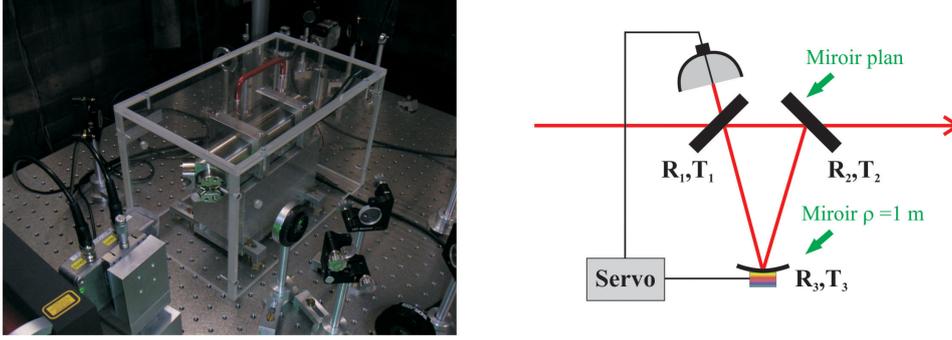


Fig. 4.5: Cavité de filtrage triangulaire mise en place sur l'infrarouge.

longueur L ont pour expression (les valeurs expérimentales sont données au §c) :

$$\mathcal{F} = \frac{2\pi}{T_1 + T_2 + T_3} \quad (4.1a)$$

$$\mathcal{J} = \frac{c}{L} \quad (4.1b)$$

$$\Delta = \frac{\mathcal{J}}{\mathcal{F}} = \frac{c(T_1 + T_2 + T_3)}{2\pi L} \quad (4.1c)$$

La bande passante de la cavité est donc d'autant plus petite que la cavité est longue et de grande finesse.

Il est également important que la transmission totale de la cavité soit grande, afin de limiter les pertes de puissance. Dans le cas d'une cavité de finesse élevée, elle s'écrit à résonance :

$$T = \frac{4T_1 T_2}{(T_1 + T_2 + T_3)^2} \quad (4.2)$$

On peut avoir $T \simeq 1$ en choisissant $T_1 = T_2$, et T_3 la plus faible possible. Dans le cas des cavités de très grande finesse, cette dernière condition est difficile à satisfaire : tous les miroirs étant nécessairement de transmission faible, il est difficile d'avoir $T_3 \ll T_1, T_2$ (si les trois transmissions sont égales, la transmission totale est limitée à 44 %, ce qui est nettement insuffisant). Il est donc nécessaire d'avoir de très bons traitements réfléchissants.

b) Asservissement de la cavité : “tilt-locking”

Comme pour tout asservissement, il s'agit d'obtenir un signal d'erreur et de rétroagir sur le paramètre qu'on souhaite asservir. Pour asservir une cavité, un signal d'erreur exploitable est un signal qui renseigne sur la longueur de la cavité : il doit être proportionnel à l'écart à résonance, et changer de signe au niveau de cette dernière. Un signal d'erreur typique a la forme d'une courbe de dispersion centrée sur la résonance.

Le signal d'erreur est ensuite envoyé sur un correcteur PI (gain Proportionnel et Intégrateur), puis sur la cale piézo-électrique qui permet de contrôler la longueur de la cavité.

Les gains et les constantes de temps sont finement ajustés pour assurer la stabilité de la boucle de rétroaction. De manière générale, le gain doit diminuer quand la fréquence augmente, et le déphasage être inférieur à π pour la fréquence à laquelle le gain vaut 1. Cette fréquence est habituellement limitée à une dizaine de kHz . Elle sera d'autant plus grande que le substrat du miroir sera léger, et que la cale sera fixée sur un composant massif servant de contre-poids.

Il existe plusieurs méthodes pour obtenir le signal d'erreur, connues sous leurs noms anglo-saxons, ou sous le nom de leurs inventeurs : “dither and lock”, “Pound-Drever-Hall”, “Hänsch-Couillaud”, “tilt-locking”, ... Nous allons aborder la dernière dans cette partie, et “Pound-Drever-Hall” un peu plus loin (*cf.* §C.2).

La méthode dite du “tilt-locking” (“asservissement par inclinaison”) a été introduite en 1999 [Shaddock *et al.*, 1999, Shaddock, 2000]. Très simple et très efficace, elle repose sur l'interférence du champ moyen et d'une référence de phase directement réfléchi par la cavité. Cette référence de phase est donnée par un mode transverse d'ordre supérieur et non résonnant.

Le faisceau incident est légèrement désaligné, de façon à faire coexister le mode fondamental TEM_{00} et le mode TEM_{01} . Ce dernier mode ne résonne pas simultanément avec le mode TEM_{00} , il sera donc totalement réfléchi lorsque le mode TEM_{00} sera résonnant. L'interférence des deux modes réfléchis est détectée à l'aide d'une photodiode à 2 zones dont les courants sont soustraits ; chacun correspondant à un lobe du mode TEM_{01} (*cf.* Fig. 4.6).

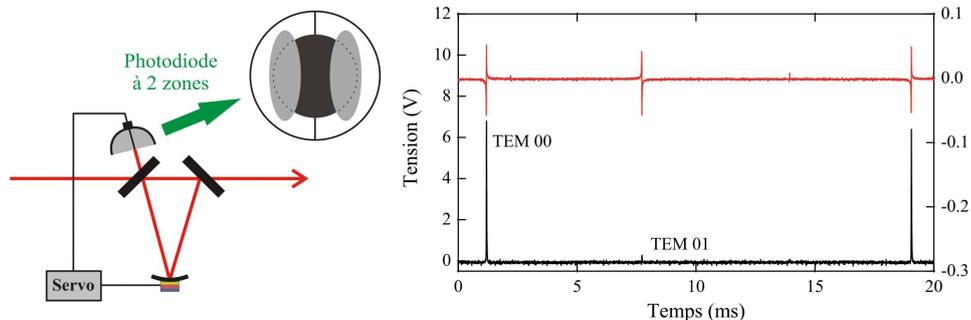


Fig. 4.6: Asservissement de la cavité de filtrage sur l'infrarouge par la méthode du “tilt-locking”. À droite : puissance transmise (en noir) et signal d'erreur expérimental (en rouge) lorsque la cavité est balayée.

Qu'en est-il de l'interférence de ces deux modes en fonctions de la longueur de la cavité ? Alors que le mode fondamental a une phase uniforme, les deux parties du mode TEM_{01} sont déphasées de π l'une par rapport à l'autre. À résonance pour le mode fondamental, les deux parties du mode TEM_{01} sont déphasées de $\pm\pi/2$ par rapport au mode fondamental : les amplitudes sur chaque moitié du détecteur sont complexes conjuguées, et la différence des photocourants s'annule. Autour de la résonance, la phase du mode

fondamental varie rapidement de π ; de sorte que pour un désaccord donné, la phase du mode fondamental est modifiée, tandis que celle du mode TEM_{01} reste inchangée. Le déphasage devient supérieur à $\pi/2$ pour un des éléments et plus petit que $\pi/2$ pour l'autre, la configuration s'inversant de l'autre côté de la résonance. Ces déphasages différents ont pour effet de dissymétriser les amplitudes résultantes : la différence des photocourants ne s'annule plus. À proximité de la résonance, elle dépend linéairement du désaccord. De manière équivalente, un signal d'erreur de signe opposé est obtenu à proximité de la résonance du mode TEM_{01} .

Le désalignement nécessaire pour obtenir un signal d'erreur exploitable est très léger : de l'ordre de 1 % de la puissance du mode fondamental transféré dans le mode TEM_{01} suffit.

Cette méthode est très simple à mettre en œuvre. En outre, elle est peu coûteuse, puisqu'elle ne nécessite qu'une photodiode à 2 éléments. Nous avons ici utilisé une photodiode à 4 quadrants, dont les éléments sont reliés par paires et sommés afin d'obtenir deux éléments verticaux. La cavité peut rester asservie une journée durant. Par ailleurs, le réglage du signal d'erreur est très stable (à condition que la direction du laser soit elle-même stable !) : sur six mois d'utilisation, il n'est pas nécessaire de réaligner la cavité.

Il faut cependant noter que cette méthode n'est intéressante que pour une cavité ne nécessitant pas (pour d'autres raisons) de réalignements fréquents. C'est pourquoi elle n'a pas été utilisée pour l'OPO. Elle est en outre plus difficile à mettre en œuvre pour une cavité linéaire.

c) Caractéristiques expérimentales

Sur notre expérience, les trois miroirs sont liés rigidement à un bloc d'Invar, afin de limiter les fluctuations de longueur dues aux changements de température de la pièce. La lumière se propage à l'intérieur du bloc d'Invar évidé : cette configuration compacte, massive et close permet une grande stabilité mécanique. Afin d'isoler encore davantage la cavité – mécaniquement et thermiquement –, le support en Invar est placé sur une plaque de caoutchouc amortisseur et l'ensemble est enfermé dans une boîte en Plexiglas.

La longueur optique est de l'ordre de 40 *cm*. Les miroirs d'entrée et de sortie sont des miroirs plans, et le miroir de fond est un miroir convexe de rayon de courbure $\rho = 1$ *m*. Étant donnée la configuration triangulaire qui implique des incidences obliques (42°), la finesse dépend fortement de la polarisation. Pour la polarisation¹ *s*, la plus résonnante, les transmissions annoncées par le fabricant sont $T_1 = T_2 = 770$ *ppm* et $T_3 = 100$ *ppm*. Ces valeurs conduisent à une finesse théorique de 4200 et une transmission de 88 %. Expérimentalement (*cf.* Fig. 4.7), la finesse est de l'ordre de 200 pour la polarisation *p* et de 3000 pour la polarisation *s* (avec une transmission pour cette dernière atteignant

1. Le repère naturel pour la description des ondes lumineuses transversales réfléchies sont les directions parallèle (*p*) et perpendiculaire (*s*, de l'allemand "senkrecht") au plan d'incidence.

80 %).

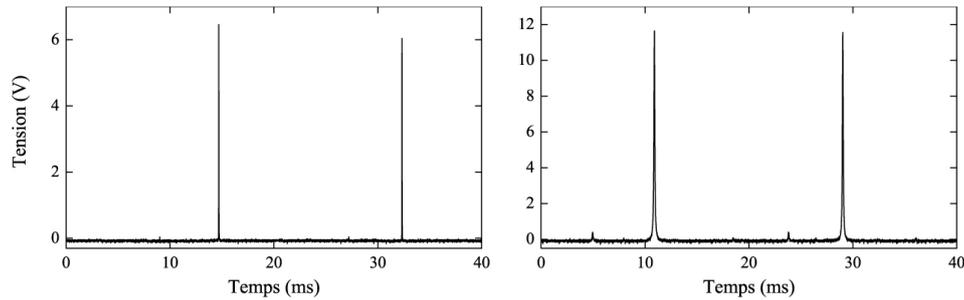


Fig. 4.7: Courbe de transmission obtenue en balayant la cavité de filtrage sur l'infrarouge, pour la polarisation s (à gauche) et la polarisation p (à droite).

Avec une finesse de 3000 et une longueur de 40 cm , la bande passante est théoriquement de 250 kHz . La figure 4.8 montre l'efficacité du dispositif : le bruit d'intensité de l'oscillateur local est limité au bruit quantique standard à partir de 3 MHz .

La cavité de filtrage épure également le profil transverse du faisceau, puisqu'elle est asservie sur son mode fondamental TEM_{00} . Ceci permet d'améliorer la visibilité des détections homodynes. En effet, une mauvaise superposition spatiale des modes sur une détection homodyne s'apparente à des pertes (puisque la visibilité des interférences n'est pas maximale), ce qui conduit à une dégradation des effets quantiques mesurés. Cependant, dans le cas de notre laser, le profil transverse est déjà très bon avant même la cavité, comme en témoigne l'amplitude très faible des pics secondaires sur la figure 4.7. De ce fait, la visibilité des détections homodynes n'est que très légèrement améliorée (1 à 2 %) par la présence de la cavité de filtrage.

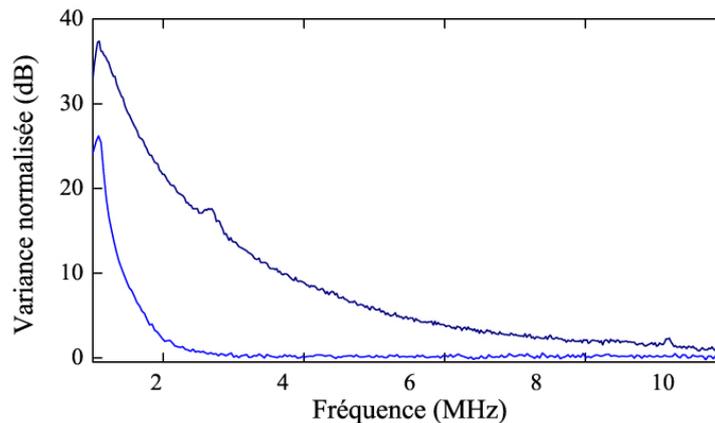


Fig. 4.8: Puissance de bruit d'intensité normalisée au bruit quantique standard d'une fraction du faisceau infrarouge (5 mW), avant (bleu foncé) et après (bleu clair) la cavité de filtrage.

C OPO auto-verrouillé en phase

C.1 Description du dispositif

Une photographie de l'OPO est présentée figure 4.9.

a) Cristal et miroirs

Le cristal utilisé (non visible sur la photographie car enfermé dans un four en cuivre) est un cristal de KTP (Potassium Titanyl Phosphate KTiOPO_4), de dimensions $10 \times 3 \times 3 \text{ mm}^3$. Le KTP a été choisi pour ses caractéristiques intéressantes : fort coefficient non linéaire, faible absorption dans l'infrarouge, accord de phase à température ambiante. Une étude comparative assez complète des différents cristaux de KTP disponibles sur le marché a été menée au cours de la thèse de Julien Laurat [Laurat, 2004], soulignant entre autres le principal problème posé par ces cristaux : le phénomène de "gray-tracking". Dû à l'infra-rouge, ce phénomène de vieillissement des cristaux de KTP (encore très mal compris) se traduit par une augmentation du seuil d'oscillation, au bout de quelques minutes à quelques heures selon le fabricant et la qualité des cristaux². Ceci amène à devoir changer très souvent de point de focalisation de la pompe.

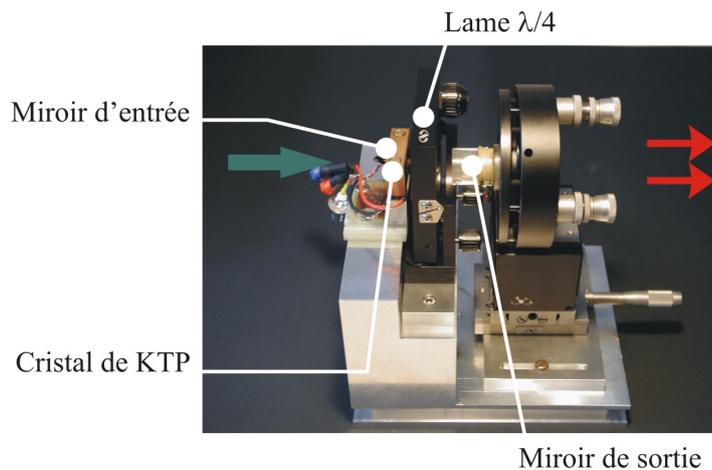


Fig. 4.9: OPO semi-monolithique auto-verrouillé en phase.

Afin de réduire les pertes aux interfaces – qui limitent l'efficacité de conversion et les effets quantiques – et d'obtenir une plus grande stabilité, une structure linéaire semi-monolithique a été choisie. Le miroir d'entrée est directement déposé sur une des faces du

². Certains fabricants proposent des cristaux dans lesquels ce phénomène est réduit : de tels cristaux sont essentiels pour obtenir des mesures quantiques de bonne qualité. En effet, non seulement les cristaux "ordinaires" vieillissent en général trop vite pour que les réglages préliminaires aux expériences puissent être menés à leur terme, mais encore lorsqu'il est possible d'effectuer des mesures, les performances constatées – en terme de quantité d'intrication par exemple – sont moins bonnes.

cristal de KTP. Cette configuration présente cependant un inconvénient : l'angle entre le faisceau pompe et le cristal est fixé, ce qui pose parfois problème (*cf.* §D.1). Ce miroir plan est hautement réfléchissant pour l'infrarouge, et le coefficient de réflexion est de 95 % pour la pompe.

Le miroir de fond est un miroir sphérique convexe, de rayon de courbure 33 *mm*. Il est traité de façon à être hautement réfléchissant pour la pompe. La finesse infrarouge peut être modifiée en changeant ce miroir ; nous n'avons utilisé durant cette thèse qu'un miroir, de transmission 5 %. Le miroir de sortie est fixé sur une céramique piézo-électrique, qui permet de contrôler finement la longueur de la cavité.

Ces données sont résumées dans le tableau 4.1.

Tab. 4.1: Propriétés en réflexion des traitements des miroirs de la cavité de l'OPO.

	Entrée (plan)	Anti-reflet	Sortie ($\rho = 38 \text{ mm}$)
532 nm	95 %	0,5 %	< 0,1 %
1064 nm	< 0,1 %	0,1 %	95 %

Le cristal est inséré dans un four en cuivre, muni d'un module Peltier et d'une thermistance. Une boucle d'asservissement permet de contrôler très finement la température du cristal – ce qui est crucial pour atteindre la dégénérescence en fréquence. Il est important que la thermistance soit à la fois proche du cristal et en très bon contact thermique avec le cuivre qui l'entoure. Ce contact est amélioré – temps de réponse de l'asservissement en température diminué de plus de 30 % – grâce à une pâte thermique (“Arctic Silver”, à base d'argent).

Une seconde thermistance de test, extérieure à la boucle de régulation, a permis de montrer qu'il était possible de modifier la température par pas de 0,5 *mK* sans oscillation, et que la stabilité sur 10 *min* était supérieure au *mK*.

b) lame biréfringente

La lame est montée dans un support motorisé permettant un contrôle fin en rotation par pas de l'ordre de 0,01° (New Focus Model 8401 et Tiny Pico-Motor). Cependant, l'actuateur piézo-électrique utilisé n'assure pas une répétabilité excellente : après 10 pas dans un sens, 10 pas dans le sens inverse ne ramènent pas de façon précise à l'angle de départ.

L'ensemble des éléments est lié à un bloc massif de Dural. Le four et la lame sont fixés rigidement au bloc et ne disposent d'aucun réglage en position. La monture du miroir de sortie dispose des réglages usuels en rotation par butées différentielles, et elle est montée sur des platines en translation *XYZ*.

Afin de limiter vibrations acoustiques et transferts thermiques, l'OPO est placé sous une boîte de Plexiglas. Une plaque de caoutchouc amortisseur est également insérée entre le socle de l'OPO et la table optique, qui est elle-même montée sur coussins d'air.

c) Injection de la pompe et adaptation des modes

INJECTION DE LA POMPE

Ainsi qu'on l'a déjà mentionné précédemment, on a placé sur le trajet de la pompe un isolateur optique Conoptics qui permet d'éliminer les rétro-réflexions vers le laser (5% de pertes à l'injection et 37 dB d'isolation). Cet isolateur a un second avantage sur lequel nous reviendrons : il permet d'avoir accès au faisceau réfléchi par la cavité de l'OPO, ce qui permet d'asservir la cavité sur la pompe en réflexion.

Dans le but de limiter les causes possibles de vibrations, qui constituent le facteur limitant pour la stabilité de l'OPO, on a choisi de minimiser le nombre d'éléments optiques. On utilise ainsi, pour adapter le mode pompe au mode de l'OPO, une seule lentille de focale 150 mm. Cette lentille est montée dans un support trois axes (Newport LP-1A-XYZ), permettant un réglage très fin en position, assurant une grande stabilité. L'adaptation obtenue est de l'ordre de 99%, comme le montre la figure 4.10.

RÉGLAGE DE L'INJECTION

Le réglage est facilité par la structure semi-monolithique. Les deux miroirs d'injection permettent de choisir un point de focalisation sur le cristal, et d'assurer une incidence normale (le faisceau incident et le faisceau réfléchi doivent être colinéaires). Avec la cavité en balayage, les réglages transversaux en translation du miroir de fond permettent d'obtenir en sortie une tache unique. Ces étapes préliminaires sont réalisées à l'œil, et permettent d'obtenir un réglage presque parfait. En visualisant à l'oscilloscope le signal de réflexion ou de transmission de la cavité de l'OPO, il est ensuite possible d'optimiser l'adaptation du mode d'entrée et du mode de cavité à l'aide des butées différentielles du miroir de sortie, ou des réglages très fin de la lentille d'injection. Ce réglage n'a pas besoin d'être repris plus souvent qu'une fois par semaine.

LONGUEUR DE LA CAVITÉ

[Boyd et Kleinman, 1968] ont montré que, afin de maximiser la conversion paramétrique et de réduire le seuil d'oscillation, la focalisation du faisceau pompe doit être adaptée à la longueur du cristal. Trop forte, le faisceau divergerait rapidement ; trop faible, l'effet non linéaire ne serait pas assez important. En première approximation, il faut donc un faisceau dont la longueur de Rayleigh Z_R soit du même ordre de grandeur que la longueur L du cristal. Le calcul de la longueur de la cavité de l'OPO telle que la focalisation est optimale a été mené dans [Laurat, 2004]. Le résultat, étant donné le rayon du miroir de sortie ($R = 38$ mm), est très proche de la limite de stabilité : la cavité devrait avoir une longueur de 37,9 mm, la limite de stabilité étant R . En pratique, le seuil est minimal pour une longueur sensiblement plus faible (de l'ordre de 33 mm). Cet

écart est sans doute dû au phénomène de “walk-off”, qui n’a pas été pris en compte dans cette étude [Huard, 1993, Suret, 2000]. Afin de régler expérimentalement la longueur de la cavité, on peut ainsi s’appuyer sur la valeur du seuil.

C.2 Asservissement de la cavité : “Pound-Drever-Hall”

La cavité de l’OPO est asservie par la méthode dite “Pound-Drever-Hall” (PDH) [Drever *et al.*, 1983]. Plus ancienne que la méthode du “tilt-locking”, c’est aussi la plus répandue. Elle présente cependant l’inconvénient d’être plus coûteuse, puisqu’elle nécessite un générateur fonctionnant à quelques dizaines de MHz , un modulateur électro-optique et une détection synchrone.

L’idée consiste à moduler la fréquence du laser à une fréquence plus grande que la bande passante, de façon que la modulation puisse être détectée en réflexion. Ceci a plusieurs avantages : on peut utiliser une bande passante assez large pour l’électronique de rétroaction ; par rapport à une détection en transmission on s’affranchit du retard lié au passage à travers la cavité. En outre, on n’est pas sensible au bruit à basse fréquence qui n’est pas réfléchi par la cavité.

On exploite ainsi le battement entre le champ moyen et les bandes latérales obtenues par modulation de phase. Les bandes latérales (réfléchies au moins partiellement par la cavité) fournissent une référence de phase. Le faisceau détecté est ensuite démodulé à la fréquence de modulation.

Si la cavité est à résonance, la lumière réfléchie reste modulée uniquement en phase. Le signal démodulé est donc nul, puisque les deux bandes latérales se compensent. Hors résonance, les bandes latérales subissent un déphasage différent : il n’y a plus compensation et une modulation d’amplitude sera détectée. Le signal d’erreur a ainsi une forme typique (*cf.* Fig. 4.10).

Dans la plupart des expériences utilisant un OPO, la longueur de la cavité est asservie sur l’intensité de l’infra-rouge émis. Dans notre cas, seule la pompe est asservie à résonance. On utilise la modulation à $12 MHz$ présente dans le faisceau laser (*cf.* §B.1a) : il n’a pas été nécessaire d’ajouter un autre modulateur. L’OPO peut ainsi rester asservi sur la résonance pompe pendant plusieurs heures.

Dans le cas d’un OPO triplement résonnant au-dessus du seuil, l’asservissement sur la résonance pompe ne garantit pas l’émission de faisceaux infra-rouges. En effet, l’infra-rouge n’est émis que lorsque les longueurs pour lesquelles les champs signal et complémentaire sont simultanément résonnants sont compatibles avec la condition de résonance pompe [Debuisschert *et al.*, 1993]. Ce phénomène est particulièrement accentué à proximité du seuil, et nécessite un ajustement très fin de la température du cristal.

La grande stabilité de notre asservissement en température permet d’obtenir des faisceaux signal et complémentaire stables pendant plus d’une heure.

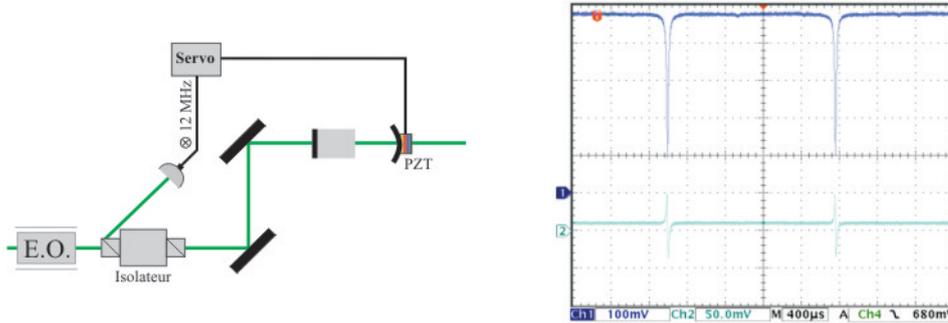


Fig. 4.10: Asservissement de l'OPO par la méthode de "Pound-Drever-Hall". Le modulateur électro-optique est dans notre cas inclus dans le laser. À droite : lumière réfléchie éjectée par l'isolateur optique (bleu foncé) et signal d'erreur (bleu ciel).

D Détection et contrôle des fréquences signal et complémentaire

On a vu au §3.D.2 qu'en présence de la lame, il apparaît une "zone d'accrochage", d'étendue non nulle, au sein de laquelle faisceaux signal et complémentaire sont verrouillés à la même fréquence. Une des difficultés majeures de cette expérience consiste à détecter la position de cette zone dans l'espace des paramètres expérimentaux qui modifient les fréquences ν_1 et ν_2 , puis à l'atteindre.

Nous disposons pour cela de trois outils d'analyse de la fréquence des faisceaux signal et complémentaire, qui sont présentés sur la figure 4.11 et dont nous allons détailler l'utilisation dans la suite de cette section :

- un spectromètre qui sépare les deux faisceaux en fonction de leur fréquence (résolution : 50 GHz)
- une cavité Fabry-Pérot en balayage qui agit de même avec une résolution plus fine (5 MHz), mais qui pose des problèmes de repliement du spectre
- une photodiode rapide reliée à un analyseur de spectre, qui détecte directement le battement entre les deux faisceaux (résolution : 100 kHz)

À tout moment au cours de l'expérience, grâce à un miroir mobile, on peut choisir d'envoyer les faisceaux signal et complémentaire soit vers le bloc d'analyse en fréquence, soit vers le bloc de détection des propriétés quantiques (*cf.* Fig. 4.1).

D.1 Problème de l'accord de phase dans le cas de l'OPO semi-monolithique

L'accord de phase des faisceaux est déterminé par la température du cristal, la fréquence de pompe, et la direction de propagation des faisceaux dans le cristal.

La fréquence de la pompe peut être modifiée – comme on l'a vu au §B.1b) – en jouant sur la température du cristal du laser ; cette température peut être comprise entre 25°C

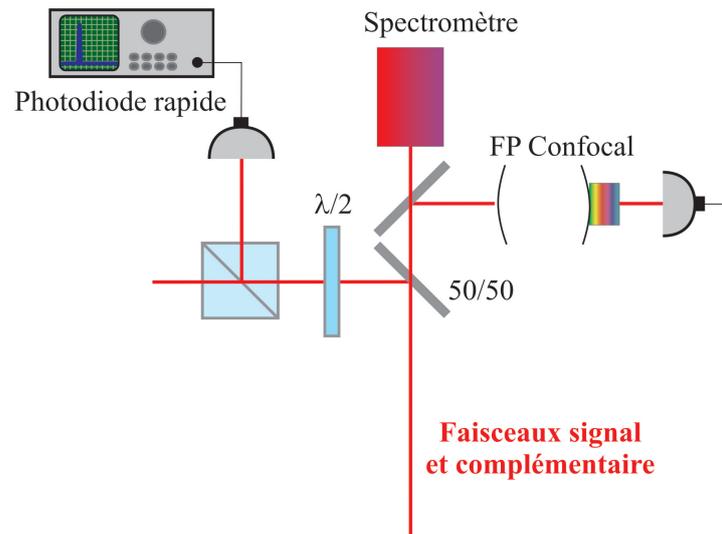


Fig. 4.11: Schéma du bloc d'analyse de la fréquence des faisceaux signal et complémentaire. Une partie des faisceaux est envoyée sur une photodiode rapide reliée à un analyseur de spectre. L'autre partie des faisceaux, grâce à un miroir mobile, peut être envoyée soit dans un spectromètre, soit dans une cavité Fabry-Pérot.

et $45^{\circ}C$.

Pour des raisons de simplicité expérimentale (nous ne souhaitons pas alourdir le dispositif en utilisant un cryostat, ni même en devant travailler sous azote pour éviter la condensation), il est nécessaire que la température du cristal de l'OPO reste au-dessus du point de rosée dans la pièce. Il est également souhaitable de ne pas trop le chauffer, en particulier pour éviter les courants de convection au sein de l'enceinte en Plexiglas, qui perturberaient la stabilité du dispositif. Une température de travail idéale se situe autour de $35^{\circ}C$.

Dans les OPO usuels, il est possible de choisir la température du cristal à laquelle on souhaite travailler en modifiant la direction de propagation des faisceaux : il suffit de tourner légèrement le cristal, afin de réorienter les plans cristallins par rapport aux faisceaux pour changer la condition d'accord de phase. Mais du fait de la géométrie semi-monolithique de notre cavité, ceci n'est pas possible : les faisceaux sont nécessairement orthogonaux à la face d'entrée du cristal. Un angle de coupe précis du cristal par rapport aux plans cristallins devrait permettre de contourner le problème ; malheureusement les fabricants ne peuvent garantir la précision de cet angle de coupe à mieux que $0,5^{\circ}$, ce qui se traduit – pour la même spécification de température d'accord de phase autour de $35^{\circ}C$ – par des températures de dégénérescence très diverses, pouvant aller de $10^{\circ}C$ à $80^{\circ}C$ pour les cristaux testés au cours de cette thèse. On constate ainsi que la structure semi-monolithique, garante de stabilité, peut également s'avérer handicapante par rapport à la température de dégénérescence.

En pratique, les cristaux pour lesquels la température de dégénérescence est infé-

rieure à $25^\circ C$ sont inutilisables. Les autres peuvent être utilisés; ceux pour lesquels la température est trop élevée posant parfois quelques problèmes de stabilité du fait des courants de convection évoqués plus haut. Au cours de cette thèse, deux cristaux parmi ceux testés ont permis de fournir les résultats : le premier avait une température d'accord de phase d'environ $45^\circ C$, le second d'environ $70^\circ C$.

D.2 Estimation de la température d'accord de phase

La première étape de la recherche de la dégénérescence en fréquence consiste à estimer, à quelques dixièmes de degrés près, la position de la zone de dégénérescence. Pour ce faire, on utilise le spectromètre, dont la résolution est de $0,2\text{ nm}$. Afin d'avoir par la suite une amplitude maximale de choix pour ce paramètre, on fixe la température du cristal de doublage du laser au centre de la gamme accessible, soit environ $35^\circ C$. On mesure ensuite l'écart en fréquence entre signal et complémentaire pour différentes températures de cristal de l'OPO.

Comme détaillé dans [Laurat, 2004], la présence de la lame dans la cavité modifie la température de dégénérescence; elle l'abaisse d'environ $4^\circ C$. La figure 4.12 donne ainsi la courbe de recherche grossière de la température de dégénérescence sans et avec lame.

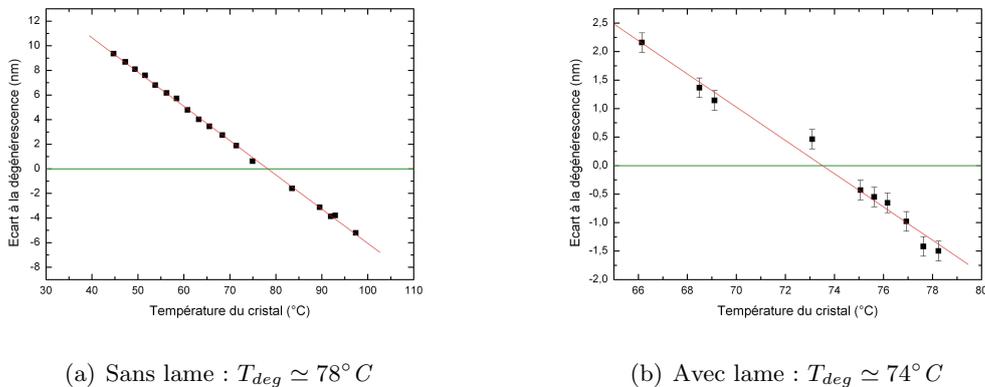


Fig. 4.12: Écart à la dégénérescence des faisceaux signal et complémentaire pour un cristal de KTP. Une régression linéaire (en rouge) permet d'estimer la position de la dégénérescence.

Cette caractérisation, nécessaire pour tout nouveau cristal, n'est effectuée qu'une fois. Elle ne permet cependant qu'une estimation du point de travail ultérieur : en effet, comme expliqué au §D.3, il s'avère nécessaire de jouer sur deux paramètres (la température du cristal de l'OPO et la fréquence de la pompe) pour parvenir à détecter le battement entre les deux faisceaux. En général, ceci conduit à s'éloigner de la fréquence de pompe choisie pour tracer cette courbe, et donc également à s'éloigner de la température évaluée au départ.

Nous avons également pu mettre au jour un phénomène surprenant, qu'aucun fabricant de cristaux n'a pu expliquer, mais qui s'avère souvent gênant : une bistabilité, qui

conduit à l'existence de deux températures de dégénérescence pour la même fréquence de pompe. Il est fréquent que le système choisisse le couple de fréquences qui ne nous intéresse pas ; en particulier si la pompe est trop intense. Ceci survient y compris en l'absence de lame à l'intérieur de la cavité de l'OPO. La figure 4.13 représente une courbe obtenue avec un autre cristal, qui montre clairement deux couples de fréquences pour chaque température du cristal de l'OPO. Ce qui revient à dire que pour une fréquence de pompe donnée, il existe deux températures du cristal donnant une dégénérescence en fréquence pour les faisceaux émis.

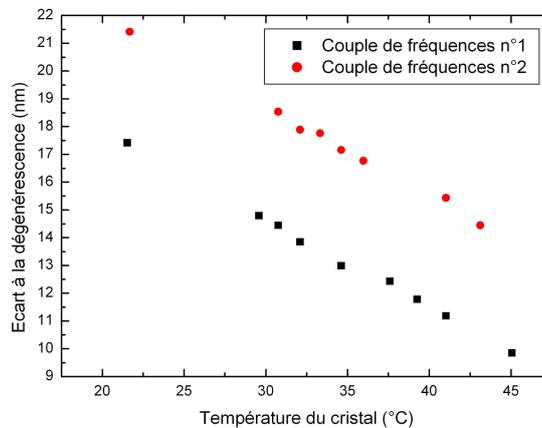


Fig. 4.13: Écart à la dégénérescence des faisceaux signal et complémentaire pour un cristal de KTP. Deux températures de dégénérescence distinctes, séparées de $15^{\circ}C$ environ, apparaissent.

D.3 Détection du battement entre les deux fréquences

Une fois la température de dégénérescence estimée, il faut s'approcher suffisamment de la dégénérescence pour voir apparaître le battement entre les deux fréquences sur la photodiode rapide. Il s'agit d'une photodiode en InGaAs (Hamamatsu G8376-02), polarisée sous sa tension maximale admissible ($18 V$). La capacité de la photodiode diminuant avec la tension de polarisation, augmenter cette dernière permet de réaliser un système de détection avec la plus grande bande passante possible. Le photocourant est directement converti en tension par une résistance de charge de 50Ω . Afin de réduire les capacités parasites qui limiteraient rapidement la bande passante, le circuit doit être très compact, et les pattes des composants les plus courtes possibles. Les composants utilisés sont des composants pour montage en surface (CMS). Le photocourant est ensuite amplifié (Nuclétudes 10.36.2), et visualisé sur un analyseur de spectre.

On est en pratique limité non pas par la bande passante de la détection, mais par celle de l'analyseur de spectre : ce dernier est limité à $1,5 GHz$. Or la méthode précédente est précise à environ $0,5^{\circ}C$, ce qui correspond (étant donnée la pente de la courbe) à un

écart de plus de 50 GHz à la dégénérescence. Un battement aussi élevé est impossible à détecter. La méthode consiste alors à se positionner à la température souhaitée, et à balayer la plage de fréquence pompe accessible³, en cherchant à voir apparaître un battement de fréquence inférieure à 1,5 GHz . Si cela ne donne rien, on change légèrement la température et on itère la méthode.

Ce processus peut être très long. En fin de ce travail de thèse, une voie d'injection d'infra-rouge dans l'OPO a été ajoutée (*cf.* Fig. 4.1) – *a priori* pour régler plus facilement la détection, comme nous le décrirons au §E.3c). Cependant, l'injection s'est avérée utile pour trouver plus rapidement la dégénérescence. En effet, l'infra-rouge injecté est prélevé directement en sortie de la cavité de filtrage de l'infra-rouge. La fréquence injectée est donc la moitié de la fréquence pompe : c'est celle qu'on cherche à atteindre pour les faisceaux signal et complémentaire.

En balayant la cavité de l'OPO au-dessous du seuil, on peut visualiser simultanément sur l'oscilloscope l'infra-rouge en sortie (correspondant à l'injection) et le vert réfléchi par la cavité. Comme déjà exposé précédemment, la dégénérescence ne peut être atteinte que si la fréquence de pompe et la fréquence de l'injection résonnent simultanément dans la cavité. On peut donc jouer sur la température et la fréquence de pompe pour superposer les deux pics (*cf.* Fig. 4.14).

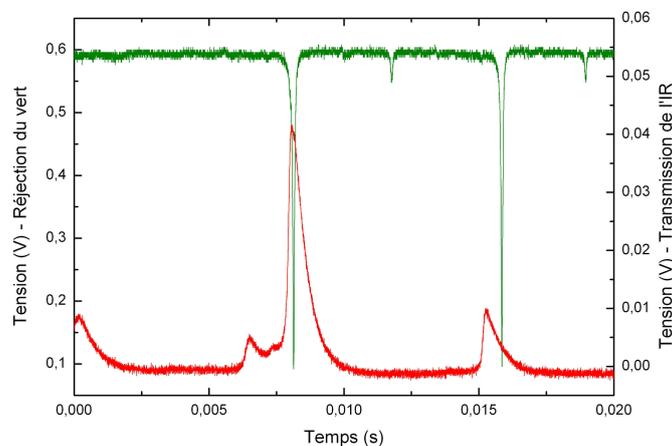


Fig. 4.14: Résonance simultanée de la pompe (en haut) et de l'injection infra-rouge (en bas) dans la cavité de l'OPO.

3. Il est également possible de choisir de balayer plutôt la température. Étant donné le matériel électronique utilisé, le balayage de la fréquence pompe s'avère plus simple.

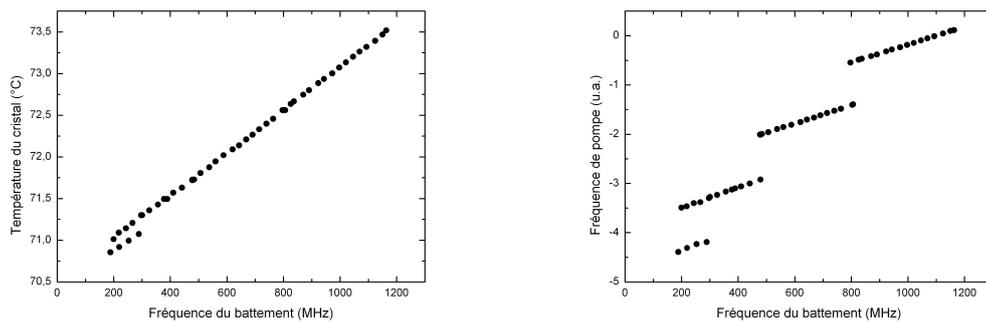
D.4 Auto-verrouillage en fréquence

La plage d'auto-verrouillage en fréquence est d'autant plus grande que l'angle de la lame est plus élevé ; cependant, elle n'excède pas une centaine de MHz pour les valeurs du paramètre de couplage utilisées dans cette thèse. Lorsque le battement apparaît autour de $1,5 GHz$, on est donc encore très loin de la dégénérescence. Il s'agit alors d'amener progressivement le battement à 0.

La technique consiste à jouer de façon antagoniste sur la température du cristal de KTP et sur la fréquence de pompe : l'une va servir à s'approcher de la dégénérescence, l'autre à ne pas sortir de la résonance pompe. En effet, lorsqu'on fait diminuer la fréquence du battement, on tend à sortir de la résonance pompe, ce qui se traduit par une diminution de la puissance des faisceaux signal et complémentaire jusqu'à extinction. Pour pallier ce phénomène, il faut modifier la fréquence de pompe dans le sens qui fait augmenter la fréquence du battement, et ainsi de suite.

Lorsqu'on part d'un battement élevé en fréquence, on est ainsi forcé de modifier beaucoup la fréquence de pompe ; de sorte qu'on se heurte au problème des sauts de modes du laser (*cf.* §B.1b)). Il faut alors retrouver la nouvelle température du cristal de doublage qui va correspondre à la même fréquence de pompe (et donc à la même position du battement).

On peut suivre ce processus en traçant la position du battement en fonction soit de la température du cristal de l'OPO, soit de la fréquence de pompe (*cf.* Fig. 4.15 – pour des raisons de lisibilité, c'est à chaque fois la fréquence du battement en abscisse). Étant donné que pour une température du cristal donnée, le battement est visible pour une plage étendue de fréquences laser, les courbes 4.15 ont été obtenues en choisissant la fréquence de pompe pour laquelle l'émission infra-rouge était la plus intense.



(a) Température du cristal de l'OPO en fonction de la fréquence de battement

(b) Fréquence de la pompe de l'OPO en fonction de la fréquence de battement

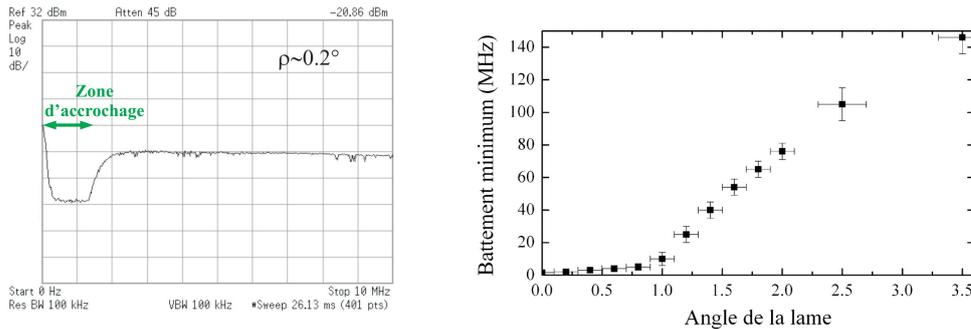
Fig. 4.15: Écart à la dégénérescence des faisceaux signal et complémentaire en fonction des paramètres de l'accord de phase pour le même cristal de KTP qu'à la figure 4.12.

La première remarque à faire au sujet de ces courbes est la linéarité : à l'exception des sauts de modes du laser – et des quatre derniers points – la progression est très linéaire.

Ces observations expérimentales corroborent les calculs de [Laurat, 2001, Laurat, 2004].

Par contre, les quatre derniers points en bas à gauche posent problème : lors du dernier saut de mode du laser, on s'est de toute évidence écarté de la courbe qu'on suivait jusqu'alors. Ce phénomène n'a pas été expliqué de façon certaine ; il est possible qu'il s'agisse d'une autre bistabilité du type de celle mentionnée au §D.2.

Lorsque le battement est suffisamment proche de 0, on entre dans la zone d'accrochage, et les faisceaux signal et complémentaire voient leur fréquences se verrouiller à la même valeur – celle du laser YAG. Si on regarde ce qui se passe par rapport au battement à l'analyseur de spectre, le réglage "Max Hold" (qui ne conserve à l'affichage que la valeur maximale vue sur toute la durée de l'acquisition) permet de visualiser l'étendue de la zone d'accrochage : il existe une plage de fréquences, d'extension non nulle, qui n'est jamais atteinte : le battement "saute" directement à la fréquence nulle (*cf.* Fig. 4.16(a)). L'extension de la zone de dégénérescence est d'autant plus grande que le couplage est plus important (*cf.* Fig. 4.16(b)).



(a) Battement à l'analyseur de spectre en configuration "Max Hold". (b) Battement minimum observé pour différents angles de la lame.

Fig. 4.16: Phénomène d'"accrochage" de la fréquence de dégénérescence.

Lorsque le phénomène d'accrochage se produit, le battement disparaît à l'analyseur de spectre. Ceci pouvant évidemment avoir bien d'autres causes, il est nécessaire de vérifier qu'on est effectivement à dégénérescence. Plusieurs méthodes sont utilisables (et en pratique, utilisées de façon complémentaire).

On peut tout d'abord s'appuyer sur le signal de la cavité Fabry-Pérot, qui sépare les modes en fréquence. Il s'agit d'une cavité confocale, construite à partir de deux miroirs plan-concaves de rayon de courbure 50 mm et de coefficient de réflexion 99 %. La finesse mesurée est de 300 et d'intervalle spectral libre 1,5 GHz. À dégénérescence, les modes doivent être superposés, et le pic correspondant d'amplitude double. Cependant, des superpositions accidentelles des deux pics surviennent fréquemment, qu'il n'est pas toujours possible de discerner de la "bonne" superposition. La cavité Fabry-Pérot est donc d'un intérêt relativement limité ; si ce n'est qu'elle permet de confirmer le fonction-

nement monomode longitudinal de l'OPO. La figure 4.17 présente deux signaux typiques obtenus à l'aide de la cavité Fabry-Pérot en balayage.

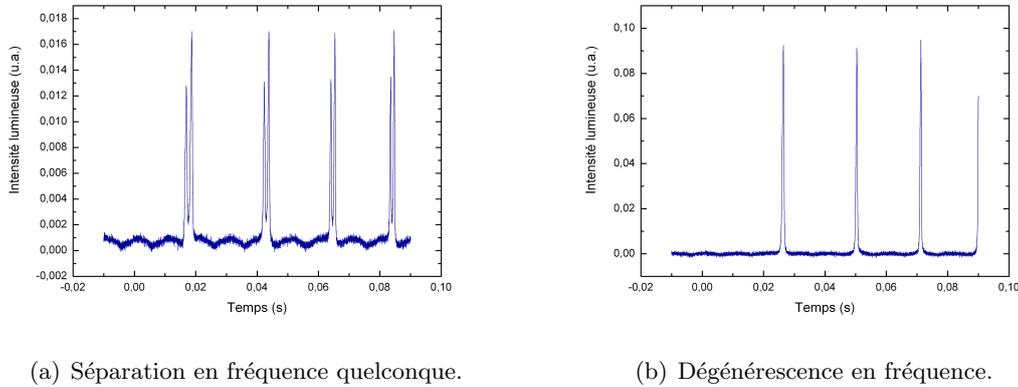


Fig. 4.17: Signal donné par la cavité Fabry-Pérot en balayage selon les fréquences des faisceaux signal et complémentaire.

Il est également possible de faire interférer, sur l'une des photodiodes de détection, le signal sortant de l'OPO avec l'oscillateur local dont la phase est balayée à quelques Hz . L'observation de franges d'interférences est la signature non ambiguë de la dégénérescence en fréquence. Un exemple est donné sur la figure 4.18. Cette méthode présente l'inconvénient de nécessiter la superposition des modes issus de l'OPO avec celui de l'oscillateur local, et donc un réglage préliminaire assez long (bien qu'il n'ait pas besoin d'être parfait pour qu'on puisse visualiser les franges).

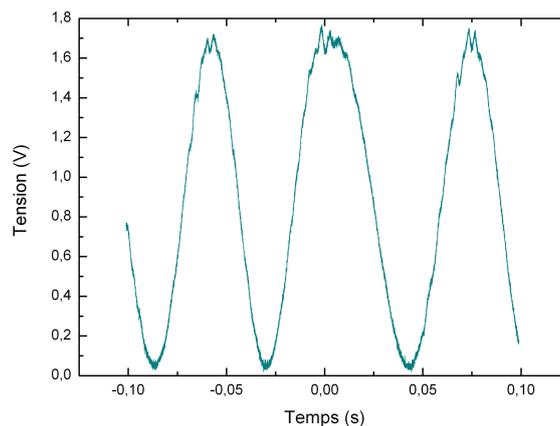


Fig. 4.18: Interférence de l'oscillateur local avec le signal

Enfin, une dernière méthode peut être utilisée, nettement plus rapide que la précédente. En effet, à dégénérescence, le mode de sortie de l'OPO, constitué de la superposi-

tion des modes signal et complémentaire, a une polarisation (linéaire) bien définie. L'intensité infra-rouge détectée après le cube polariseur est donc modifiée lorsqu'on tourne la lame $\lambda/2$ en sortie de l'OPO. À l'inverse, si les fréquences sont différentes, la polarisation tourne à la fréquence du battement, et on n'observe aucun changement lors de cette manipulation.

Une fois les paramètres ajustés pour obtenir le verrouillage, l'OPO peut osciller quelques dizaines de minutes sur les modes dégénérés. Les fluctuations de température de la pièce, ainsi que la dérive de fréquence du laser ($2 \text{ MHz} \cdot \text{min}^{-1}$) finissent par faire sortir le système de la zone d'accrochage, *a fortiori* si l'angle de la lame est petit. Les paramètres permettant l'accrochage évoluent ainsi au cours du temps (dans une zone d'environ 50 MHz pour la fréquence pompe et de $0,1 \text{ K}$ pour la température du cristal).

La génération paramétrique étant plus efficace lorsqu'on est au centre de la zone d'accrochage, il peut d'ailleurs être nécessaire de réajuster plus fréquemment les paramètres, afin d'obtenir les meilleurs effets quantiques possibles.

Par ailleurs, lorsque le point de focalisation de la pompe sur le cristal est modifié, la recherche du battement est à nouveau nécessaire. En effet, une légère inhomogénéité fait varier localement les indices de réfraction dans le cristal, ce qui modifie les paramètres de fonctionnement à dégénérescence.

E Détection des propriétés quantiques

E.1 Principe de la détection homodyne

La détection de l'intrication entre les champs nécessite de pouvoir mesurer les fluctuations des champs suivant n'importe laquelle de leurs quadratures. Or une détection directe, ou une détection équilibrée, ne renseignent que sur les fluctuations d'intensité du faisceau à caractériser. L'outil le mieux adapté ici est donc la détection homodyne. Le principe de cette détection est de faire interférer le champ à mesurer avec un champ de référence appelé oscillateur local ; la phase relative entre les deux champs imposant la quadrature mesurée (*cf.* Fig. 4.19(a)).

Deux schémas sont possibles : soit le faisceau à caractériser et l'oscillateur local ont même polarisation, auquel cas on les mélange simplement sur une lame 50/50 (*cf.* Fig. 4.19(b)) ; soit ils sont polarisés orthogonalement et sont mélangés à l'aide d'un cube séparateur de polarisation et d'une lame $\lambda/2$ qui permet de faire tourner les polarisations de 45° (*cf.* Fig. 4.19(c)). Ces deux configurations sont strictement équivalentes. Les deux voies sont ensuite détectées à l'aide de photodiodes, dont on soustrait les photocourants.

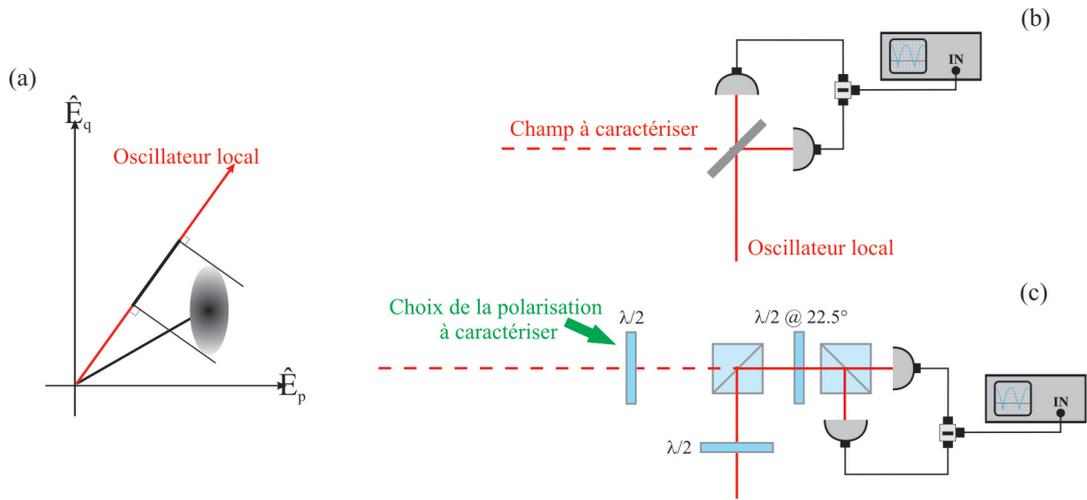


Fig. 4.19: (a) Principe de la mesure par détection homodyne. (b) Configuration usuelle où champ à caractériser et oscillateur local sont mélangés sur une lame 50/50. (c) Configuration en polarisation.

E.2 Calcul dans le cas général

Le calcul est habituellement fait dans le cas où l'oscillateur local est très intense devant le champ à mesurer. Mais cette configuration ne suffit pas ici, puisque nous souhaitons mesurer des champs intenses (lorsque l'OPO fonctionne au-dessus du seuil). Employer alors un oscillateur local très intense aurait pour effet de saturer les photodiodes. Nous allons donc détailler le calcul dans le cas général où les intensités de l'oscillateur local et du champ à caractériser sont quelconques. Les notations sont précisées à la figure 4.20.

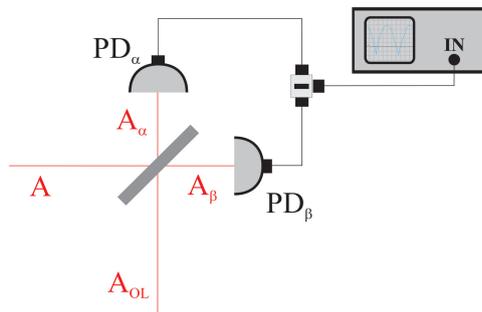


Fig. 4.20: Notations employées pour le calcul du signal détecté dans une détection homodyne.

Les champs entrant sur la lame 50/50 sont (les valeurs moyennes \bar{A} et \bar{A}_{OL} sont

choisies réelles) :

$$\begin{aligned}\hat{A} &= \bar{A} + \delta\hat{P} + \imath\delta\hat{Q} \\ \hat{A}_{OL} &= \left(\overline{A_{OL}} + \delta\hat{P}_{OL} + \imath\delta\hat{Q}_{OL}\right) e^{i\varphi}\end{aligned}\quad (4.3)$$

Et après la lame :

$$\begin{aligned}\hat{A}_\alpha &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{A} + \hat{A}_{OL}) \\ \hat{A}_\beta &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{A} - \hat{A}_{OL})\end{aligned}\quad (4.4)$$

On peut alors calculer l'intensité détectée par la photodiode α :

$$\begin{aligned}\hat{I}_\alpha &= \hat{A}_\alpha^\dagger \cdot \hat{A}_\alpha \\ &= \frac{1}{2} \left[\bar{A} + \delta\hat{P} - \imath\delta\hat{Q} + \left(\overline{A_{OL}} + \delta\hat{P}_{OL} - \imath\delta\hat{Q}_{OL}\right) e^{-i\varphi} \right] \\ &\quad \cdot \left[\bar{A} + \delta\hat{P} + \imath\delta\hat{Q} + \left(\overline{A_{OL}} + \delta\hat{P}_{OL} + \imath\delta\hat{Q}_{OL}\right) e^{i\varphi} \right]\end{aligned}\quad (4.5)$$

On peut négliger tous les termes du deuxième ordre en $\delta\hat{Y}$, car ils donneront des moments d'ordre 3 ou plus dans l'expression de la variance, et on est dans le cadre de la linéarisation des fluctuations (*cf.* §1.D.4). On obtient ainsi, pour la photodiode α et la photodiode β :

$$\begin{aligned}\hat{I}_\alpha &= \frac{1}{2} \left[\bar{A}^2 + \overline{A_{OL}^2} + 2\bar{A}\overline{A_{OL}} \cos(\varphi) + 2\bar{A} \left(\delta\hat{P} + \delta\hat{P}_{OL} \cos(\varphi) - \delta\hat{Q}_{OL} \sin(\varphi) \right) \right. \\ &\quad \left. + 2\overline{A_{OL}} \left(\delta\hat{P}_{OL} + \delta\hat{P} \cos(\varphi) + \delta\hat{Q} \sin(\varphi) \right) \right] \\ \hat{I}_\beta &= \frac{1}{2} \left[\bar{A}^2 + \overline{A_{OL}^2} - 2\bar{A}\overline{A_{OL}} \cos(\varphi) + 2\bar{A} \left(\delta\hat{P} - \delta\hat{P}_{OL} \cos(\varphi) + \delta\hat{Q}_{OL} \sin(\varphi) \right) \right. \\ &\quad \left. + 2\overline{A_{OL}} \left(\delta\hat{P}_{OL} - \delta\hat{P} \cos(\varphi) - \delta\hat{Q} \sin(\varphi) \right) \right]\end{aligned}\quad (4.6)$$

La différence des photocourants est proportionnelle à la différence des intensités :

$$\begin{aligned}\hat{I}_\alpha - \hat{I}_\beta &= 2 \left[\bar{A}\overline{A_{OL}} \cos(\varphi) + \bar{A} \left(\delta\hat{P}_{OL} \cos(\varphi) - \delta\hat{Q}_{OL} \sin(\varphi) \right) \right. \\ &\quad \left. + \overline{A_{OL}} \left(\delta\hat{P} \cos(\varphi) + \delta\hat{Q} \sin(\varphi) \right) \right]\end{aligned}\quad (4.7)$$

Par conséquent, les fluctuations sur la différence des intensités :

$$\begin{aligned}\delta(\hat{I}_\alpha - \hat{I}_\beta) &= 2 \left[\sqrt{\bar{I}} \left(\delta\hat{P}_{OL} \cos(\varphi) - \delta\hat{Q}_{OL} \sin(\varphi) \right) \right. \\ &\quad \left. + \overline{A_{OL}} \left(\delta\hat{P} \cos(\varphi) + \delta\hat{Q} \sin(\varphi) \right) \right]\end{aligned}\quad (4.8)$$

où $\bar{I} = \bar{A}^2$ et $\overline{I_{OL}} = \overline{A_{OL}^2}$.

On supposera que l'oscillateur local et le signal à mesurer ne sont pas corrélés. L'analyseur de spectre détecte un signal proportionnel à la variance de la différence des intensités :

$$\left(\Delta(\hat{I}_\alpha - \hat{I}_\beta)\right)^2 = 4 \left[\bar{I} \left(\langle (\delta\hat{P}_{OL})^2 \rangle \cos^2(\varphi) - 2 \langle \delta\hat{P}_{OL} \delta\hat{Q}_{OL} \rangle_S \cos(\varphi) \sin(\varphi) \right) \right. \quad (4.9)$$

$$\left. + \langle (\delta\hat{Q}_{OL})^2 \rangle \sin^2(\varphi) \right) + \overline{I_{OL}} \left(\langle (\delta\hat{P})^2 \rangle \cos^2(\varphi) \right) \quad (4.10)$$

$$\left. + 2 \langle \delta\hat{P} \delta\hat{Q} \rangle_S \cos(\varphi) \sin(\varphi) + \langle (\delta\hat{Q})^2 \rangle \sin^2(\varphi) \right] \quad (4.11)$$

On fait habituellement l'hypothèse que l'oscillateur local est au niveau du bruit quantique standard. Ceci est vérifié dans notre cas, grâce à la cavité de filtrage sur l'infrarouge. Les fluctuations de l'oscillateur local sont donc égales à celles du vide :

$$\langle (\delta\hat{P}_{OL})^2 \rangle = \langle (\delta\hat{Q}_{OL})^2 \rangle = 1 \quad (4.12a)$$

$$\langle \delta\hat{P}_{OL} \delta\hat{Q}_{OL} \rangle_S = 0 \quad (4.12b)$$

Le signal mesuré à l'analyseur de spectre est donc proportionnel à :

$$\left(\Delta(\hat{I}_\alpha - \hat{I}_\beta)\right)^2 = 4 \left[\bar{I} + \overline{I_{OL}} \left(\langle (\delta\hat{P})^2 \rangle \cos^2(\varphi) + 2 \langle \delta\hat{P} \delta\hat{Q} \rangle_S \cos(\varphi) \sin(\varphi) \right) \right. \quad (4.13)$$

$$\left. + \langle (\delta\hat{Q})^2 \rangle \sin^2(\varphi) \right] \quad (4.14)$$

Ainsi on peut, selon la phase relative φ , déduire du signal mesuré à l'analyseur de spectre la valeur de $\langle (\delta\hat{P})^2 \rangle$, $\langle (\delta\hat{Q})^2 \rangle$ ou $\langle \delta\hat{P} \delta\hat{Q} \rangle_S$, c'est-à-dire les termes de la matrice de covariance du champ qu'on souhaite caractériser.

Cette mesure doit être comparée à celle qu'on ferait si le champ à caractériser était un champ d'intensité \bar{I} , au bruit quantique standard :

$$\left(\Delta(\hat{I}_\alpha - \hat{I}_\beta)\right)^2 \Big|_{ref} = 4 (\bar{I} + \overline{I_{OL}}) \quad (4.15)$$

Malheureusement, on n'a pas accès directement à cette variance : on peut seulement bloquer le faisceau à caractériser ; de sorte que le champ A est un champ vide. Le signal mesuré est :

$$\left(\Delta(\hat{I}_\alpha - \hat{I}_\beta)\right)^2 \Big|_{vide} = 4 \overline{I_{OL}} \quad (4.16)$$

Pour avoir la véritable référence, il faut donc multiplier ce signal par :

$$\frac{\left(\Delta(\hat{I}_\alpha - \hat{I}_\beta)\right)^2 \Big|_{ref}}{\left(\Delta(\hat{I}_\alpha - \hat{I}_\beta)\right)^2 \Big|_{vide}} = 1 + \frac{\bar{I}}{\overline{I_{OL}}} \quad (4.17)$$

Cette méthode a été utilisée, par exemple, dans [Zhang *et al.*, 2001].

Dans le cas habituel d'utilisation de la détection homodyne, $\bar{I} \ll \overline{I_{OL}}$, de sorte qu'on arrive à un facteur multiplicatif de 1 : la mesure de $\left(\Delta(\hat{I}_\alpha - \hat{I}_\beta)\right)^2 \Big|_{vide}$ donne directement la référence.

E.3 Double détection homodyne

La détection homodyne permet donc de mesurer les fluctuations d'un champ suivant l'une de ses quadratures. Or nous souhaitons caractériser deux champs : le signal et le complémentaire, qui sont séparables grâce à leurs polarisations orthogonales. Il est donc nécessaire de disposer de deux détections homodynes (une pour chaque champ).

Il est également souhaitable d'avoir une référence de phase commune pour les deux détections homodynes, afin que la phase relative des quadratures caractérisées soit fixée – et donc connue. Il est donc nécessaire d'utiliser le même oscillateur local.

Les faisceaux à caractériser et l'oscillateur local étant polarisés, on utilise la configuration en polarisation de la détection homodyne (*cf.* Fig. 4.19(c)). La figure 4.21 présente la double détection homodyne que nous utilisons et qui a été réalisée sur le modèle de celle développée lors de la thèse de V. Josse [Josse, 2003]. Nous allons ensuite détailler précisément le rôle de chacun des éléments de cette détection.

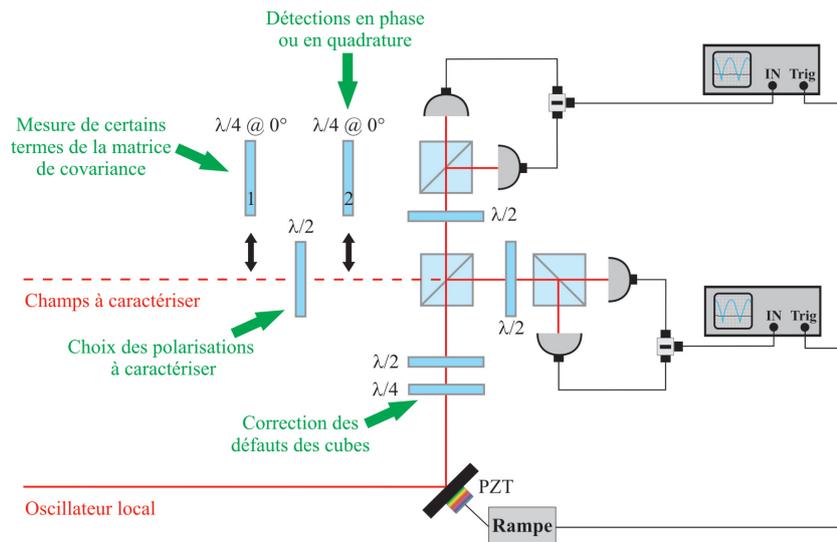


Fig. 4.21: Double détection homodyne en polarisation.

a) Champs à caractériser

Comme on l'a vu au §1.E.2d), il est possible de tester l'intrication des champs A_1 et A_2 en les mélangeant sur une lame 50/50 et en mesurant la compression de bruit des champs A_+ et A_- qui résulte de cette opération. La détection homodyne est un dispositif bien adapté pour mesurer la compression de bruit. Nous allons donc exploiter ce lien étroit entre compression et intrication : la mesure de la compression va nous permettre de remonter à la mesure de l'intrication.

L'opération "lame 50/50", pour les champs A_1 et A_2 qui sont polarisés orthogonalement, est réalisée à l'aide d'une lame $\lambda/2$ et d'un cube polariseur, la lame étant tournée de $\pi/8$. Sont ainsi envoyés dans les deux détections homodynes les champs A_+ et A_- , qui sont comprimés suivant des quadratures orthogonales.

Or on souhaite s'assurer que les compressions de bruit sont bien simultanées. On déphase donc de $\pi/2$ l'un des deux champs, en insérant une lame $\lambda/4$ non tournée (lame n°2) avant le premier cube. Ainsi, les champs caractérisés par les détections homodynes sont A_+ et iA_- , qui sont comprimés suivant la même quadrature.

Nous détaillerons l'utilisation de la lame $\lambda/4$ n°1 dans le §E.4

b) Oscillateur local

La phase de l'oscillateur local est ajustée – ou balayée – grâce à un miroir monté sur une cale piézo-électrique, ce qui permet d'allonger le chemin parcouru par le faisceau, et donc de modifier sa phase au niveau des détections.

Sur le trajet de l'oscillateur local, on trouve une lame $\lambda/2$, placée avant le premier cube polariseur. Cette lame permet de choisir quelle proportion de l'oscillateur local sera envoyée dans chacune des voies de sortie du cube. On la règle avec un angle de $\pi/8$, de façon que l'oscillateur local soit équitablement réparti entre les deux détections homodynes.

Cette lame permet également de choisir si les deux détections homodynes sont réglées en phase (lame tournée de $\pi/8$) ou en opposition de phase (lame tournée de $-\pi/8$) ; la référence de phase étant donnée par la phase de l'oscillateur local.

Quant à la lame $\lambda/4$, elle permet de corriger les défauts des cubes polariseurs. En effet, ils sont légèrement biréfringents, de sorte que les deux détections homodynes ne sont pas en phase (l'écart est de l'ordre d'une dizaine de degrés). Or, afin de s'assurer que les faisceaux sont intriqués, les compressions de bruit doivent être observées *simultanément* sur les quadratures concernées des champs. On corrige donc cette biréfringence résiduelle en rendant la polarisation de l'oscillateur local légèrement elliptique.

Le protocole de réglage est le suivant. On sélectionne, à l'aide d'un cube auxiliaire placé en sortie de l'OPO, un seul des champs – le champ signal A_1 par exemple (afin d'éviter les effets liés au mélange des champs signal et complémentaire). La lame $\lambda/2$ sur

le trajet de ce champ est tournée de $\pi/8$, de façon à répartir équitablement le champ sur les deux détections homodynes. La phase de l'oscillateur local est balayée, et le réglage du couple $\{\lambda/4, \lambda/2\}$ (qui permet d'obtenir n'importe quel état de polarisation de l'oscillateur local) est effectué en s'assurant d'une part que les détections homodynes sont en phase ou en opposition de phase, d'autre part que la puissance de l'oscillateur local est toujours la même sur les quatre photodiodes. Le meilleur réglage que nous avons pu obtenir est présenté sur la figure 4.22.

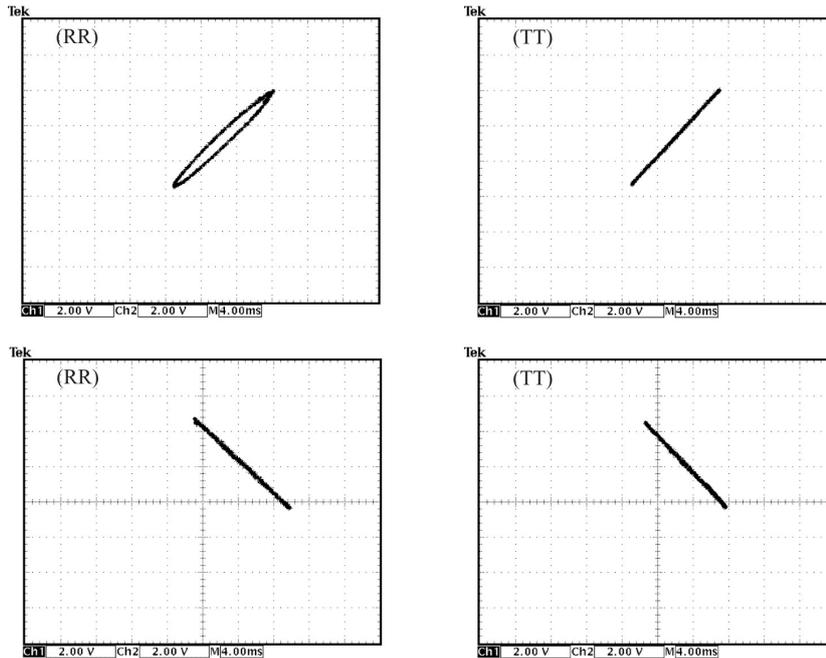


Fig. 4.22: Meilleur réglage obtenu quant à la synchronisation des deux détections homodynes. Mesure en mode XY des photocourants des deux photodiodes en réflexion (RR) ou en transmission (TT), lorsqu'on fait interférer le champ signal A_1 avec l'oscillateur local dont la phase est balayée. La première ligne correspond au choix de l'orientation de la lame $\lambda/2$ de l'oscillateur local pour que les détections soient en phase, la seconde ligne au choix en opposition de phase.

Étant données les courbes obtenues, on constate que seule la configuration en opposition de phase permet un réglage correct.

c) Utilisation de l'injection infra-rouge

Ainsi qu'on l'a déjà mentionné au §D.3, une voie d'injection d'infra-rouge dans l'OPO a été ajoutée en fin de thèse. Ceci permet d'effectuer tous les réglages précédents, ainsi que l'adaptation des modes issus de l'OPO, sans être à dégradation en fréquence pour l'OPO (en faisant travailler ce dernier au-dessous du seuil d'oscillation).

Sans injection, il est en effet impossible de régler les détections homodynes si on n'est

pas à dégénérescence : elles sont basées sur les interférences entre le champ à caractériser et l'oscillateur local, ce qui n'est possible que s'ils ont la même fréquence. Or ces réglages sont assez longs, et on est gêné par la dérive en fréquence du laser, qui conduit le système à sortir de dégénérescence. Étant donné que les propriétés quantiques des champs issus de l'OPO ne nous intéressent pas pour ces réglages, un champ infra-rouge de bonne fréquence, injecté dans l'OPO, possédera toutes les propriétés de fréquence et de polarisation requises.

Par ailleurs, comme on n'a pas à rechercher sans cesse les paramètres de dégénérescence, le réglage est plus rapide. Il y a donc moins longtemps une forte puissance infra-rouge dans l'OPO pendant la phase de réglage, ce qui limite le phénomène de "gray-tracking" (*cf.* §C.1a)) pendant la phase préliminaire. On peut ainsi passer davantage de temps sur les mesures quantiques avant de devoir changer de point de focalisation de la pompe.

E.4 Mesure de la matrice de covariance

Nous allons détailler ici la procédure expérimentale permettant de mesurer chacun des termes de la matrice de covariance des deux champs A_1 et A_2 :

$$\sigma_{12} = \left(\begin{array}{cc|cc} \langle (\delta \hat{P}_1)^2 \rangle & \langle \delta \hat{P}_1 \delta \hat{Q}_1 \rangle_S & \langle \delta \hat{P}_1 \delta \hat{P}_2 \rangle_S & \langle \delta \hat{P}_1 \delta \hat{Q}_2 \rangle_S \\ \langle \delta \hat{P}_1 \delta \hat{Q}_1 \rangle_S & \langle (\delta \hat{Q}_1)^2 \rangle & \langle \delta \hat{Q}_1 \delta \hat{P}_2 \rangle_S & \langle \delta \hat{Q}_1 \delta \hat{Q}_2 \rangle_S \\ \langle \delta \hat{P}_1 \delta \hat{P}_2 \rangle_S & \langle \delta \hat{Q}_1 \delta \hat{P}_2 \rangle_S & \langle (\delta \hat{P}_2)^2 \rangle & \langle \delta \hat{P}_2 \delta \hat{Q}_2 \rangle_S \\ \langle \delta \hat{P}_1 \delta \hat{Q}_2 \rangle_S & \langle \delta \hat{Q}_1 \delta \hat{Q}_2 \rangle_S & \langle \delta \hat{P}_2 \delta \hat{Q}_2 \rangle_S & \langle (\delta \hat{Q}_2)^2 \rangle \end{array} \right) = \begin{pmatrix} \sigma_1 & \varepsilon_{12} \\ \varepsilon_{12} & \sigma_2 \end{pmatrix} \quad (4.18)$$

Ainsi qu'on l'a montré par le calcul au §E.2, la détection homodyne permet de mesurer tous les termes de la matrice de covariance d'un champ individuel. On peut donc obtenir facilement les termes de σ_1 et σ_2 . Pour ce faire :

- On n'utilise aucune $\lambda/4$.
- La $\lambda/2$ n'est pas tournée (les champs qu'on envoie dans les détections homodynes sont A_1 et A_2).
- Pour $\varphi = 0$, on mesure $\langle (\delta \hat{P}_1)^2 \rangle$ et $\langle (\delta \hat{P}_2)^2 \rangle$.
- Pour $\varphi = \pi/2$, on mesure $\langle (\delta \hat{Q}_1)^2 \rangle$ et $\langle (\delta \hat{Q}_2)^2 \rangle$.
- Pour $\varphi \notin \{0, \pi/2\}$, connaissant les deux valeurs précédentes, on mesure $\langle \delta \hat{P}_1 \delta \hat{Q}_1 \rangle_S$ et $\langle \delta \hat{P}_2 \delta \hat{Q}_2 \rangle_S$.

Les termes de ε_{12} sont des termes mixtes, qui ne peuvent être mesurés qu'en mélangeant les champs : on va utiliser l'opération "lame 50/50" en tournant la lame $\lambda/2$ à $\pi/8$. On mesure alors, suivant la même méthode que précédemment, certains termes de σ_+ :

- $\langle (\delta \hat{P}_+)^2 \rangle = \frac{1}{2} \left(\langle (\delta \hat{P}_1)^2 \rangle + 2 \langle \delta \hat{P}_1 \delta \hat{P}_2 \rangle_S + \langle (\delta \hat{P}_2)^2 \rangle \right)$ dont on déduit $\langle \delta \hat{P}_1 \delta \hat{P}_2 \rangle_S$.
- $\langle (\delta \hat{Q}_+)^2 \rangle = \frac{1}{2} \left(\langle (\delta \hat{Q}_1)^2 \rangle + 2 \langle \delta \hat{Q}_1 \delta \hat{Q}_2 \rangle_S + \langle (\delta \hat{Q}_2)^2 \rangle \right)$ dont on déduit $\langle \delta \hat{Q}_1 \delta \hat{Q}_2 \rangle_S$.

Pour les termes restants, il faut en outre mélanger les quadratures \hat{P} et \hat{Q} . Pour ce faire, avant l'opération "lame 50/50", on insère la lame $\lambda/4$ n°1, ce qui permet d'envoyer dans

les deux détections homodynes les champs A_a et A_b définis par :

$$A_{a,b} = \frac{A_1 \pm i A_2}{\sqrt{2}} \quad (4.19)$$

Les quadratures de ces champs valent :

$$\hat{P}_{a,b} = \frac{\hat{P}_1 \mp \hat{Q}_2}{\sqrt{2}} \quad \text{et} \quad \hat{Q}_{a,b} = \frac{\hat{Q}_1 \pm \hat{P}_2}{\sqrt{2}} \quad (4.20)$$

De sorte qu'en mesurant certains termes de σ_a , on peut obtenir les derniers termes :

$$\begin{aligned} - \langle (\delta \hat{P}_a)^2 \rangle &= \frac{1}{2} \left(\langle (\delta \hat{P}_1)^2 \rangle - 2 \langle \delta \hat{P}_1 \delta \hat{Q}_2 \rangle_S + \langle (\delta \hat{Q}_2)^2 \rangle \right) \text{ dont on déduit } \langle \delta \hat{P}_1 \delta \hat{Q}_2 \rangle_S. \\ - \langle (\delta \hat{Q}_a)^2 \rangle &= \frac{1}{2} \left(\langle (\delta \hat{Q}_1)^2 \rangle - 2 \langle \delta \hat{Q}_1 \delta \hat{P}_2 \rangle_S + \langle (\delta \hat{P}_2)^2 \rangle \right) \text{ dont on déduit } \langle \delta \hat{Q}_1 \delta \hat{P}_2 \rangle_S. \end{aligned}$$

Ainsi, notre dispositif permet de mesurer tous les termes de la matrice de covariance σ_{12} . Il faut cependant préciser que d'un point de vue expérimental, la mesure des termes nuls pose problème : le bruit sur ces mesures est important ; et l'incertitude qu'on a sur la valeur de ces termes est telle qu'on s'écarte très rapidement d'une matrice physique. Nous aurons l'occasion de revenir sur ce problème dans le prochain chapitre.

F Conclusion

Nous avons passé en revue dans ce chapitre l'ensemble du dispositif expérimental et des techniques utilisées ayant permis d'obtenir les mesures présentées dans les deux chapitres suivants.

En particulier, l'ensemble de la procédure de recherche de la dégénérescence en fréquence des champs signal et complémentaire a été détaillée ; et nous avons également montré que la double détection homodyne mise en place sur cette expérience permet de mesurer tous les termes de la matrice de covariance des deux champs. On peut donc réaliser leur caractérisation complète, puisque ces deux champs sont supposés Gaussiens.