



HAL
open science

Optique quantique dans les oscillateurs paramétriques optiques : du monomode au multimode

Agnès Maître

► **To cite this version:**

Agnès Maître. Optique quantique dans les oscillateurs paramétriques optiques : du monomode au multimode. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2002. tel-00002555

HAL Id: tel-00002555

<https://theses.hal.science/tel-00002555>

Submitted on 13 Mar 2003

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.

Laboratoire
Kastler Brossel

Fédération de recherche
Matériaux
et
phénomènes quantiques

*Habilitation à diriger des recherches
de l'université Denis Diderot (Paris 7)*

Optique quantique
dans les
Oscillateurs Paramétriques Optiques
Du monomode au multimode

Agnès Maître

Soutenue le 18 décembre 2002 devant le jury composé de

<i>C. Boccara</i>	
<i>Y. Couder</i>	Rapporteur
<i>C. Fabre</i>	
<i>P. Glorieux</i>	Rapporteur
<i>P. Grangier</i>	Rapporteur
<i>L. Lugiato</i>	

Présentation
des
travaux scientifiques

Les travaux présentés dans ce mémoire ont été réalisés dans le groupe d'optique quantique du laboratoire Kastler Brossel dans lequel je suis arrivée en 94, après ma thèse. Depuis la fin des années 80, ce groupe s'intéressait aux états non-classiques de la lumière et menait une activité importante d'étude et de développement de sources de lumière non-classiques.

Pour une source de lumière classique sans bruits d'origine classique (dus aux vibrations mécaniques, aux fluctuations thermiques...), il subsiste le bruit de photons spécifiquement quantique lié à la nature corpusculaire de la lumière. Ce bruit, appelé aussi bruit de grenaille (« shot noise ») ou bruit quantique standard, limite la sensibilité des mesures optiques et avait longtemps été considéré comme une barrière infranchissable. Des états du champ électromagnétique dont les fluctuations sont réduites et appelés états comprimés, permettent de dépasser cette 'limite quantique standard'. Au sein du groupe, une activité importante portait sur la génération dans divers milieux de faisceaux dont le bruit est inférieur au bruit quantique standard. Ces milieux étaient alors des lasers à semi conducteurs, des atomes froids, qui présentaient une non linéarité d'ordre 3, et des oscillateurs paramétriques optiques (OPO). Ceux-ci constitués d'un cristal non-linéaire du deuxième ordre inséré dans une cavité et injectés par une onde pompe intense permettent de générer par effet paramétrique deux nouvelles ondes dites signal et complémentaire. Les photons du signal et du complémentaire étant émis simultanément, ces faisceaux sont corrélés au niveau quantique et sont appelés faisceaux jumeaux. Au début des années 90, le groupe du LKB avait développé un OPO émettant des faisceaux jumeaux pour lesquels le bruit sur la différence d'intensité entre signal et le complémentaire était inférieur de 80% au bruit quantique standard.

En 94, quand je suis arrivée dans le groupe, j'ai commencé à travailler dans l'équipe de Claude Fabre, dont les thèmes de recherche portaient sur les propriétés quantiques de la lumière émise par un OPO. Ma culture était alors assez différente car durant ma thèse, mes travaux relevaient de l'optique non-linéaire mais d'un point de vue purement classique. J'étudiais à cette époque les structures transverses qui pouvaient être émises de manière spontanée par un milieu non-linéaire excité optiquement. L'interaction de deux ondes se propageant dans des directions opposées dans une vapeur atomique, considérée comme un milieu non linéaire d'ordre 3, donnait naissance, pour une intensité supérieure à une intensité seuil, à une émission cohérente de la lumière dans des directions différentes des faisceaux incidents. Ma thèse avait consisté en l'étude de ces motifs optiques sur le plan spatial et sur le plan temporel. L'évolution temporelle de l'intensité de ces instabilités ainsi que leur comportement spatial avaient montré de grandes similitudes avec le comportement spatio-temporel d'instabilités observées en hydrodynamique. Cependant des caractères propres au champ électromagnétique comme la polarisation ou la saturation de la non-linéarité conféraient à ces études un caractère original.

La fin de ma thèse m'a permis de faire un changement thématique et je me suis attachée à réduire le bruit de photons de faisceaux émis par des oscillateurs paramétriques optiques. Les principaux concepts sur lesquels repose cette recherche sont exposés dans la partie I) de ce mémoire.

Durant les deux premières années, j'ai participé à une expérience de spectroscopie de très haute résolution. Le but était d'améliorer la sensibilité d'une mesure spectroscopique en utilisant des faisceaux non-classiques. Ces travaux sont exposés dans la partie IA) de ce mémoire. En 97, nous avons commencé une nouvelle expérience ab initio. Le but était de développer des OPOs fonctionnant dans l'infrarouge en utilisant de nouveaux matériaux possédant de très fortes non-linéarités et d'étudier ensuite les propriétés non-classiques de la lumière qu'ils émettent. Ces travaux sont exposés dans la partie IB). Ces deux expériences ont été réalisées en utilisant des faisceaux monomodes. Le deuxième volet de mon activité est connexe à mes travaux de thèse et à l'optique quantique monomode sur laquelle j'ai travaillé durant les premières années. Depuis 97, nous développons une expérience, visant à mettre en évidence les propriétés quantiques de faisceaux multimodes transverses. Il s'agit maintenant de contrôler les fluctuations du champ non pas sur l'intégralité mais sur des petites zones du faisceau. Un OPO dégénéré en modes transverses émet des faisceaux multimodes dont la structure spatiale classique est complexe et dont les fluctuations attachées à des petites zones du faisceau sont non-classiques. Dans la troisième partie, je présenterai cette expérience et je montrerai comment des faisceaux multimodes non-classiques peuvent permettre d'améliorer la sensibilité d'une mesure de déplacement. La dernière partie du mémoire est consacrée aux perspectives de cette expérience

I) Les principaux concepts

Ce chapitre est consacré à l'exposé des principales notions sur lesquelles s'appuie ce mémoire. Dans un premier temps, les principales propriétés des oscillateurs paramétriques optiques en optique classique seront exposées [Coudreau02]. La deuxième partie est une introduction à l'optique quantique [Reynaud90]

A) L'oscillateur paramétrique optique (OPO)

L'ensemble du travail présenté dans ce mémoire porte sur l'étude des effets quantiques des milieux optiques non-linéaire du second ordre. L'interaction paramétrique [Shen84] est la clé de ces effets.

1) Interaction paramétrique

a) Conservation de l'énergie

Une onde électromagnétique, appelée onde pompe, est envoyée sur un cristal possédant une non-linéarité d'ordre 2 ($\chi^{(2)}$). Elle génère par interaction paramétrique deux nouvelles ondes dites signal et complémentaire. Aucune énergie n'étant stockée dans le matériau, l'énergie perdue par la pompe est transférée intégralement au signal et au complémentaire : les fréquences des trois ondes vérifient donc la relation $\omega_p = \omega_s + \omega_c$ (conservation de l'énergie).

b) Accord de phase

La conversion de la pompe en signal et complémentaire est maximum lorsque la condition d'accord de phase $\Delta\vec{k} = \vec{k}_p - \vec{k}_s - \vec{k}_c = \vec{0}$ est respectée où \vec{k} est le vecteur d'onde dont la norme vérifie $k = \frac{n\omega}{c}$.

Si la condition d'accord de phase n'est pas respectée, les trois ondes acquièrent au long de leur propagation un déphasage $\Delta\phi = \phi_p - \phi_s - \phi_c = \Delta k z$ où z est la longueur de propagation dans le cristal. Lorsque $\Delta\phi = 0$, la conversion paramétrique est maximum. Lorsque $\Delta\phi = \pi$, signal et complémentaire réinteragissent pour donner l'onde pompe par somme de fréquence. Il y a échange périodique d'énergie entre la pompe et les ondes signal et complémentaire si bien que la génération paramétrique n'est pas efficace.

c) Accord de phase par biréfringence

L'indice dépendant de la fréquence des ondes, il n'est donc pas possible de vérifier simultanément l'accord de phase et la conservation de l'énergie dans un matériau complètement isotrope. On utilise en général des cristaux biréfringents dans lequel les indices vus par deux ondes de même fréquence mais de polarisation orthogonale sont différents. Si une des trois ondes a une polarisation différente des deux autres, l'accord de phase peut être obtenu si la dispersion de l'indice est exactement compensée par la biréfringence. L'indice dépendant de la longueur d'onde, de la température du matériau et de la direction de propagation dans le cristal, on ajuste pour les longueurs d'ondes auxquelles on souhaite travailler les deux paramètres qui sont l'orientation et la température afin d'obtenir l'accord de phase. Plus

I) Les principaux concepts

pratiquement, pour les longueurs d'ondes qui nous intéressent, les cristaux sont achetés déjà taillés, ce qui fixe la direction de propagation des ondes, pour qu'il y ait accord de phase à une température donnée.

Il est aussi possible d'accorder la phase non pas par biréfringence mais par quasi-accord de phase. Cet accord de phase particulier sera exposé plus longuement dans la partie II.B)

d) Quelques caractéristiques des cristaux biréfringents

Il existe deux types d'accord de phase. Dans le premier, dit de type I, signal et complémentaire ont la même polarisation. Dans le deuxième, de type II, signal et complémentaire ont des polarisations orthogonales. Aux longueurs d'ondes auxquelles nous travaillons (532nm ~ 1064nm), l'accord de phase est de type I pour le Niobate de Lithium (LiNbO₃) et de type II pour le KTP.

Dans un cristal biréfringent, les directions de propagation de l'onde et de l'énergie ne sont pas nécessairement identiques [Huard93]. Lorsque l'indice dépend de la direction de propagation (indice extraordinaire), elles forment un angle dit de double-réfraction (ou walk off). Cet angle jouera un rôle important dans l'expérience sur les images quantiques.

2) Les sources de lumière paramétrique

Les oscillateurs paramétriques optiques appartiennent à une famille plus vaste de sources de lumière cohérente basées sur l'interaction paramétrique comprenant les générateurs paramétriques optiques (OPG), les amplificateurs paramétriques optiques (OPA) et les oscillateurs paramétriques optiques (OPO).

a) Les générateurs et amplificateurs paramétriques

Les OPG sont constitués par un cristal non-linéaire d'ordre 2 illuminé par une onde pompe. Il génère par fluorescence paramétrique une onde signal et une onde complémentaire. Le nombre de photons émis est très faible. C'est le régime dit de « comptage de photons »

Un OPA est un OPG dans lequel on injecte en plus à l'entrée une onde signal faible qui sera amplifiée (configuration insensible à la phase). Il est aussi possible d'injecter à l'entrée signal et complémentaire (configuration sensible à la phase). Dans ce cas, le gain dépend de la phase relative $\Delta\varphi = \varphi_p - \varphi_s - \varphi_c$. Suivant la valeur de cette phase il peut y avoir amplification ou dé-amplification du signal et du complémentaire. Les propriétés des amplificateurs paramétriques optiques seront exposés plus longuement dans la partie IV.B)

b) Les oscillateurs paramétriques optiques

Un OPO est constitué par un cristal non-linéaire d'ordre deux placé dans une cavité optique et pompé par une onde intense pulsée ou continue. L'OPO n'émet un signal et complémentaire que pour une puissance de pompe suffisamment importante. Ce seuil d'oscillation dépend de la non-linéarité et augmente très rapidement avec les pertes du système. Sous le seuil, l'OPO fonctionne en régime de fluorescence paramétrique. Au-dessus du seuil,

l'émission paramétrique est stimulée et l'OPO émet des faisceaux dits « intenses » qui en continu peuvent être de l'ordre du mW ou même beaucoup plus intenses (1mW d'infra-rouge à la longueur d'onde de $1\mu\text{m}$, correspondent à environ 10^{18} photons par seconde).

La cavité d'un OPO peut être résonante sur une des trois ondes (OPO simplement résonant), sur deux ondes (OPO doublement résonant) ou sur les trois ondes (OPO triplement résonant). Plus la cavité est résonante plus le seuil d'oscillation est faible. Pour des OPOs continus, le seuil typique est de l'ordre du watt pour une cavité simplement résonante, de la centaine de mW pour une cavité doublement résonante et de la dizaine de mW ou même moins pour un OPO triplement résonant.

3) *Les OPOs au LKB*

a) La cavité

Les OPOs réalisés au laboratoire sont des OPOs continus et triplement résonant afin de diminuer le seuil d'oscillation. Les miroirs utilisés doivent être traités pour les trois ondes ce qui est techniquement assez difficile quand les ondes ont toutes les trois des fréquences très différentes. Nous travaillons donc à la quasi dégénérescence en fréquence. La pompe a une longueur d'onde de 532nm et le signal et le complémentaire ont une longueur d'onde de 1064nm. Pour améliorer la stabilité mécanique, les cavités sont les plus compactes possibles. Elles sont linéaires et elles peuvent être composées soit de deux miroirs indépendants, soit de un miroir classique, l'autre miroir étant constitué par une face traitée du cristal (OPO semi-monolithique).

b) Le cristal

Les cristaux utilisés sont des cristaux biréfringents qui présentent très peu de pertes aux longueurs d'ondes auxquelles nous travaillons. Nous utilisons du KTP ou du Niobate de Lithium. Ces matériaux peuvent être accordés en phase pour ces longueurs d'onde à des températures raisonnables (entre 25 et 180°C pour les matériaux que nous avons utilisés).

c) La dégénérescence en fréquence

L'accord de phase dépendant de la température, de la direction de propagation dans le cristal et des longueurs d'ondes, la fréquence d'émission peut être légèrement modifiée en jouant sur la température et l'orientation du cristal. Cependant dans les OPOs triplement résonant, cette variation est faible car les ondes doivent être résonantes dans la cavité. Elle est inférieure à la bande passante de réflexion des miroirs qui est de l'ordre du nm. Nos OPOs sont donc toujours quasi dégénérés en fréquence. L'exacte dégénérescence en fréquence nécessite un dispositif particulier (injection [Yun00], lame quart d'onde intra-cavité [Mason98], [Fabre99]).

Les notions d'optique quantique sont développées ici pour un champ monomode transverse dont on détecte toute la section transverse. Le cas des faisceaux multimode transverses ou de la détection partielle sera abordée dans la partie III)

B) Optique quantique

1) Le bruit

a) Champ électromagnétique

α) Optique classique

En optique classique, le champ électrique d'une onde plane monochromatique peut être écrit en un point donné sous la forme

$$E_{cl}(t) = A \cos(\omega t + \varphi) = E_1 \cos \omega t + E_2 \sin \omega t = E e^{i\omega t} + c.c.$$

où A et φ sont les amplitudes et phase de l'onde et E_1 et E_2 ses quadratures et E son amplitude complexe. On appelle intensité le produit $I = E E^* = A^2/4$. Le nombre de photons détectés durant une mesure de durée T

est relié à I par la relation $N = \frac{\epsilon_0 c S T}{2 \hbar \omega} I$ où S est la taille du détecteur. Dans la

suite, pour décrire le champ, nous utiliserons soit les deux quadratures E_1 et E_2 , soit le nombre de photons N et la phase φ . A priori ces variables peuvent être déterminées avec une précision parfaite.

β) Optique quantique

En optique quantique le champ est quantifié. Les deux composantes de quadrature \hat{E}_1 et \hat{E}_2 sont des opérateurs qui s'expriment en fonction des opérateurs de création et d'annihilation \hat{a}^+ et \hat{a} du mode. Ces opérateurs ont pour effet de retirer ou d'ajouter un photon. \hat{E}_1 et \hat{E}_2 peuvent s'exprimer sous la forme suivante :

$$\hat{E}_1 = E_0 (\hat{a} + \hat{a}^\dagger) \text{ et } \hat{E}_2 = -i E_0 (\hat{a} - \hat{a}^\dagger)$$

où $E_0 = \sqrt{\frac{\hbar \omega}{2 \epsilon_0 V}}$ est le champ correspondant à un photon. V est le volume

de quantification qui pour un faisceau laser monomode transverse est égal à $(S c T)$, S étant la taille du détecteur, et T le temps de mesure.

En optique quantique, toute mesure est entachée de bruit et les différentes mesures présentent une dispersion de caractère quantique autour de la valeur moyenne. Ces écarts à la valeur moyenne définissent les fluctuations quantiques. Elles sont caractérisées par Δ l'écart quadratique moyen qui pour une variable A vérifie $(\Delta A)^2 = \langle A^2 - \langle A \rangle^2 \rangle$.

Les opérateurs \hat{E}_1 et \hat{E}_2 ne commutent pas, si bien que le produit des dispersions des observables ΔE_1 et ΔE_2 vérifie l'inégalité de Heisenberg suivante:

$$\Delta E_1 \Delta E_2 \geq E_0^2$$

Dans l'approche semi-classique le champ s'exprime comme la somme d'un champ moyen et de ses fluctuations : $E = \langle E \rangle + \delta E$. Lorsque les fluctuations sont très petites devant le champ moyen, ce qui dans la pratique est

I) Les principaux concepts

toujours le cas pour nous, il est possible d'effectuer une approximation au premier ordre et d'exprimer la variance de l'intensité en fonction de celle du champ sous la forme suivante:

$$\Delta I^2 = 4 \langle I \rangle \Delta E^2 \quad (\text{I.1})$$

b) Etats cohérents dans l'espace des phases

α) Le vide

La relation de Heisenberg montre que l'état pour lequel $E_1=E_2=0$ avec certitude n'existe pas. De la même façon qu'une particule matérielle ne peut pas être dans un état de repos total, le champ nul n'existe pas. L'état de plus basse énergie, appelé aussi vide, est tel que la valeur moyenne du champ est nulle mais ses fluctuations sont non nulles. Elles vérifient

$$\Delta E_{v1}=\Delta E_{v2}=\Delta E_v=E_0 \quad (\text{I.4})$$

Il s'agit d'un effet purement quantique. E_0 correspond donc à l'écart type ΔE_v des « fluctuations du vide ».

β) Etat cohérent intense

On peut représenter le champ électrique dans l'espace des phases où les coordonnées sont les deux composantes E_1 et E_2 . Le champ est représenté par un vecteur dont le module et l'argument sont l'amplitude A et la phase φ du champ. Pour un champ quantique, le résultat des mesures sur E_1 et E_2 fluctue des quantités ΔE_1 et ΔE_2 . Dans le diagramme de phase, l'extrémité du vecteur se situe dans une surface définie par ΔE_1 et ΔE_2 . Les fluctuations dans l'axe du champ correspondent à des fluctuations d'intensité et les fluctuations dans la direction orthogonale aux fluctuations de phase. Notons que cette représentation suppose le choix d'une origine des phases.

Pour un état cohérent qui est l'état le plus proche d'un champ classique, quelque soit la quadrature, les fluctuations sont identiques et minimales [Grynberg97]. Ces fluctuations, appelées fluctuations quantiques standard, vérifient la relation suivante

$$\Delta E_1=\Delta E_2=E_0 \quad (\text{I.2})$$

Dans le diagramme de phase, l'extrémité du vecteur représentant un champ cohérent appartient à un disque de diamètre E_0 . Le vide est un état cohérent particulier.

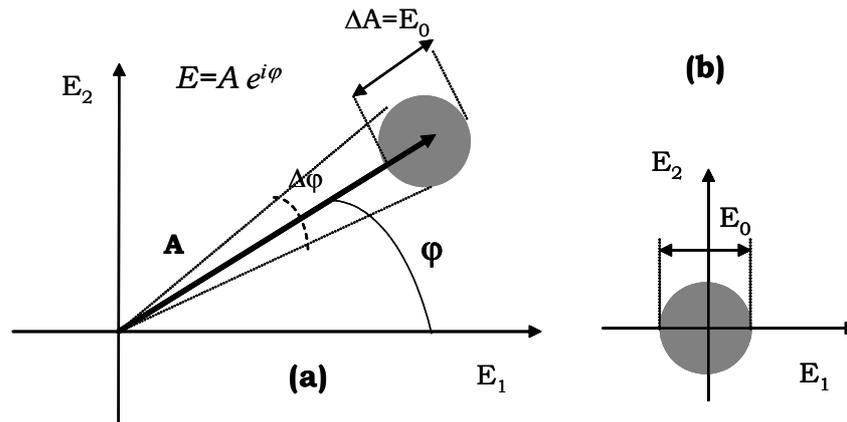


Figure 1: Représentation d'un état cohérent dans l'espace des phases.
(a) champ intense (b) vide

On montre en utilisant la méthode semi-classique, que la variance de l'intensité I d'un champ cohérent vérifie

$$\Delta I^2 = 4 \langle I \rangle E_0^2 \quad (I.3)$$

ΔI^2 correspond au **bruit quantique standard**, appelé aussi comme nous le verrons par la suite bruit de grenaille ou **shot noise**

c) Etats comprimés dans l'espace des phases

L'optique quantique n'interdit pas de rompre la symétrie entre les deux quadratures, pourvu que l'inégalité de Heisenberg soit toujours vérifiée. Il existe donc des états pour lesquels la dispersion d'une quadrature est inférieure à E_0 , l'autre étant forcément supérieure. De tels états non classiques sont appelés états comprimés (« squeezés »). Ils sont représentés sur le diagramme de Fresnel sous la forme d'une ellipse dont la plus petite largeur est inférieure à E_0 .

Lorsque le petit axe de l'ellipse est parallèle au vecteur champ moyen, on parle de compression d'intensité. Lorsqu'il est perpendiculaire, il s'agit de compression de phase. Tout autre cas intermédiaire est appelé compression en quadrature.

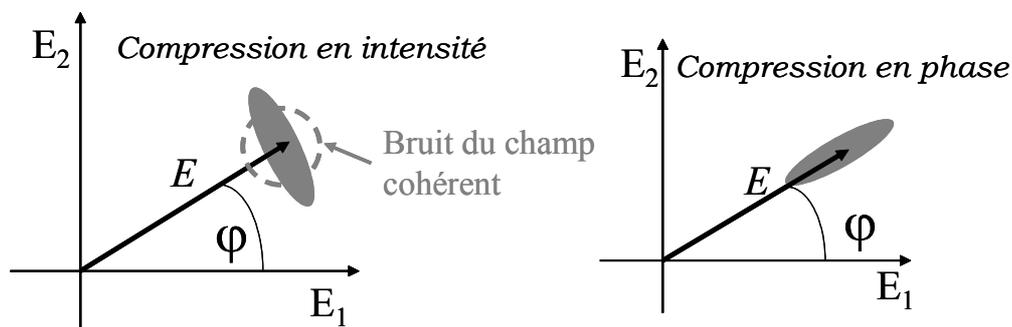


Figure 2: Représentation d'un état comprimé dans le diagramme de Fresnel

Le vide peut lui aussi être comprimé. La valeur moyenne du champ est nulle mais les fluctuations ne sont plus les mêmes sur toutes les quadratures.

d) Bruit de grenaille

L'autre approche consiste à s'intéresser non pas aux quadratures du champ mais à d'autres variables conjuguées comme la phase et l'intensité ou plus exactement au nombre de photons et à la phase, le nombre de photons et l'intensité étant proportionnels comme le montre la relation suivante:

$$I=4 E_0^2 N \quad (I.5)$$

L'inégalité de Heisenberg associée à N et φ vérifie $\Delta N \Delta \varphi \geq 1/2$.

Pour un champ cohérent, d'après les relations (I.3) et (I.5), la variance du nombre de photons vérifie la relation $\Delta N^2 = \langle N \rangle$. Un faisceau cohérent peut être considéré comme un flux de photons décorrélés dont la distribution est régie par une statistique poissonnienne. Ce bruit caractéristique d'un champ cohérent est appelé bruit de grenaille ou bruit de photon par référence à la nature corpusculaire de la lumière.

Contrairement à un champ cohérent pour lequel la répartition temporelle des photons est aléatoire, pour un champ comprimé en intensité, le flux de photons est plus régulier.

Le schéma suivant représente une répartition des photons pour un champ cohérent et un champ comprimé en intensité. Cette représentation corpusculaire donne une image de la statistique en intensité. Par contre elle masque tout ce qui concerne la phase

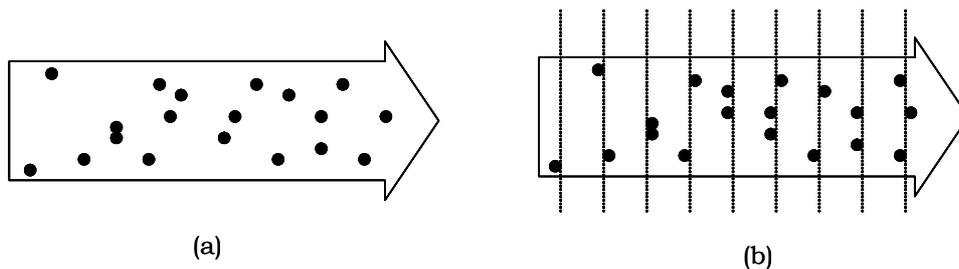


Figure 3: (a) Champ cohérent, (b) champ comprimé en intensité (représentation corpusculaire)

2) La mesure en optique quantique

a) Mesure d'une quadrature du champ

Un détecteur mesure l'intensité d'un champ et n'est donc pas sensible à sa phase. Par conséquent, par une simple détection, seules les fluctuations en amplitude d'un champ peuvent être mesurées. Pour connaître les fluctuations en phase ou sur une quadrature intermédiaire E_1 d'un champ E , il est nécessaire d'utiliser une détection homodyne.

Un champ E_L appelé oscillateur local, est mélangé par une lame semi-réfléchissante au champ E . L'intensité moyenne de l'oscillateur local est très supérieure à celle du champ E . De plus, l'oscillateur local a la même fréquence que le champ moyen $\langle E \rangle$ et a la même phase que la quadrature à mesurer E_1 .

Deux détecteurs D_A et D_B mesurent l'intensité sur chacune des voies. Ils mesurent la même intensité moyenne mais des fluctuations différentes.

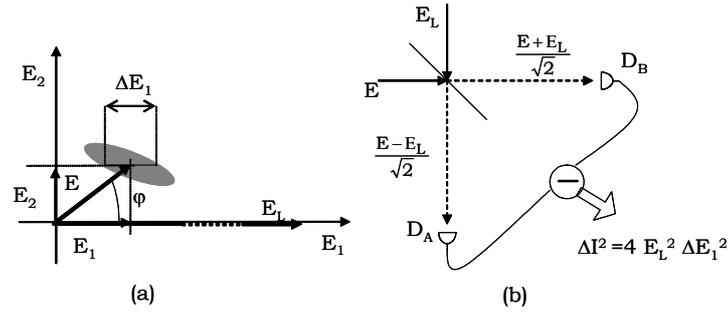


Figure 4: Mesure d'une quadrature du champ par une détection homodyne (a) Représentation de E et E_L dans le diagramme de Fresnel. La phase de E_L est choisie comme origine des phases. (b) Détection homodyne

Dans l'approximation semi-classique, au premier ordre, les fluctuations d'intensité détectées sur les voies A et B vérifient $\delta I_{A,B} = E_L (\delta E_L \mp \delta E_1)$ et leur différence $\delta I = \delta I_A - \delta I_B = 2 E_L \delta E_1$.

La variance de la différence d'intensité est donc donnée par la relation

$$\Delta I^2 = 4 \langle E_L \rangle^2 \Delta E_1^2 \quad (I.6)$$

Elle permet de mesurer la variance des fluctuations de E_1 , en phase avec E_L . Pour mesurer une autre quadrature de E , il suffit de changer la phase de l'oscillateur local.

b) Mesure d'une compression

Dans le schéma précédent, si le champ E est le vide, le signal mesuré est $\Delta I^2 = 4 \langle I_L \rangle \Delta E_v^2$. Comme l'indique la relation (I.3), c'est la variance du bruit de grenaille correspondant à un champ cohérent d'intensité moyenne $\langle I_L \rangle$

La détection homodyne permet d'une part de mesurer la variance ΔE_v^2 du bruit du vide et d'autre part de calibrer le bruit de grenaille pour une intensité moyenne donnée

Dans les expériences, le bruit de grenaille est la référence qui permet de déterminer si les champs sont classiques ou non. Un champ est comprimé si le niveau du bruit est inférieur au bruit de grenaille. De même une corrélation entre deux faisceaux sera quantique, lorsque le bruit sur la différence d'intensité sera plus faible que le bruit de grenaille.

c) Effet des pertes

Les pertes quelque soit leur origine peuvent être modélisées par une lame partiellement réfléchissante dont les coefficients de transmission de réflexion en amplitude sont t et r (T et R sont les coefficients correspondant en intensité)

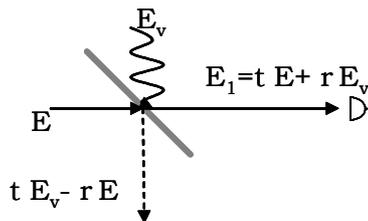


Figure 5: Effets des pertes. E_0 est le faisceau incident sur la lame et E_1 le faisceau transmis par la lame.

1) Les principaux concepts

Au niveau de la lame, le vide est réfléchi et se mélange au champ E_0 . On détecte donc non seulement les fluctuations du champ incident mais aussi les fluctuations du vide. Dans l'approximation des petites fluctuations, on montre la relation suivante :

$$\frac{\Delta I_1^2}{4I_1\Delta E_v^2} = 1 + T \left(\frac{\Delta I^2}{4I\Delta E_v^2} - 1 \right) \quad (I.6)$$

Le terme en $\frac{\Delta I^2}{4I\Delta E_v^2}$ correspond à la variance du bruit normalisé au bruit de grenaille pour le faisceau initial. Le terme équivalent en I_1 correspond au bruit normalisé pour le faisceau transmis.

Lorsque le champ initial est un champ cohérent, le bruit normalisé reste égal à 1 avant et après la lame. Il n'y a pas de bruit rajouté. Par contre lorsque le champ est initialement comprimé, le bruit normalisé initialement inférieur à 1 se rapproche de 1 pour le champ transmis. La compression a donc diminué après la lame. Les champs non-classiques sont très sensibles aux pertes qui dégradent la qualité de la compression.

D'après la relation (I.5), la relation (I.6) précédente peut aussi s'exprimer en termes de nombre de photons détectés sous la forme suivante

$$\frac{\Delta N_1^2}{\langle N_1 \rangle} = 1 + T \left(\frac{\Delta N^2}{\langle N \rangle} - 1 \right)$$

N et N_1 correspondent au nombre de photons détectés avant et après la lame. Le bruit normalisé au bruit de grenaille du faisceau transmis est une fonction linéaire de la transmission.

d) Spectre de bruit

Le modèle présenté ici est très simplifié car il considère un champ strictement monomode et des fluctuations à la même fréquence. Les mesures sont sensibles aux fluctuations dans une certaine bande de fréquence qui est l'inverse du temps de mesure. En basse fréquence, les fluctuations possèdent en général un excès de bruit classique. Les effets quantiques s'observent à plus haute fréquence typiquement autour de quelques MHz.

3) Les sources de lumière comprimée

La plupart des sources de lumière comprimée sont des sources non-linéaires [Giacobino95] d'ordre 3 (milieux Kerr) ou d'ordre 2 (milieux paramétriques).

La compression pour des processus impliquant un milieu non-linéaire d'ordre trois (ou milieu Kerr) [Reynaud89] peut être comprise de manière assez intuitive comme le montre la figure ci-dessous.

Dans un milieu Kerr, l'indice n dépend de l'intensité I du champ dans le milieu. On peut l'écrire sous la forme $n=n_0+n_2I$. (on considérera dans la suite que n_2 est positif). Lors de sa propagation, le champ se déphase d'autant plus que l'intensité est grande. Par conséquent les fluctuations de grande amplitude subissent un déphasage non-linéaire plus important que les fluctuations de faible amplitude. Dans l'espace des phases un déphasage se

traduit par une rotation. Un champ cohérent dont les fluctuations sont représentées par un disque, voit au cours de sa propagation dans le milieu se déformer cette surface. Les points proches du centre subissent une rotation moins importante que les points loin du centre. Le disque se transforme à surface constante en ellipse. Le champ cohérent à l'entrée est comprimé à la sortie du milieu.

a) Les milieux Kerr

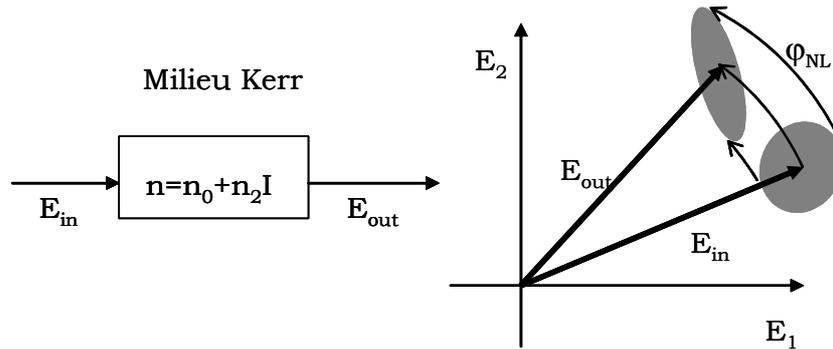


Figure 6: Représentation dans l'espace des phases de l'effet d'un milieu Kerr sur un champ cohérent (pour $n_2 > 0$)

Les milieux Kerr permettant d'observer la compression sont des milieux atomiques [Slusher85], des microcavités, mais aussi des OPO. En effet, l'OPO est analogue à un milieu non-linéaire du troisième ordre pour le champ pompe ressortant de sa cavité d'un OPO. Cette propriété sera illustrée dans la partie II.B°).

b) L'OPO

Les OPOs sont d'excellents candidats pour émettre des faisceaux non classiques à condition que les pertes dans la cavité (cristal, diaphragmes, ...) soient aussi faible que possible. En effet, elles enlèvent aléatoirement des photons et détruisent la corrélation. Pour obtenir une compression maximale, ces pertes doivent être inférieures aux pertes par la transmission des miroirs.

α) OPO sous le seuil d'oscillation

L'interaction paramétrique est constructive ou destructive en fonction de la phase relative $\Delta\phi = \phi_p - \phi_s - \phi_c$ des champs. Les différentes quadratures peuvent ainsi être amplifiées ou déamplifiées.

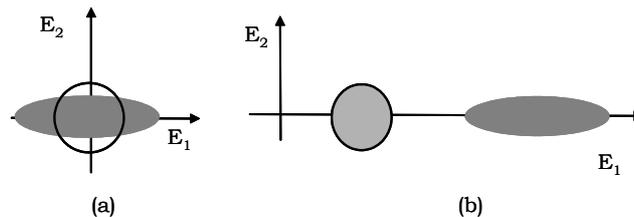


Figure 7: Processus d'amplification paramétrique (a) pour le vide (b) pour un champ cohérent

I) Les principaux concepts

L'interaction paramétrique démarre grâce aux fluctuations du vide dont une des quadratures est amplifiée et l'autre déamplifiée. Le disque représentant les fluctuations initiales du vide se déforme. Du vide comprimé est ainsi obtenu sous le seuil d'oscillation [Breitenbach95] [Buchler02]. La mesure de petits déplacements de la partie III.C) repose sur la production de ce vide comprimé.

L'amplification paramétrique permet de la même façon de générer des champs comprimés. Ce point sera abordé dans la partie IV)

β) OPO non dégénéré au dessus du seuil

Au dessus du seuil, l'émission paramétrique convertit un photon de pompe en deux photons de signal et complémentaires émis simultanément. Signal et complémentaires sont corrélés temporellement au niveau quantique. Ils sont dits « jumeaux ». Cette corrélation est directement mesurable dans le cas de la fluorescence paramétrique sans cavité. Dans un OPO, les paires sont stockées dans la cavité. Deux photons d'une même paire ne sortent pas forcément de l'OPO après le même nombre de tours. Par conséquent, sur des temps courts de mesure par rapport au temps de stockage de la cavité, la corrélation disparaît alors qu'elle est observable sur des temps longs. La compression de la différence d'intensité n'est donc observable que pour des fluctuations dont les fréquences sont incluses dans la bande passante de la cavité.

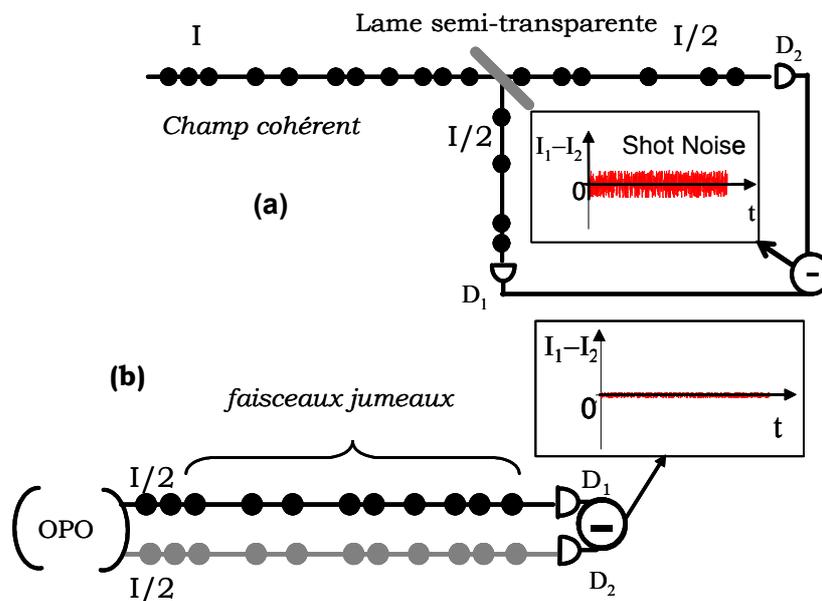


Figure 8: Mesure de différence d'intensité entre deux faisceaux d'intensité moyenne $I/2$ (a) cas classique du champ cohérent séparé en deux parties par une lame (b) faisceaux jumeaux issus de l'OPO.

Pratiquement on compare la variance des fluctuations de la différence d'intensité ΔI^2 entre deux faisceaux dans deux situations. Dans la première, qui est l'expérience classique présentée en I.B.2.b) permettant de calibrer le bruit de grenaille, un faisceau cohérent est divisé par une lame en deux parties d'égales intensité et le bruit sur la différence correspond au shot noise. Dans la deuxième, on utilise les faisceaux signal et complémentaire de l'OPO et on montre que la variance du bruit est inférieure à la limite

quantique standard [Heidmann87]. Signal et complémentaire sont alors corrélés quantiquement et dits jumeaux.

Les premières expériences ont donné une corrélation de plus de 80% sous la limite quantique standard [Mertz91].

L'expérience de spectroscopie de haute sensibilité a été réalisée grâce à des faisceaux jumeaux. Elle est présentée dans la partie II.A) suivante.

II) Optique quantique monomode

Le groupe d'optique quantique du Laboratoire Kastler Brossel avait développé dans le début des années 90 des OPO émettant des faisceaux jumeaux très corrélés : la réduction de bruit obtenue sur la différence des intensités du signal et du complémentaire était alors de 8.5dB sous le bruit quantique standard [Mertz91]. L'orientation scientifique alors était d'une part d'exploiter la gemmellité des faisceaux pour des expériences de grande sensibilité, d'autre part de mesurer la compression de bruit sur la pompe réfléchiée par l'OPO, qui avait déjà été prédite théoriquement [Fabre90]. La thèse de Catherine Schwob qui a débuté en 93 avait pour objectif d'améliorer la sensibilité d'une expérience de spectroscopie.

Je suis arrivée dans l'équipe d'optique quantique un an plus tard. J'ai tout d'abord travaillé pendant quelques années sur cette expérience avec Catherine Schwob [Schwob98] puis Paulo Souto Ribeiro, qui a passé 18 mois dans notre équipe en tant que post doc. Je me suis ensuite investie dans une expérience de compression des fluctuations de la pompe d'un OPO comportant un cristal non-linéaire à quasi accord de phase qui à l'époque venait juste d'être commercialisé. Cette expérience a été montée avec l'aide de plusieurs stagiaires, et a fait l'objet d'une partie des thèses de Marcelo Martinelli [Martinelli02] et Kuanshou Zhang [Zhang02].

A) Spectroscopie ultrasensible

1) *Spectroscopie de haute sensibilité en lumière classique*

L'augmentation des performances et des puissances des lasers permettent de mesurer des signaux très faibles, en particulier de détecter à l'état de traces des substances comme cela peut se faire en biologie [ref] ou dans les mesures de pollution de l'atmosphère [ref]. On peut également espérer observer des transitions atomiques a priori interdites par les règles de sélection de la physique atomique comme la violation de la parité de l'atome de Césium [Bouchiat82] [Bouchiat84].

De manière générale, pour améliorer la sensibilité d'une mesure, il faut améliorer le rapport signal sur bruit. Augmenter le signal est parfois difficile par exemple lorsqu'il s'agit de détecter des substances à l'état de traces et que le bruit est de l'ordre du signal. Une solution consiste à intégrer pendant longtemps le signal ce qui permet de moyenniser le bruit et tout en augmentant le signal. Cependant, la stabilité du signal doit être supérieure au temps d'intégration. Lorsqu'il s'agit de phénomènes transitoires, la mesure doit être rapide et il n'est pas possible d'intégrer longtemps. Certaines équipes comme celle de F. Stoeckel à Grenoble exploitent cependant la surtension transitoire à l'allumage du laser dans la cavité pour réaliser des mesures d'absorption de très grande sensibilité (10^{-10} cm⁻¹) [Garnache2000] [Kachanov97]. Mais toutes ces mesures, il y a toujours une limite au-delà de laquelle il n'est plus possible d'augmenter le signal. Il est alors nécessaire de diminuer le niveau du bruit. Une méthode consiste à essayer de détecter un signal modulé par exemple en appliquant une modulation sur le laser d'excitation.

Les fluctuations d'origine classique (bruit mécanique, technique) sont en général plutôt basse fréquence. Les techniques de modulation haute fréquence permettent donc de regarder un signal dans une gamme de fréquence où il n'y a pas d'excès de bruit et ainsi d'augmenter la sensibilité de la mesure. Cependant, de manière ultime, le bruit a une origine quantique : le shot noise ne dépendant pas de la fréquence, il s'avère nécessaire de développer d'autres techniques pour diminuer le bruit de photons et améliorer encore le rapport signal à bruit. Nos recherches, à l'époque, se sont orientées dans ce contexte.

2) Spectroscopie de très haute sensibilité en lumière non-classique

Un certain nombre de groupes d'optique quantique cherchaient à améliorer le rapport signal/bruit dans des mesures spectroscopique. L'idée était que la sensibilité pouvait être améliorée en mesurant un signal non pas sur un bruit de fond correspondant au shot noise, mais sur un bruit de fond plus réduit. Il s'agissait soit d'utiliser des faisceaux dont le bruit d'intensité était réduit (diodes laser comprimées ou OPO sous le seuil) soit d'exploiter les corrélations entre les faisceaux jumeaux issus d'un OPO.

a) Faisceaux comprimés en intensité

En 96, dans l'équipe de Yamamoto, un signal d'absorption saturée de la raie $5S_{1/2}F=3 \rightarrow 5P_{3/2}F=4$ du rubidium a été mesuré [Kasapi96] en utilisant une diode laser modulée en fréquence et comprimée en intensité (0.8 à 1dBm en dessous du shot noise). Dans cette expérience la cellule de Rubidium était refroidie à -3°C si bien que le signal attendu était à $-0,8\text{dB}$ sous le shot noise et donc non mesurable dans une même expérience utilisant des faisceaux classiques.

Au sein du laboratoire, à la même époque [Marin97], l'équipe d'Elisabeth Giacobino utilisa une diode laser comprimée en intensité (de 0,9dB en-dessous du shot noise) pour réaliser une expérience d'absorption saturée sur la raie D_2 du Césium. La sensibilité de la mesure, définie comme le niveau du signal permettant d'avoir un rapport signal sur bruit égal à 1, était de $5,2 \cdot 10^{-8}$ avec un gain de 0,9dB par rapport à l'expérience classique équivalente.

En 92, l'équipe de Kimble [Polzik92] a mélangé un vide comprimé produit par un OPO en-dessous du seuil à un oscillateur local, obtenant de la sorte un faisceau d'intensité non nulle (0,1mW) mais dont les fluctuations étaient comprimées (5dB sous le bruit quantique standard). L'absorption saturée dans le Césium (transition $6S_{1/2}F=4 \rightarrow 6P_{3/2}F=5$) réalisée avec un faisceau comprimé et modulé en fréquence à 2,7MHz, a vu sa sensibilité améliorée de 3,1dB par rapport à une expérience équivalente n'utilisant que des faisceaux classiques.

b) Faisceaux jumeaux

Toutes ces expériences sont réalisées sur les raies de résonance des alcalins, très intenses. Notre but était de montrer la faisabilité de ces

techniques sur une vraie transition faible, aux limites de la sensibilité des mesures actuelles. Il s'agissait de montrer en quoi l'utilisation de faisceaux corrélés au niveau quantique émis par un OPO permettait d'augmenter la sensibilité par rapport à une même expérience avec des faisceaux classiques.

3) Utilisation de faisceaux jumeaux en spectroscopie de grande sensibilité

Cette expérience d'absorption sur la raie $4S_{1/2} \rightarrow 5S_{1/2}$ du potassium se divisait en plusieurs parties : il s'agissait tout d'abord de réaliser une source laser permettant de pomper un OPO. Il fallait mettre en place l'expérience de spectroscopie proprement dite et réaliser l'expérience avec des faisceaux classiques, puis construire l'OPO et produire des faisceaux jumeaux. Enfin, il a fallu mettre ensemble tous ces éléments pour réaliser l'expérience de spectroscopie avec les faisceaux jumeaux. Trois personnes ont participé à cette expérience. Catherine Schwob a mis en place l'expérience de spectroscopie avec des faisceaux classiques. Paulo Souto Ribeiro a construit l'OPO et a utilisé les faisceaux jumeaux émis dans l'expérience de spectroscopie. Durant cette première année où je suis arrivée au sein de l'équipe, je me suis consacrée à réaliser la source laser. J'ai ensuite travaillé avec Paulo sur la fin de l'expérience.

a) Principe de l'expérience

Les OPOs émettent des faisceaux dont la largeur en fréquence est faible et dont la fréquence peut potentiellement s'étendre sur une gamme très importante. Les OPOs constituent ainsi des sources de choix en spectroscopie. Dans notre cas, les OPOs doublement ou triplement résonants ne sont malheureusement balayables que par sauts de modes [Debuisschert93]. Par conséquent, nous avons choisi de faire de la spectroscopie à deux photons, en utilisant d'une part le faisceau signal de l'OPO à fréquence fixe et d'autre part une diode laser annexe qui, elle, est balayable sur une certaine plage sans sauts de modes. Nous avons étudié la transition à deux photons sur la raie $4S_{1/2} \rightarrow 5S_{1/2}$ du potassium. La transition consistait donc en l'absorption d'un photon émis par l'OPO à 1064nm et d'un photon une diode laser à 859nm. La probabilité d'absorption est très faible dans le cas d'une transition à deux photons sans niveau intermédiaire quasi-résonant [Giacobino76] [Grynberg76]. Le coefficient d'absorption dans le cas où les raies se propagent dans le même sens est de $2 \cdot 10^{-6}$ [Schwob97]. Le signal attendu était donc faible. Enfin nous avons choisi de réaliser tout d'abord cette expérience dans la configuration où les faisceaux se propagent dans le même sens et où les raies sont élargies par effet doppler. En effet, la raie plus large est alors plus facile à trouver et il est plus facile d'ajuster les paramètres de la diode pour qu'elle soit balayable sans sauts de modes dans cette zone.

Pour réaliser une expérience sur un bruit de fond sub-poissonien, l'idée était d'exploiter la corrélation entre les faisceaux jumeaux issus de l'OPO. Seul un des faisceaux était envoyé à travers la cellule de potassium, l'autre étant gardé comme référence. En faisant à la sortie de la cellule la différence entre les deux faisceaux, le signal d'absorption devait apparaître sur un bruit inférieur au bruit de grenaille correspondant à la corrélation résiduelle

II) Optique quantique monomode

entre signal et complémentaire. La sensibilité de la mesure devait donc être supérieure à celle obtenue dans une expérience utilisant directement un laser Nd :YAG au lieu d'un des deux faisceaux jumeaux de l'OPO.

b) La source

Il s'agissait de réaliser un OPO triplement résonant, pompé à 532nm, et émettant en mode quasi dégénéré à 1064nm. Les prérequis de la pompe étaient donc d'être continue, stable, monomode et relativement puissante. En effet, il est préférable pour maximiser la compression, d'utiliser des miroirs de l'OPO aussi peu réfléchissants à 1064nm que possible. La contrepartie est que le seuil de fonctionnement de l'OPO en est d'autant plus important. A cette époque les sources monomodes puissantes à 532nm n'étaient pas courantes. Le plus simple était souvent de doubler un laser Nd :YAG émettant à 1064nm. De plus, cette source a été construite dans l'idée de pouvoir l'utiliser dans des expériences futures. En optique quantique, il est souvent nécessaire d'utiliser un oscillateur local dont la longueur d'onde correspond à celle des faisceaux étudiés. Il était donc judicieux de partir d'un laser Nd :YAG, de le doubler afin de réaliser une pompe pour l'OPO fonctionnant à quasi-dégénérescence à 1064nm, une petite partie du laser initial pouvant être prélevée pour réaliser l'oscillateur local.

Nous disposions à l'époque d'un laser Nd :YAG (Spectron SL1101) pompé par flashes et susceptible d'émettre dans une configuration linéaire jusqu'à 43W à 1064nm. Cependant, une telle source était très multimode aussi bien longitudinalement que transversalement. De plus, pour éviter des nœuds et des ventres d'intensité dans le barreau de YAG susceptibles de l'endommager, à l'origine de problèmes thermiques importants et rendant le fonctionnement monomode plus difficile à atteindre, la cavité du laser était non pas linéaire mais en anneau. Lorsque le laser oscille dans un seul sens dans la cavité, il n'a alors plus d'onde stationnaire dans le barreau. Malheureusement, le laser oscillait naturellement dans les deux sens si bien que seule la moitié de la puissance émise était utilisable. Nous avons alors utilisé un autre laser Nd :YAG pompé par diode et monolithique (Lightwave 122), peu puissant (300mW) mais dont le mode transverse était proche d'un TEM₀₀, monomode longitudinalement et très stable. Nous l'avons injecté dans la cavité du laser pompé par flash afin que ce dernier amplifie le faisceau du Lightwave et n'oscille plus sur son mode propre. Pour cela, il faut que la fréquence du laser monolithique (laser maître) soit suffisamment proche d'une des fréquences de résonance de la cavité du laser pompé par flash (laser esclave). Le faisceau issu du laser maître résonne alors dans la cavité de l'esclave, dont il sature le gain. Celui-ci ne peut donc plus osciller sur son mode propre et joue le rôle d'un amplificateur pour le laser maître. L'émission de l'esclave est alors monodirectionnelle et reproduit les caractéristiques spatiales et spectrales du maître.

La plage autour de laquelle peut varier la longueur de la cavité de l'esclave, pour qu'il y ait blocage de l'esclave sur le maître, est proportionnelle à $\sqrt{I_{inj}/I_0}$ où I_0 est l'intensité de l'esclave et I_{inj} est l'intensité du maître injecté dans le mode considéré. Mon travail a consisté à

maximiser I_{inj} , c'est-à-dire à maximiser l'adaptation spatiale du maître à la cavité esclave et à diminuer I_0 , c'est-à-dire diminuer dans l'oscillation libre de l'esclave la contribution des modes de polarisation orthogonale (lame à Brewster, miroirs biréfringents) ou d'ordre spatiaux plus élevés (diaphragme) afin que le laser esclave soit le moins multimode possible. Il a été alors nécessaire d'asservir la longueur de la cavité de l'esclave afin qu'elle reste dans la plage de blocage. J'ai pour cela utilisé une modulation du laser maître en haute fréquence (15MHz) en utilisant un asservissement par les bandes latérales [Drever83]. Une fois la longueur de la cavité asservie (variation <50nm) le laser émet jusqu'à 5W dans une seule direction, est TEM₀₀ et monomode longitudinal et peut fonctionner sans se désasservir pendant quelques heures. Ce laser n'a toujours pas d'équivalent commercial bien que beaucoup moins « presse-bouton » que les lasers « tout solide » actuel, nous l'utilisons toujours dans l'expérience sur les images quantiques qui a succédé à celle de spectroscopie.

J'ai ensuite travaillé sur le doublage de ce laser. La cavité de doublage en anneau, dans une configuration en huit avec deux miroirs concaves et deux miroirs plans pour limiter l'astigmatisme comportait un cristal de LBO. Sa longueur était asservie par les bandes latérales grâce à la même modulation que le laser. On obtenait ainsi une puissance de 500mW dans le vert à 532nm.

c) les faisceaux jumeaux

L'oscillateur paramétrique optique, de type II (signal et complémentaire ont des polarisations orthogonales) et triplement résonant est semi monolithique : un des miroirs se situant sur une des faces du cristal, la stabilité mécanique de l'OPO est en général meilleure. Les miroirs ont été choisis pour faire un compromis entre des miroirs très réfléchissants et un seuil aussi bas que possible (effets thermiques et instabilité de la cavité lorsque le seuil est un important) et des miroirs de transmission plus importante afin d'optimiser la corrélation entre les faisceaux jumeaux. Le seuil était de 35mW et le rendement de l'ordre de 20%. Par une technique d'asservissement sur le flanc des pics de transmission, la puissance émise était de 6mW par faisceau. Le bruit sur la différence des faisceaux signal et complémentaire était de 3 dB sous le shot noise à une fréquence de 3MHz.

d) L'expérience de spectroscopie

La diode laser à 859nm était balayée en fréquence et modulée à 3MHz, afin de pouvoir mesurer le signal d'absorption à la fréquence pour laquelle la corrélation entre les faisceaux jumeaux était la meilleure. Compte tenu des pertes (passage à travers la cellule) subies par le signal, le bruit sur la différence des intensités après la cellule n'était alors plus que de 1,9dB sous le shot noise.

II) Optique quantique monomode

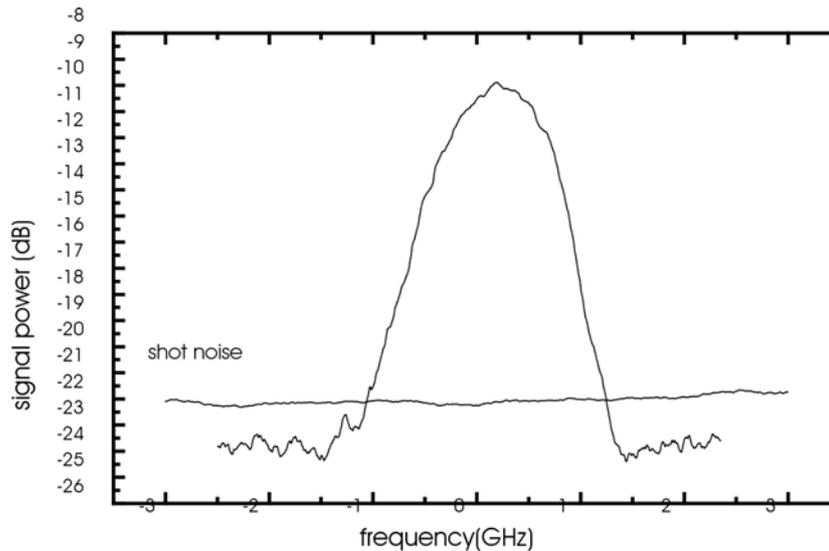


Figure 9: Signal d'absorption en fonction de la fréquence de la diode laser.

Le graphe ci-dessus donne l'absorption du signal en fonction de la fréquence de la diode laser. Dans cette expérience la largeur de la courbe correspond à l'effet Doppler, la largeur réelle de l'OPO étant elle beaucoup plus faible. Le coefficient d'absorption relative est de $2,5 \cdot 10^{-7}$ avec un temps de mesure de 3s. Le trait droit correspond au shot noise enregistré avec un laser Nd :YAG de même puissance. Nous voyons sur ce graphe que le signal de spectroscopie s'inscrit sur un fond plus faible que si on utilisait des faisceaux classiques. La sensibilité de la mesure a été augmentée de 1.9dB (35%). Avec cette expérience, nous avons réalisé la première démonstration d'absorption à deux photons non limitée par le shot noise. La sensibilité de la mesure a été cependant limitée par la corrélation entre le signal et le complémentaire malheureusement inférieure à celle qui avait été obtenue autrefois dans l'équipe. Une stabilité insuffisante du montage, un cristal de KTP présentant trop de pertes en étaient probablement à l'origine. Nous nous sommes alors orientés vers la réalisation d'OPO avec les nouveaux cristaux à quasi-accord de phase. Ayant montré qu'il était possible d'augmenter la sensibilité d'une mesure en spectroscopie avec des faisceaux jumeaux, nous avons arrêté cet axe de recherche. Par la suite, ces recherches poursuivies dans d'autres groupes ont donné des résultats tout à fait remarquables. En particulier, dans des solvants contenant une très faible concentration d'absorbant, des signaux très peu intenses ont été mesurés [Gao98] avec des faisceaux jumeaux corrélés à 9dB sous le shot noise. Cette expérience a permis d'obtenir une amélioration de la sensibilité de 7dB pour ces mesures d'absorption à un photon.

B) Optique quantique avec un cristal à quasi accord de phase

En début 97, un peu avant la fin de l'expérience de spectroscopie, conscients que le degré de squeezing obtenu dépendait crucialement de la qualité des faisceaux, nous avons envisagé de recourir à de nouveaux cristaux. Le cahier des charges était le suivant : il fallait des cristaux pour lesquels il était possible d'avoir accord de phase aux longueurs d'ondes auxquelles nous travaillons et pour lesquelles nous possédons à la fois les sources et les détecteurs. Ces cristaux devaient avoir des pertes minimum car toute perte induit une dégradation de la compression. Enfin, il était important que ces cristaux aient une forte non linéarité pour que le seuil d'oscillation de l'OPO soit assez bas. En effet un certain nombre d'effets quantiques apparaissent autour du seuil.

1) *Principe des matériaux à quasi accord de phase*

Pour que dans l'émission ou l'amplification paramétrique, la conversion d'énergie de la pompe vers le signal et le complémentaire soit efficace, il faut que la condition d'accord de phase $\Delta k = k_p - k_c - k_s = 0$ soit respectée. Quand cette condition n'est pas complètement respectée, les trois ondes acquièrent au cours de leur propagation dans le cristal non-linéaire un déphasage ($\Delta k z$) où z est la longueur de propagation. Lorsque $\Delta k z \approx \pi$, l'interaction paramétrique passe du régime d'amplification à celui de dé-amplification. Elle est donc périodiquement constructive puis destructive. La longueur l_c telle que $\Delta k l_c = \pi$ est appelée longueur de cohérence et constitue une limite supérieure à la taille utile du cristal. Pour le niobate de Lithium dans la direction cristallographique où l'indice est le plus important et pour laquelle l'interaction paramétrique couple des ondes de même polarisation, la longueur de cohérence pour la conversion 1064nm → 2128nm est très faible, et est de l'ordre de 30μm. Pour la conversion 532nm → 1064nm, l_c est deux fois plus petit. Ces longueurs très petites constituent une limite importante à l'efficacité de conversion. Les cristaux étaient donc jusqu'ici utilisés de façon à ce que l'accord de phase par biréfringence soit respecté et avec un indice qui en général est loin d'être maximum.

Une vieille idée de N. Bloembergen et al [Armstrong1962] était de rajouter une phase de π après chaque longueur de cohérence de telle sorte que l'interaction paramétrique reste constructive tout au long de la propagation dans le cristal. Le quasi-accord de phase permet ainsi de s'affranchir de l'accord de phase par biréfringence et d'exploiter le coefficient non linéaire le plus important dans un cristal.

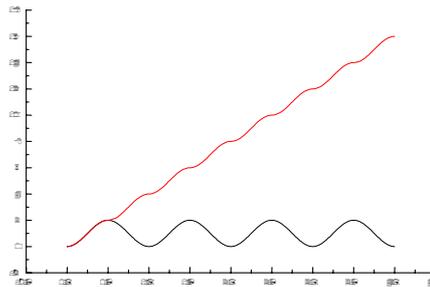


Figure 10: Efficacité de la conversion paramétrique en fonction de la longueur de propagation dans le cristal. En noir : matériau massif, en rouge : matériau à quasi accord de phase. La longueur de cohérence correspond à la demie période de la courbe en noir

Jusqu' alors cette idée n'avait pu être exploitée pour des raisons techniques liées à la difficulté de fabrication de ces cristaux à quasi accord de phase. Pour rajouter une phase de π , il faut échanger le signe de la non-linéarité. A l'époque, les techniques utilisées (adhérence de petites longueurs de cristaux) induisaient des pertes très importantes qui rendaient ces cristaux inutilisables. Aujourd'hui, à l'aide des techniques lithographiques actuelles et en appliquant des champs électriques externes importants, il est possible dans les ferroélectriques de renverser le signe de la non-linéarité [Yamada93], [Myers95]. La technologie est maintenant suffisamment mûre pour pouvoir réaliser des matériaux d'épaisseur allant jusqu'à 1mm et dont la longueur de la période est comprise entre $15\mu\text{m}$ et $30\mu\text{m}$. Ces longueurs correspondent aux longueurs de cohérence dans le niobate de lithium pour le doublage de fréquence à $1,06\mu\text{m}$ et $2,12\mu\text{m}$.

Le coefficient non linéaire effectif dans le niobate de lithium à quasi accord de phase appelé aussi PPLN (Periodically Poled Lithium Niobate) est 20 fois plus important que celui d'un cristal de niobate de lithium classique (LiNbO_3) avec accord de phase par biréfringence, le niveau de pertes restant pour ces deux cristaux comparable.

Par contre pour le visible, les périodes typiquement comprises entre 3 et $10\mu\text{m}$ sont encore trop petites et la technologie ne permet pas un développement commercial. Enfin, l'épaisseur de ces matériaux est actuellement limitée à 1mm, nécessite une forte focalisation de ces faisceaux, ce qui limite leur emploi à forte puissance.

2) Les débuts des cristaux à quasi accord de phase

a) Optique non linéaire

Les cristaux à quasi accord de phase ont connus un vaste engouement dès qu'ils ont commencé à être fabriqués. En effet, ces matériaux présentent non seulement de fortes non-linéarités avec de faibles pertes, mais permettent aussi de travailler dans des gammes de longueurs d'ondes pour lesquelles il n'était pas possible jusqu'ici d'obtenir facilement l'accord de phase par biréfringence. De plus, ces matériaux comportent en général plusieurs tranches, chacune ayant sa propre longueur de périodicité, si bien

que les OPO, et en particulier les OPO simplement résonants sur le signal, peuvent être assez facilement accordables non seulement en jouant sur la température mais aussi en passant d'une zone à l'autre. La non-linéarité très importante et les pertes faibles de ces matériaux ont permis d'espérer les implémenter dans des sources « tout solide » très efficaces.

Les premiers résultats ont été obtenus par le groupe de Stanford. Le tout premier OPO utilisant un cristal massif à quasi accord de phase a été obtenu avec du PPLN en 94 [Myers95] en mode pulsé, puis les premiers OPO continus ont été réalisés [Bosenberg96a][Bosenberg96b]. Un certain nombre de groupes ont ensuite pu se lancer dans la course. Notons en particulier les travaux de D.C. Hanna à Southampton [Butterworth96] qui a obtenu avec du PPLN un OPO en mode synchrone émettant des pulses picosecondes. Cette réalisation permettait de caresser l'espoir d'avoir un jour des seuils suffisamment bas pour pouvoir les pomper avec des lasers Erbium et obtenir ainsi des sources compactes, balayables, picosecondes. A partir des années 98, de nombreux groupes se sont investis dans le développement plus technologique d'OPO solides, compacts et balayables avec des matériaux à quasi accord de phase. En particulier, à des fins d'intégrabilité mais aussi pour augmenter la longueur d'interaction, ces matériaux ont été aussi utilisés comme guides, soit plans, soit fibrés. Le groupe de Fejer à Stanford a obtenu de l'amplification paramétrique et a réussi à faire osciller un OPO avec un guide plan à quasi accord de phase [Bortz95].

b) Optique quantique

Les opticiens quantiques se sont aussi intéressés à ces matériaux qui possédaient d'une part une forte non-linéarité et d'autre part de faibles pertes. En 95, la première observation de compression des fluctuations (14% sous le bruit de grenaille) a été obtenue à Stanford [Serkland95] dans un amplificateur paramétrique quasi-phase-matché en guide d'onde. Des expériences d'amplification sans bruit ont également été réalisées dans le groupe d'Ariel Levenson en mode pulsé dans un cristal massif à quasi accord de phase [Lovering96]. Plus récemment, à Rochester [Banaszek01] en mode de comptage de photons, des photons corrélés par émission paramétrique spontanée avec un taux de 18% ont été émis dans un guide de PPKTP. Très récemment, une compression de 1.1dB du bruit de la pompe réfléchie, a été observée dans un OPO quasi-phase-matché continu [Yong-Min01]

3) Compression des fluctuations de la pompe dans un OPO à quasi accord de phase

a) Principe de l'expérience

En début 97, les matériaux à quasi accord de phase commençant à pouvoir être achetés, nous avons envisagé de construire un OPO continu utilisant ce genre de matériaux. Notre démarche était double. Il s'agissait dans un premier temps de construire un Oscillateur paramétrique optique fonctionnant autour de $2\mu\text{m}$. En effet les sources à ces longueurs d'ondes sont assez rares et l'émission à cette fréquence est non seulement intéressante à des fins spectroscopiques comme dans les applications LIDAR

[Frehlich95] mais aussi car elle se situe dans la fenêtre de sécurité oculaire. D'autre part nous souhaitons faire de l'optique quantique sur ces matériaux afin de connaître leurs potentialités. Dans un OPO fonctionnant au dessus du seuil, il était prédit théoriquement depuis longtemps que les fluctuations de la pompe réfléchiée sont comprimées [Fabre90]. En effet, dans ce régime l'OPO se comporte comme un « mangeur de bruit quantique » : la coexistence des deux processus concurrents que sont d'une part la génération paramétrique (une onde pompe à la fréquence ω_0 génère deux nouvelles ondes de fréquences ω_1 et ω_2 et telles que $\omega_0 = \omega_1 + \omega_2$), et d'autre part la somme de fréquence (les deux ondes de fréquence ω_1 et ω_2 se combinent pour redonner l'onde à la fréquence ω_0), est à l'origine de non linéarités « en cascade » : les ondes émises par interaction paramétrique, peuvent alors réinteragir par somme de fréquence et redonner l'onde initiale. Ce processus en cascade fait intervenir deux fois une non-linéarité d'ordre 2 ($\chi^{(2)}$). D'une certaine manière, le milieu paramétrique se comporte alors comme un milieu possédant une linéarité d'ordre 3 ($\chi^{(3)}$) dit milieu Kerr [White96]. Dans un milieu Kerr, il est possible comme il a été montré dans l'introduction de compresser les fluctuations [Reynaud89]. Dans un tel processus en cascade, les fluctuations de la pompe peuvent donc être réduites sous la limite quantique standard. Dans le groupe, une démonstration de la compression des fluctuations de la pompe avait été déjà démontrée en utilisant un OPO avec un cristal de niobate de Lithium classique, pompé à 532nm et émettant à 1064nm [Kasai96]. L'utilisation d'un matériau pompé à 1,06 μ m et émettant à 2,12 μ m devait nous permettre d'obtenir directement de la compression sur la pompe à 1,06 μ m sans passer par un mécanisme de doublage de fréquence.

b) Historique

En début 97, nous avons commencé à monter l'expérience et nous avons prévu de faire travailler un stagiaire, Grégoire Souhaité, sur ce sujet à partir du mois d'avril 97. Durant les premiers mois de cette année, je me suis attachée à définir l'expérience, à commander le matériel et prévoir la mécanique de façon que le stagiaire puisse dès son arrivée mettre en place les différents éléments et commencer à travailler. Sa période de stage a été très efficace puisque à son départ, en juillet 97 l'OPO continu et triplement résonant fonctionnait avec un seuil de 5 mW. Pompé à 1,06 μ m, il était susceptible d'émettre des couples signal-complémentaire dans une gamme de fréquence comprise entre 2 μ m et 2,25 μ m. Durant l'année suivante, nous avons cherché à optimiser les performances de cet OPO afin de pouvoir comprimer de manière efficace la pompe. Un certain nombre de stagiaires se sont succédés pour des durées variables allant de 1 à 3 mois. L'évolution a été moins rapide, en particulier car il était nécessaire qu'à chaque fois j'initie les étudiants à cette expérience, avant que nous puissions démarrer des choses nouvelles. Nous avons alors pu recruter en octobre 98 un étudiant, Kuanshou Zhang, dont le travail de thèse en France, a porté sur cette expérience. J'ai continué à travailler sur ce sujet jusqu'en fin 98, date à laquelle j'ai pu laisser la main à Thomas Coudreau, nouvellement recruté. Je

me suis alors exclusivement consacrée à l'expérience sur les images quantiques.

c) Réalisation de l'expérience

L'OPO réalisé [Martinelli01] est un OPO triplement résonant pour une pompe à $1,06\mu\text{m}$ et un signal et un complémentaire autour de $2,12\mu\text{m}$ comportant un cristal de PPLN de 19mm de long, d'épaisseur de $500\mu\text{m}$ et avec une période de retournement de $31,2\mu\text{m}$ et chauffé à une température voisine de 160°C . Les conditions de résonance de la cavité imposent de travailler autour de la dégénérescence en fréquence pour laquelle signal et complémentaire ont une longueur d'onde voisine de $2,12\mu\text{m}$. En faisant varier la température, nous avons fait changer la fréquence d'émission de l'OPO entre 2 et $2,25\mu\text{m}$. Un seuil d'oscillation minimum de $300\mu\text{W}$ a été obtenu au voisinage de la température de dégénérescence. L'OPO étant de surcroît stable (il peut rester asservi durant plus d'une heure), les conditions étaient remplies pour espérer observer une compression des fluctuations de la pompe réfléchiée [Zhang01].

Comme il a été montré auparavant dans le groupe [Fabre90], la meilleure compression des fluctuations de la pompe réfléchiée est obtenue à 3 ou 4 fois au-dessus de seuil. Elle augmente avec le désaccord à la résonance du signal et du complémentaire et lorsque que ce désaccord n'est pas nul, la compression a lieu sur une quadrature qui varie rapidement avec lui. Dans ces expériences, il est difficile de connaître exactement le désaccord à résonance du signal et du complémentaire. Par conséquent, il est nécessaire de mesurer le bruit sur l'ensemble des quadratures. Dans la pratique, on mélange le faisceau à mesurer avec un faisceau en général plus intense, dit oscillateur local et dont on fait varier continûment la phase en changeant son trajet optique à l'aide d'une cale piezo-électrique. On mesure le bruit du faisceau résultant pour chacune des phases de l'oscillateur local. On en extrait les fluctuations correspondant à la quadrature du faisceau à mesurer connaissant le bruit de l'oscillateur local qui est en général un faisceau cohérent. En pratique il n'est pas forcément nécessaire que l'oscillateur local soit plus intense que la pompe. Dans cette expérience, la saturation des photodiodes s'observant pour quelques mW, il n'était pas possible que la puissance de la pompe soit quelques fois au dessus du seuil et que l'oscillateur local soit beaucoup plus intense. Nous avons donc choisi un oscillateur local dont la puissance était du même ordre de grandeur que la pompe, ce qui nécessite un aménagement de la procédure habituelle de détection homodyne. La compression obtenue sur la meilleure quadrature a été de 30%.

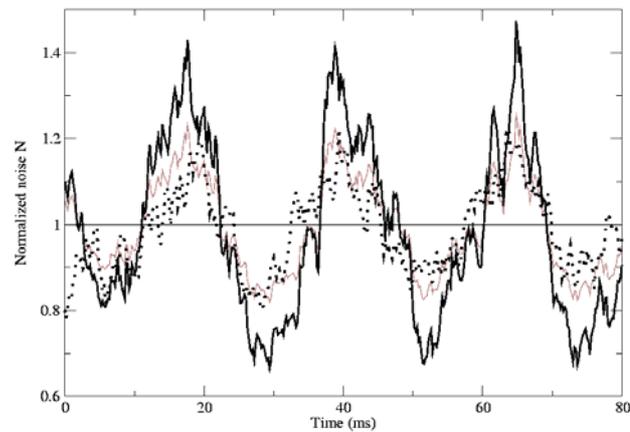


Figure 11: Bruit normalisé en fonction du temps lorsque la phase de l'oscillateur local est balayée avec une fréquence d'analyse de 6MHz. La valeur 1 correspond au shot noise. La bande passante de l'analyseur de spectre est de 100kHz et le filtre vidéo de 10kHz.

Nous avons montré qu'un matériau à quasi accord de phase pouvait être utilisé pour être utilisé dans nos expériences d'optique quantique. Cependant un tel matériau n'a pas été retenu pour la suite de nos expériences sur les images quantiques pour deux raisons.

Le coefficient non-linéaire le plus important est obtenu pour une interaction paramétrique couplant des ondes de même polarisation. Les matériaux exploitent la non-linéarité la plus importante et sont donc de type I. Ceci limite les expériences d'optique quantique qu'il est possible de faire avec ces matériaux. En effet, dans toutes nos expériences impliquant des faisceaux jumeaux, nous séparons signal et complémentaire pour pouvoir mesurer leur corrélation. Ceci est facile à réaliser lorsque les deux faisceaux sont de polarisation différente et donc lorsque le matériau est de type II. Le deuxième inconvénient est lié aux contraintes sur les dimensions transverses du matériau. Leur épaisseur inférieure au mm constitue une limite pour l'optimisation de nos OPO. De surcroît dans l'expérience sur les images quantiques, il était essentiel de ne pas être limité par la dimension transverse du cristal. Nous avons donc pour cette nouvelle expérience décidé d'utiliser un KTP traditionnel à accord de phase par biréfringence

III) Optique quantique multimode

A) Contexte

1) *Optique quantique multimode*

Pendant très longtemps, les études de la plupart des groupes d'optique quantique portaient sur des faisceaux monomodes pour lesquels un seul oscillateur quantique est nécessaire pour décrire les fluctuations du champ. Les faisceaux lumineux, monomodes, étaient considérés dans leur totalité et décrits comme une seule entité quantique. Les propriétés de compression et de corrélation ne s'entendaient alors que sur l'intégralité des faisceaux. Dans les débuts de l'optique quantique, quelques rares groupes dont celui du LKB s'étaient penchés sur une description plus globale du champ électrique considéré comme complètement multimode. Une telle approche revient à accroître le nombre de degrés de liberté du système. La fin des années 80 a vu les toutes premières descriptions quantiques du champ par plusieurs modes transverses [Seng-Tiong Ho88]. A la même époque, toujours sur un plan théorique, Sokolov et Kolobov ont été les pionniers de l'optique quantique transverse. Ils ont en particulier introduit la notion de réduction de bruit spatial [Kolobov89]. Ce n'est que durant le courant des années 90, qu'un plus grand nombre de groupes se sont orientés vers l'optique quantique multimode et que la notion d'image quantique a été introduite pour la première fois [Lugiato95]. Beaucoup de ces travaux [Kolobov99] sur les effets transverses quantiques utilisent la conversion paramétrique. Ils ont montré qu'il existait des liens forts entre l'existence de propriétés quantiques spatiales du bruit et la formation spontanée de structures optiques. Au fil des années, le concept original d'image quantique s'est enrichi et fait maintenant référence à l'optique quantique des images voire plus généralement à l'optique quantique transverse [Lugiato02]. Un des aspects de ce domaine est d'étudier des effets spatiaux quantiques (compression ou corrélation locales) qui ne peuvent s'observer qu'en présence de champs multimodes non classiques. Le champ n'est plus considéré dans sa totalité mais on étudie le bruit associé à ses parties transverses. Un autre volet important de cette thématique porte sur l'amélioration des mesures effectuées sur les images [Kolobov00] [Treppe02]. Sur le plan expérimental, très peu d'études avaient été alors menées. Effectuées en régime de comptage de photons, des résultats importants avaient mis en évidence la corrélation spatiale dans des paires de photons émis par fluorescence spontanée [Malygin95], [Joobeur96]. Il avait été montré comment elles pouvaient être exploitées dans le contrôle de la visibilité de Franges d'Young [Souto Ribeiro94].

La prise en compte d'un grand nombre de degrés de liberté en optique, rajoute évidemment à la complexité, mais ouvre de nouvelles voies dans le domaine de l'information quantique. Actuellement, celle-ci repose bien souvent sur des propriétés d'intrication de faisceaux monomodes, à chaque mode étant associé une information. En optique multimode transverse, il est possible d'associer à chaque partie du faisceau transverse une information et ainsi de faire transiter en parallèle un certain nombre d'information. L'optique quantique multimode permet donc de tirer profit à la fois du

parallélisme intrinsèque de l'optique et des aspects quantiques de la lumière pour développer des nouvelles techniques dans le traitement parallèle de l'information et des images avec des applications potentielles dans le domaine de l'information quantique. L'intrication entre des variables spatiales permet de généraliser des concepts d'information quantique monomode à un plus grand nombre de variables. Par exemple la téléportation des images [Sokolov01] permet de manière similaire à la téléportation classique monomode [Vaidman94], [Braunstein98] de reconstruire l'état quantique d'une image donnée en exploitant, comme un certain nombre d'expériences dans ce domaine de l'optique quantique transverse, les propriétés de corrélations de la génération paramétrique en régime multimode.

2) *Les réseaux européens*

Dans ce contexte, les groupes européens qui travaillaient déjà sur ce domaine ou qui envisageaient de s'y orienter, ont constitué un réseau européen. Ce domaine était très jeune, la communauté internationale relativement réduite si bien que les réseaux constitués représentaient une part conséquente de l'activité de recherche mondiale dans ce domaine. D'autres groupes européens et non-européens travaillent maintenant sur ce sujet qui connaît ces dernières années une belle embellie.

L'optique quantique multimode faisait partie des préoccupations [Courty96] [Lambrecht96] de notre équipe depuis longtemps et déjà une partie de la thèse de Catherine Schwob portait sur le couplage entre modes transverses dans un OPO [Schwob98]. Nous collaborions déjà avec quelques partenaires européens et nous avons alors souhaité concrétiser cette coopération dans un réseau européen. De 97 à 2000, nous avons fait partie du réseau européen Training Mobility and Research intitulé QSTRUCT qui permettait de financer des visiteurs post doctoraux. Le but de cette coopération d'équipes scientifiques était de mettre en commun d'une part les groupes s'intéressant aux structures atomiques (atomes et ions froids) et d'autre part les groupes s'intéressant aux propriétés quantiques spatiales dans la génération paramétrique. Nous étions l'unique groupe expérimental travaillant sur les oscillateurs paramétriques optiques. En janvier 2001, le programme européen Quantim (quantum imaging), sur le thème de l'optique quantique multimode a succédé à QStruct. Ce programme, dont nous avons la coordination, permet de financer le matériel et éventuellement d'accueillir des visiteurs. Les thématiques sont là plus ciblées sur la partie optique, principalement les propriétés quantiques spatiales de la génération paramétrique. En particulier, un certain nombre de groupes, dont nous faisons partie, cherche à montrer comment en contrôlant les fluctuations spatiales du faisceau on peut augmenter la résolution transverse de certaines mesures ou améliorer certaines fonctions optiques comme le stockage d'information, le codage ou la duplication d'information optique. Nous essayons aussi de mettre en évidence des effets quantiques de corrélation et de compression de bruit local. Sur le plan expérimental, nous sommes le seul groupe à travailler en continu sur des OPOs, deux autres groupes travaillant en mode pulsé dans le régime de l'amplification paramétrique.

3) *Les expériences d'optique quantique transverse au LKB.*

En 97, la fin de notre expérience de spectroscopie a coïncidé avec le lancement du projet européen QStruct. Nous avons alors axé une bonne partie de nos recherches dans le domaine de l'optique quantique transverse. Ce sujet était encore peu défriché et les quelques études expérimentales qui avaient été réalisées jusqu'ici en régime de comptage de photons et jamais en régime de faisceaux intenses. Aucune expérience n'avait été réalisée avec des OPO continus. Nous disposions à l'époque de tout ce qu'il fallait au niveau expérimental pour pouvoir commencer. Nous avons commencé à explorer les domaines dans lesquels l'optique quantique transverse pouvait être appliquée. L'expérience proprement dite a débuté peu de temps après.

Au cours de ces 5 années, notre équipe a accueilli sur cette thématique trois stagiaires (Jean Baptiste Fouet, Romain Alléaume et Gaël Monéron), deux visiteurs post doctoraux (Matthias Vaupel et Sara Ducci) et trois étudiants en thèse (Nicolas Treps, Marcelo Martinelli et Sylvain Gigan) grâce auxquels nous avons pu construire cette expérience. Dans la suite de ce chapitre, je présenterai d'abord les principaux concepts sur lesquels reposent nos études. Ceux-ci ont été publiés par morceaux dans quelques articles de synthèses, dans le rapport de stage de Jean-Baptiste Fouet et principalement dans la thèse de Nicolas Treps [Treps01], qui ont été nos deux premiers étudiants à travailler sur ce sujet. Dans la deuxième partie, je présenterai un exemple d'application de l'optique quantique transverse à une expérience de grande sensibilité permettant de mesurer des petits déplacements. La partie théorique a été réalisée à Paris et la partie expérimentale en Australie. Enfin dans la dernière partie, je présenterai l'expérience réalisée dans notre groupe en parlant tout d'abord de ses aspects classiques puis quantiques.

B) Statistique des fluctuations d'un faisceau dans le plan transverse

L'optique quantique multimode nécessite de bien définir ce qu'est un faisceau multimode. Dans la physique non-linéaire des structures auto-organisées optiques, un faisceau dont les structures transverses en champ lointain et en champ proche sont différentes, est dit multimode. Cependant ce critère s'appuie sur une décomposition du faisceau sur la base des modes gaussiens TEM_{pq} , qui est une base propre pour la propagation des faisceaux optiques. Cependant, si la superposition de ces modes est cohérente, il est toujours possible de définir une base plus complexe où un tel faisceau est monomode. Nous avons besoin pour distinguer des faisceaux monomode et multimode d'un critère qui ne soit pas lié à une base particulière. Un faisceau est dit intrinsèquement multimode s'il n'existe aucune base dans laquelle il est monomode. C'est à cette définition que nous nous attacherons et nous définirons dans la partie suivante un critère permettant d'identifier un faisceau multimode [Martinelli02b].

1) *Faisceau monomode*

a) Définition

Avec le formalisme de l'optique quantique, un état monomode peut s'écrire dans la base adéquate sous la forme :

$$|\Psi\rangle = |\Psi_0\rangle \otimes |0\rangle \otimes \dots \otimes |0\rangle \otimes |0\rangle \otimes |0\rangle \otimes \dots$$

Seul le premier mode n'est pas vide. Nous appellerons un état intrinsèquement multimode, un état pour lequel il n'existe aucune base dans laquelle il peut s'exprimer sous cette forme.

Un état quantique donne une information non seulement sur le champ moyen mais aussi sur la distribution statistique de ses fluctuations. Un faisceau monomode transverse est défini par un unique mode qui porte toute l'information transverse du faisceau. Par conséquent, la répartition spatiale du bruit peut être déduite de la distribution transverse du mode lui-même. Au contraire, pour un état multimode, la distribution spatiale des fluctuations et des corrélations ne peut être déduite de la structure du champ moyen. Les deux exemples du champ cohérent et du faisceau monomode comprimé en intensité permettent d'illustrer cette propriété pour des champs monomodes.

b) Exemples de faisceaux monomodes

α) Cas général du faisceau monomode

Un faisceau monomode peut se distinguer d'un faisceau multimode par sa distribution de bruit. Il est donc naturel pour caractériser des faisceaux monomodes de mesurer le bruit non pas sur l'intégralité des faisceaux mais sur une partie de ceux-ci. Lorsque l'on mesure l'intensité d'un faisceau avec un pixel de taille S_A inférieure à la taille transverse du faisceau, il est possible de calculer le bruit associé à cette mesure [Fabre00] :

$$\frac{\Delta N_A^2}{\langle N_A \rangle} - 1 = \frac{\langle N_A \rangle}{\langle N_{\text{tot}} \rangle} \left(\frac{\Delta N_{\text{tot}}^2}{\langle N_{\text{tot}} \rangle} - 1 \right) \quad (\text{III.1})$$

N_{tot} correspond au nombre total de photons dans le faisceau, N_A au nombre de photons détectés par le pixel. $\frac{\Delta N^2}{\langle N \rangle}$ correspond au bruit normalisé au shot noise. Par analogie avec une lame partiellement réfléchissante de transmission T , on appelle T le facteur $\frac{\langle N_A \rangle}{\langle N_{\text{tot}} \rangle}$.

D'après cette relation, le bruit normalisé au shot noise local pour une détection partielle d'un faisceau monomode est une fonction linéaire de T .

Pour deux pixels de formes différentes, positionnés à deux endroits différents dans le faisceau mais qui mesurent le même nombre moyen de photons $\langle N_A \rangle$, le bruit associé à la détection partielle sera le même. On peut donc en déduire que pour un faisceau monomode, le bruit normalisé à l'intensité moyenne détectée est réparti aléatoirement dans sa section transverse.

$\beta)$ *Etat cohérent*

Un état cohérent est un état monomode composé de photons répartis aléatoirement non seulement dans le temps mais aussi dans l'espace. Pour un état cohérent, les fluctuations d'intensité correspondent au bruit de grenaille et vérifient donc $\Delta N_{\text{tot}} = \sqrt{\langle N_{\text{tot}} \rangle}$. D'après la relation (III.1), les fluctuations associées à la partie du faisceau détectée vérifient alors $\Delta N_A^2 = \langle N_A \rangle$. On définit ainsi le bruit de grenaille local associé à la partie de faisceau détectée.

$\chi)$ *Faisceau monomode comprimé en intensité*

La compression d'un faisceau monomode que l'on détecte intégralement est donnée par la valeur de $1 - \frac{\Delta N_{\text{tot}}^2}{\langle N_{\text{tot}} \rangle}$, comprise entre 0 et 1 pour un faisceau sub-poissonien. D'après la relation (III.1) précédente, la compression obtenue lorsque l'on mesure qu'une partie du faisceau diminue du facteur T. On retrouve ici la même diminution du squeezing que dans le cas d'un faisceau transmis par milieu avec pertes de coefficient de transmission T. Par conséquent, pour un faisceau monomode [Fabre00] une détection partielle est équivalente à une perte et dégrade la compression.

De manière plus qualitative, un faisceau monomode comprimé en intensité est composé de photons ordonnés dans le temps mais qui sont distribués aléatoirement dans l'espace. Pour une mesure partielle, les photons ne sont alors plus détectés aussi régulièrement et du bruit est donc introduit. Compte tenu de la répartition aléatoire des fluctuations pour un faisceau monomode, la dégradation du squeezing ne dépend que de T.

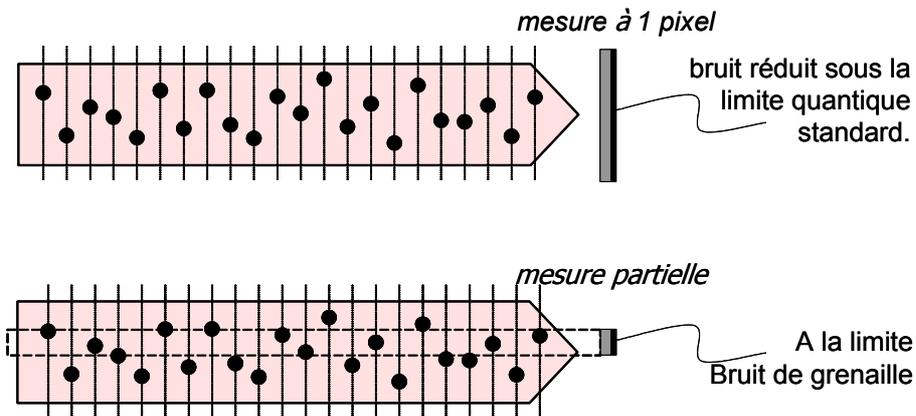


Figure 12: Mesure de l'intensité pour un faisceau monomode comprimé en intensité pour une détection totale et une détection partielle (représentation corpusculaire)

De plus, lorsque la moitié du faisceau seulement est détectée, la compression est inférieure à celle obtenue lorsque l'on détecte l'intégralité du faisceau. On montre que pour un faisceau monomode comprimé en intensité les deux moitiés du faisceau sont anticorrélées et la compression sur la totalité du faisceau est supérieure à la compression sur chaque moitié. Cette propriété des faisceaux monomodes comprimés nous sera utile dans la partie consacrée aux petits déplacements.

2) Critère de « multimodicité » d'un faisceau

a) Faisceau monomode

En plaçant un diaphragme sur le trajet d'un faisceau il est possible d'en détecter une partie. Pour un faisceau monomode, ce diaphragme d'ouverture variable est équivalent à une lame de transmission variable et le bruit normalisé au shot noise local est une fonction linéaire de la transmission.

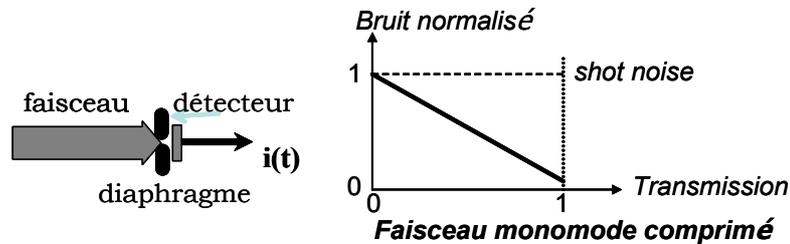


Figure 13: Bruit normalisé de l'intensité d'un faisceau monomode comprimé en fonction de la transmission du diaphragme.

D'après la relation (III.1) précédente, quand la transmission est égale à 1 on mesure le bruit du faisceau total. Quand la transmission est nulle le bruit normalisé est égal à 1 : on mesure alors les fluctuations du vide qui est un état cohérent.

b) Faisceau multimode

Un état multimode peut s'exprimer sous la forme

$$|\Psi\rangle = |\Psi_0\rangle \otimes |\Psi_1\rangle \otimes \dots \otimes |0\rangle \otimes |0\rangle \otimes |0\rangle \otimes \dots$$

Il existe une base où le nombre de modes permettant d'exprimer cet état est minimum. Ce nombre caractérise le degré de liberté du système. Chacun de ces modes a ses propres fluctuations et il n'y a aucune raison pour que la répartition du bruit sur l'état $|\Psi\rangle$ soit aléatoire. La variation du bruit pour un faisceau multimode transmis par un diaphragme d'ouverture variable n'a aucune raison d'être linéaire. Si l'expérience avec le diaphragme d'ouverture variable présentée dans le paragraphe précédent donne une variation du bruit normalisé non linéaire avec la transmission, l'état considéré est nécessairement multimode. Notons que cette variation non linéaire est une condition suffisante pour qu'un état soit multimode mais non nécessaire.

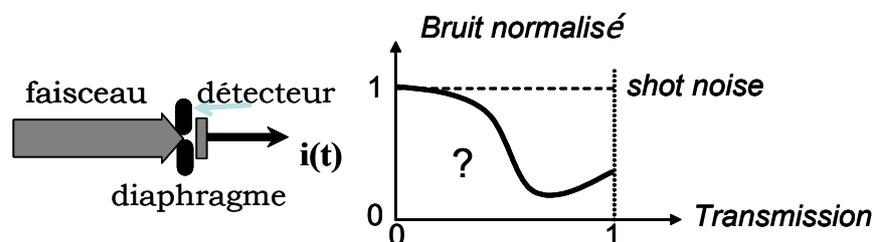


Figure 14: Bruit normalisé de l'intensité d'un faisceau multimode comprimé en fonction de la transmission du diaphragme.

Une variation non-triviale du bruit mesurée par une détection partielle a déjà été observée dans d'autres systèmes avec des faisceaux multimodes présentant de l'excès de bruit [Poizat98], [Levenson90].

3) *Etat multimode comprimé*

Les états non-classiques comprimés sont des états pour lesquels le bruit est inférieur au bruit de grenaille. Une définition similaire, faisant intervenir l'aspect spatial des faisceaux, peut être établie dans le cadre de l'optique quantique multimode transverse

a) Compression locale des fluctuations

α) Condition nécessaire

On parle de compression locale lorsque les fluctuations locales du faisceau sont inférieures au bruit de grenaille local défini dans la partie précédente. Pour un faisceau monomode, les fluctuations locales ne peuvent être inférieures au shot noise local que si le faisceau était initialement comprimé, mais la compression locale est plus faible que la compression pour le faisceau total. Pour que la compression locale soit inférieure à celle du faisceau total, il faut donc que le faisceau soit multimode. Il s'agit encore d'une condition nécessaire et non suffisante.

β) Compression locale dans la génération paramétrique

La compression locale des fluctuations peut être obtenue dans la génération paramétrique. Dans le cas de l'amplification paramétrique optique multimode, une compression du bruit sur des petites parties de faisceau a été prédite théoriquement [Kolobov89a], [Kolobov89b], [Kolobov91]. Dans ces analyses, la pompe est plane, et la détection se fait en champ proche c'est à dire directement après le cristal non-linéaire. La compression est effective lorsque la taille de la zone détectée n'est pas plus petite que l'inverse de la bande passante spatiale de la compression.

La compression a aussi été prédite dans le cas de l'oscillateur paramétrique optique sous le seuil avec une cavité plane [Lugiato93], [Gatti95], [Lugiato99] ou avec une cavité dégénérée en modes transverses comportant des miroirs sphériques [Marzoli97]. Il est alors nécessaire d'utiliser un oscillateur local pour mesurer le degré de compression et celui-ci doit être adapté à la configuration transverse du faisceau à mesurer. Une mauvaise adaptation peut entraîner une dégradation importante de la compression. Dans le cas d'un OPO confocal [Lugiato97] en utilisant une lentille adaptée, moyennant quelques conditions (pompe plane, cristal fin, phase constante en un plan quelconque pour l'oscillateur local,...), la compression est indépendante de la forme de l'oscillateur local. La compression locale est prédite pour des zones du faisceau de n'importe quelle taille et forme pourvu qu'elles soient symétriques à l'axe de la cavité.

Sur le plan expérimental, la compression locale des fluctuations n'avait à l'époque pas encore été mise en évidence avec des OPOs.

b) Limite de résolution dans la mesure d'une image

Le bruit, et ultimement le bruit quantique, limite la résolution des détails fins dans les images optiques. La lumière multimode non classique peut permettre d'augmenter la résolution spatiale soit en limitant le bruit du vide qui se rajoute à l'image d'un objet [Kolobov00], soit par exemple en diminuant le bruit propre de l'image lumineuse. Je présenterai dans cette partie ce dernier aspect de la résolution des images optiques. Il s'agit donc de distinguer la réponse de deux détecteurs voisins qui mesurent chacun une partie d'une section transverse du même faisceau.

α) Critère de Rayleigh

D'après le critère de Rayleigh [Rayleigh79] [Rushforth68], la résolution des images est limitée par la diffraction. C'est un critère visuel qui indique que deux taches lumineuses peuvent être visuellement séparées à condition qu'elles soient distantes de plus de leur largeur. Comme il n'est pas possible de focaliser un faisceau à mieux que λ , la résolution avec ce critère est limitée par la longueur d'onde du faisceau.

Les détecteurs actuels multipixels tels que les cameras CCD sont capables de distinguer 2 taches bien plus proches. Il suffit que la différence d'intensité entre deux pixels voisins soit supérieure au bruit mesuré sur ces pixels. La résolution ultime pour la mesure d'une image est donc très inférieure à la longueur d'onde. Au niveau quantique, elle dépend de l'image considérée, de l'intensité incidente sur les pixels et de l'efficacité quantique du détecteur.

β) Limite quantique standard pour la mesure d'une image

On considère un faisceau cohérent monomode que l'on mesure avec un détecteur comportant un grand nombre de pixels. La question qui se pose est la suivante : existe-t-il une limite à la résolution de cette image, ou en autres termes, existe-t-il une taille optimum du pixel en dessous de laquelle on ne gagne pas en résolution [Maître00].

Pour un faisceau cohérent, le bruit de grenaille local mesuré par un pixel évolue comme la racine de l'intensité détectée par ce pixel. Lorsqu'on mesure l'intensité de ce faisceau avec un détecteur multipixel, le rapport signal sur bruit diminue donc avec la taille des pixels. On peut distinguer la réponse de deux pixels voisins tant que leur différence de signal est supérieure au bruit mesuré sur chacun des pixels. En introduisant la notion de longueur

typique de variation du signal, $\frac{\mathcal{N}(\vec{\rho})}{\|\vec{\nabla}\mathcal{N}(\vec{\rho})\|} \approx L_{\text{typique}}$ où $\mathcal{N}(\vec{\rho})$ est la densité du

nombre de photons en fonction de la coordonnée transverse, pour un faisceau cohérent, la surface optimum du pixel vérifie :

$$\text{Surface}_{\text{Iqs}} \approx \sqrt{2} \frac{L_{\text{typique}}}{\sqrt{\mathcal{N}(\vec{\rho})}}.$$

Elle est donc proportionnelle à la longueur typique divisée par le bruit de grenaille local. Un pixel de taille inférieure à cette surface ne permettra pas d'améliorer la résolution. Notons que cette surface optimum, est limitante dans le cas où l'intensité est faible ou quand la longueur typique est longue.

Cette surface optimum dépend beaucoup de l'image à mesurer. Il est par conséquent difficile d'en donner une valeur définitive.

χ) Résolution sous la limite quantique standard

Pour un détecteur particulier et une image d'une forme et d'une intensité données, il existe donc une taille optimum pour les pixels. Pour gagner en résolution, il faut par exemple que l'image ait un bruit réduit. Une des possibilités, pour un faisceau multimode, est d'amplifier cette image avec un amplificateur dépendant de la phase. Dans une configuration adaptée, le bruit local peut être réduit. L'amplification paramétrique multimode sera abordée dans la dernière partie de ce mémoire.

4) Corrélations quantiques spatiales

Des faisceaux non-classiques en optique quantique multimode peuvent présenter une compression du bruit local ou des corrélations quantiques entre deux parties de faisceaux. Les calculs de corrélations sont détaillés dans la thèse de Nicolas Treps [Treps01].

a) Mesure de corrélation

α) Faisceau monomode

On considère ici un faisceau incident sur une photodiode à deux détecteurs connexes A et B. La photodiode est beaucoup grande que la section transverse du faisceau si bien que toute l'intensité est mesurée. On appelle N_A et N_B le nombre de photons détectés par A et B et N_{tot} le nombre de photons total. La corrélation entre les parties A et B vérifie alors [Fabre00]

$$\langle \delta N_A \delta N_B \rangle = \frac{N_A N_B}{\langle N_{\text{tot}} \rangle} \left(\frac{\Delta N_{\text{tot}}^2}{\langle N_{\text{tot}} \rangle} - 1 \right)$$

Pour un champ cohérent, la corrélation est nulle. En effet, il n'y a pas d'ordre spatial dans un tel faisceau.

Pour un champ comprimé monomode, il y a une anticorrélation entre les deux parties du faisceau. Lorsque l'on somme les deux parties du faisceau, l'anticorrélation permet d'avoir une réduction de bruit sur l'intégralité du faisceau.

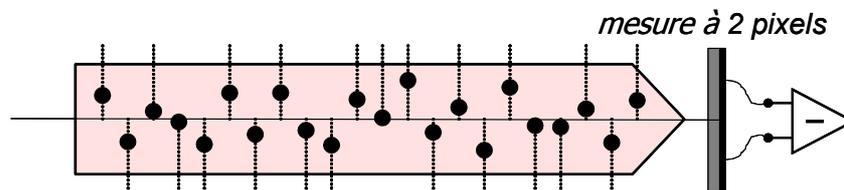


Figure 15: anticorrélations d'intensité pour un faisceau monomode comprimé en intensité (représentation corpusculaire)

β) Contexte

Sur un plan expérimental, des corrélations spatiales quantiques ont déjà été prédites et mises en évidence dans des OPA en régime d'émission spontanée [Malygin85], [Rubin94], [Shih94], [Jost98] et en régime d'émission stimulée [Marable98]. Sur le plan théorique, des corrélations entre paires de

pixels symétriques par rapport à l'axe optique ont été prédites en champ lointain pour des OPA/OPG [Kolobov99] mais aussi pour les OPO [Gatti99], [Brambilla01] fonctionnant en cavité dégénérée en modes transverses. Sur un plan expérimental, la corrélation quantique spatiale avec des OPOs n'avait à cette époque pas encore été mise en évidence.

b) Bruit sur une mesure de différence

Comme dans la partie précédente, on considère un faisceau dont l'intensité est mesurée par un détecteur de grande taille à deux pixels A et B. On s'intéresse au signal que l'on obtient en faisant la différence des intensités mesurées par chaque pixel [Treps01].

α) Faisceau cohérent

On appelle $N = N_A - N_B$, la différence entre le nombre de photons détectés par A et B. La variance de N vérifie alors

$$\Delta N_{\text{coh}}^2 = N_A + N_B$$

On retrouve le bruit local qu'on aurait eu en mesurant le faisceau avec les pixels A et B réunis. En effet, les fluctuations d'un faisceau cohérent sont réparties aléatoirement dans l'espace. Le bruit est donc identique lorsque l'on fait la somme ou la différence des intensités mesurées par les pixels.

β) Faisceau monomode comprimé

On suppose là que le détecteur est centré si bien que les deux pixels reçoivent la même intensité moyenne. La différence des intensités est donc nulle et le bruit qui s'y rajoute vérifie :

$$\Delta N_{\text{comp}}^2 = N_A + N_B$$

La relation obtenue montre que le bruit de différence pour un faisceau monomode est égal au bruit de grenaille pour tout le faisceau. En effet, pour un état monomode comprimé, les deux moitiés du faisceau sont anticorrélées. Les bruits ajoutés quand on fait la différence s'ajoutent et on retrouve le bruit de grenaille.

Dans la suite nous utiliserons cette mesure de différence pour mesurer des petits déplacements de faisceaux et nous montrerons comment des états non classiques permettent d'avoir une sensibilité sur cette mesure non limitée par le bruit de grenaille.

C) Mesure d'un petit déplacement d'un faisceau

1) mesure d'un déplacement

a) Principe de la mesure

Une expérience classique consiste à mesurer le petit déplacement d'un faisceau par la méthode suivante présentée dans la figure ci-dessous.

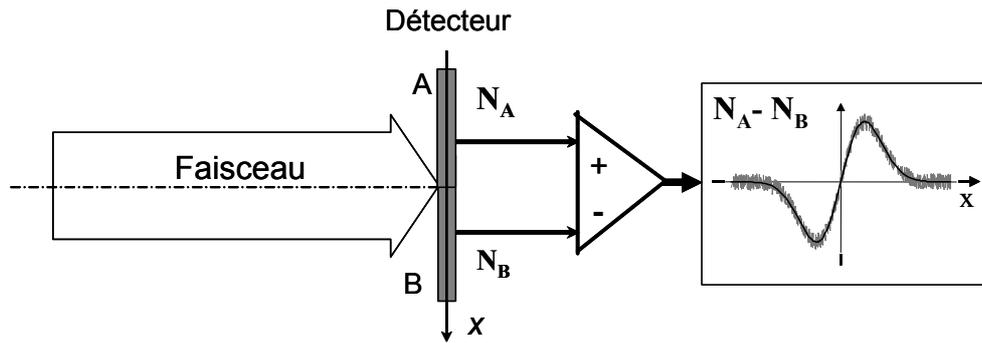


Figure 16: Mesure du petit déplacement d'un faisceau à l'aide d'un détecteur à deux pixels.

Un détecteur à deux pixels A et B est placé devant un faisceau et initialement centré sur ce faisceau si bien que les deux pixels mesurent initialement la même intensité moyenne. Le signal de différence entre les intensités mesurées par A et B est initialement nul et devient positif ou négatif quand le faisceau se décentre d'un côté ou de l'autre. Il est ainsi possible de mesurer le déplacement d'un faisceau. Cette mesure très sensible et est couramment utilisée en biologie. Elle permet par exemple de mesurer le déplacement d'une molécule unique [Kojima97]. Elle peut permettre aussi de mesurer des très faibles absorptions par effet mirage [Boccara80]. Elle est couramment utilisée en microscopie à force atomique [Putman92]. Le signal obtenu est affecté d'un bruit qui dans le cas d'un faisceau monomode correspond au bruit de grenaille. La précision de cette mesure est limitée par le bruit et de manière ultime par le bruit quantique. Le déplacement ne sera mesurable que si la variation du signal est supérieure au bruit.

b) limite quantique standard

Pour un faisceau cohérent, le bruit de cette mesure correspond au bruit de grenaille. Le déplacement minimum [Fabre00] mesurable correspondant à un rapport signal sur bruit égal à 1, est donné par :

$$d_{\text{sql}} = \frac{\Delta}{\sqrt{N}} \quad \text{où } \Delta \text{ est une grandeur proche de la taille du faisceau (elle vaut}$$

$0,63 w_0$ dans le cas d'un faisceau gaussien TEM_{00}) et N est le nombre de photons du faisceau mesurés. Cette limite correspond au déplacement minimum mesurable par cette technique avec un faisceau classique. Pour un faisceau de 3mW, un faisceau TEM_{00} de largeur $300\mu\text{m}$ et un temps d'intégration de $10\mu\text{s}$, le déplacement minimum mesurable est de 4 \AA . Pour augmenter la précision de la mesure, une voie possible est de choisir N le plus grand possible. Il faut donc que le faisceau soit intense ou que le temps d'intégration soit suffisamment long. Mais dans beaucoup d'applications, la puissance du laser doit être limitée : En microscopie à force atomique, un faisceau trop intense induit un bruit de pression de radiation [Smith95]. En biologie, outre la contrainte de ne pas brûler les échantillons, la dynamique des espèces regardées, leur mouvement brownien imposent une contrainte sur le temps d'intégration. Des méthodes alternatives basées sur la

réduction du bruit quantique permettent d'améliorer la précision de cette mesure sans augmenter ni le temps d'intégration ni la puissance du laser.

A partir de 98, nous nous sommes intéressés à ce problème, d'abord sur un plan théorique puis sur un plan expérimental. Ces travaux sont exposés dans les parties 2) et 3) suivantes.

c) Limites actuelles dans les microscopes à force atomique

En microscopie à force atomique, une des méthodes couramment utilisées consiste à travailler avec une pointe/défecteur. Sur une extrémité se situe le défauteur sous lequel se réfléchit un laser sous une incidence non normale. Le faisceau réfléchi est envoyé sur un détecteur à quatre quadrants sur lequel il est initialement centré. Sur l'autre extrémité, la partie pointe sonde la surface. Elle est en contact avec la surface (ou très proche de celle-ci dans certains montages). Au cours de son déplacement transversal, elle bouge en hauteur, induisant un déplacement du faisceau laser réfléchi et une variation de sa position au niveau du détecteur. En opérant en deux dimensions, le même type de mesure de différence que celui expliqué plus haut on peut évaluer le déplacement du faisceau et donc la position de la pointe.

Dans les microscopes à force atomique actuels, on peut évaluer la limite quantique standard du déplacement du faisceau. Avec un laser de 0,1mW à 600nm, un temps d'intégration de 1ms, elle peut être évaluée à $10^{-6} w_0$ où w_0 est le rayon au col du faisceau. La focalisation étant limitée par la diffraction, la limite quantique standard serait dans le meilleur des cas de 10^{-2} . A l'heure actuelle, la limite du déplacement mesurable est plutôt de 1. Elle est liée à la qualité de la pointe/défecteur.

Nous pouvons noter que la limite de résolution du microscope à force atomique n'est pas excessivement loin de la limite quantique standard. Dans les mesures transverses, il est rare que, dans la pratique, le bruit quantique soit aujourd'hui l'élément limitant. Cependant, un grand nombre de mesures optiques de précision [Charbonnier86] ne sont en général pas très loin de la limite quantique standard.

2) Mesure de petits déplacements sous la limite quantique standard

a) Faisceaux siamois

La précision de la mesure présentée ci-dessus est limitée lorsqu'on utilise des faisceaux classiques par le bruit de grenaille appelé aussi dans ce cas « bruit de position ». Pour dépasser cette limite, il faut utiliser des faisceaux dont une moitié soit corrélée temporellement au niveau quantique avec l'autre moitié. Plus la corrélation est importante, plus le bruit sur la différence des intensités sera faible et meilleure sera la précision de la mesure.

La génération paramétrique offre un moyen d'émettre des faisceaux corrélés spatialement et temporellement au niveau quantique. En effet, l'accord de phase fixe une relation entre les vecteurs d'onde de la pompe, du

signal et du complémentaire. Dans une configuration où le cristal non-linéaire est pompé directement sans cavité (OPG) par une pompe plane, l'accord de phase impose qu'au voisinage de la dégénérescence en fréquence, le signal et le complémentaire soient émis symétriquement. Un photon de pompe est converti simultanément en un photon de signal et un photon de complémentaire. Il y a donc corrélation temporelle entre le signal et le complémentaire (Ils sont alors jumeaux) et symétrie spatiale. Nous appelons ces faisceaux qui sont à la fois jumeaux et symétriques, des faisceaux siamois.

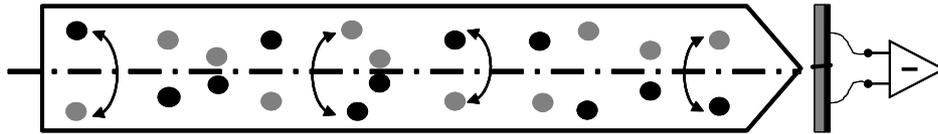


Figure 17: Faisceau siamois (représentation corpusculaire)

Dans un OPO, la cavité recycle le signal et le complémentaire et est susceptible de les mélanger. C'est le cas d'une cavité usuelle, non dégénérée en modes transverses. La corrélation spatiale étant intrinsèquement liée à l'accord de phase et donc aux vecteurs d'onde, l'ordre spatial dans une telle cavité est alors perdu à la sortie de l'OPO. Seules quelques cavités dégénérées en modes transverses ne mélangent pas les vecteurs d'ondes émis symétriquement et préservent l'ordre spatial. La cavité plane, par exemple, conserve la symétrie d'émission du signal et du complémentaire. La cavité concentrique, comportant deux miroirs de rayons de courbure R et telle que sa longueur optique soit égale à $2R$, admet la base des vecteurs k comme base propre. Pour des OPOs utilisant ces cavités, l'émission attendue doit comporter des corrélations spatiales au niveau quantique. Il faut remarquer que ces cavités étant dégénérées en modes transverses, les faisceaux émis sont multimodes.

b) Vide comprimé et faisceau cohérent

Un faisceau siamois émis par un OPO dégénéré en modes transverses est potentiellement très multimode. Cependant, pour une mesure de déplacement à une dimension, il suffit de disposer d'un faisceau bimode non-classique [Fabre00] comportant deux parties de même intensité moyenne mais dont les fluctuations sont corrélées. Une solution est de mélanger deux modes. L'un est un vide comprimé dont le mode transverse correspond à un TEM_{00} $u_0(x)$ centré en $x=0$. Il est donc monomode et comprimé et par conséquent les fluctuations de chaque moitié du faisceau sont anticorrélées avec celle de l'autre moitié. Ce vide peut par exemple être émis par un OPO sous le seuil. L'autre est un champ cohérent retourné. Ce champ cohérent est initialement dans le même mode $u_0(x)$ que le vide comprimé mais la moitié du faisceau est déphasée de π . Ce faisceau retourné a un mode transverse $u_1(x)$ qui vérifie $u_1(x)=-u_0(x)$ pour $x<0$ et $u_1(x)=u_0(x)$ pour $x>0$. Les modes u_0 et u_1 sont orthogonaux.

En $x=0$, le champ subit une discontinuité qui est décrite par des vecteurs d'onde d'ordre élevé. Ce mode retourné diffracte donc très rapidement et ne présente plus ce bord raide en $x=0$ quand il s'est propagé.

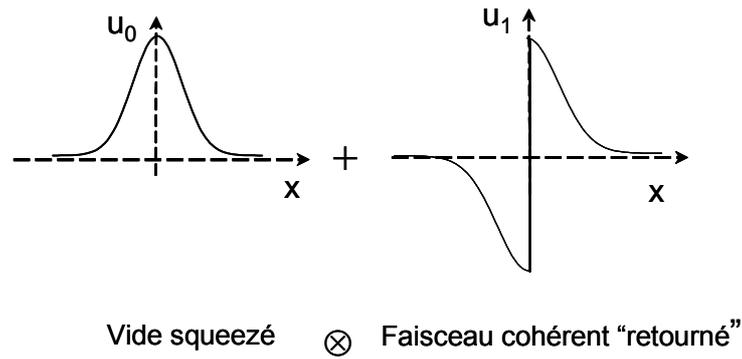


Figure 18: Etat bimode non classique

Comme nous l'avons vu dans la première partie de ce mémoire, le mélange d'un vide comprimé et un champ cohérent revient à faire une détection homodyne. Le bruit du faisceau résultant correspond au bruit du vide comprimé et le champ moyen au champ moyen du faisceau cohérent. Lorsqu'on mélange le vide comprimé avec le champ cohérent retourné, on homodyne chaque moitié du vide comprimé avec une moitié du champ cohérent retourné. Pour chaque moitié du faisceau résultant ainsi obtenu, le champ moyen correspond à celui de la moitié du champ cohérent et ses fluctuations à celle de la moitié du vide comprimé. De plus, grâce au changement de signe en $x=0$ du mode retourné, les anticorrélations initiales des deux moitiés du vide comprimé sont transformées en corrélations. On dispose ainsi d'un faisceau, bimode, comportant deux parties de même intensité moyenne dont les fluctuations sont corrélées. C'est bien le faisceau recherché pour réaliser l'expérience de petits déplacements. Remarquons que ce faisceau n'est pas un faisceau « siamois » car il n'y a pas de symétrie axiale par rapport à l'axe optique.

3) L'expérience

La théorie présentée dans le paragraphe précédent avait été réalisée dans le groupe, en particulier lors du stage de Jean-Baptiste Fouet durant lequel nous avons étudié le mélange du faisceau cohérent retourné et du vide comprimé. Malheureusement nous ne disposions pas d'un vide comprimé et l'expérience était alors difficile à réaliser. En Australie, le groupe de Hans Bachor et Ping-Koy Lam disposait d'un vide comprimé dont le bruit était 3,5dB sous le bruit quantique standard [Buchler01]. Nicolas Treps, alors en fin de thèse est parti passer un mois à Canberra pour y réaliser l'expérience. Celle-ci avait été préparée avant son arrivée : Nicolas emmenait un de nos détecteurs à 4 pixels que nous avons développé durant l'année précédente. Le groupe australien avait commandé la lame de phase permettant de retourner le mode cohérent. Tout étant en place, Nicolas et l'équipe australienne ont réussi dans ce court laps de temps à mesurer le petit déplacement d'un faisceau avec une sensibilité meilleure que celle que l'on peut espérer obtenir avec des faisceaux classiques [Treps02]

a) dispositif expérimental

Le schéma expérimental est présenté dans la figure ci-dessous. Les différents éléments sont exposés dans la suite.

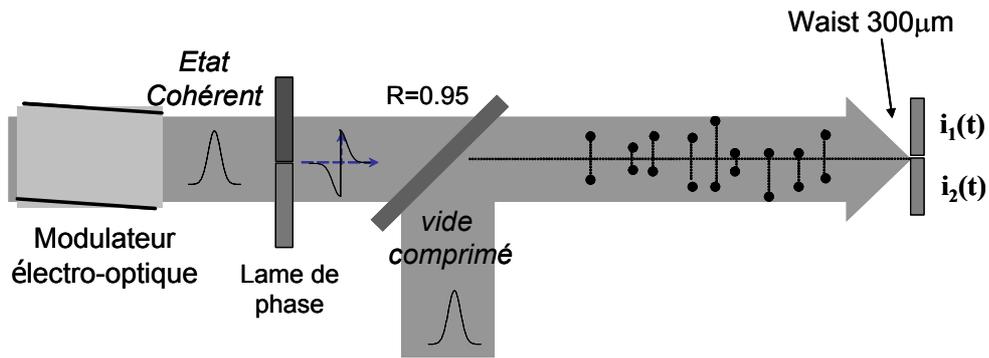


Figure 19: Schéma expérimental permettant de mesurer un petit déplacement d'un faisceau bimode non-classique.

a) Le vide comprimé

Le laser de départ est un laser Nd :YAG émettant 700mW à 1064nm. Une partie de ce faisceau est conservée comme oscillateur local. L'autre partie est doublée ce qui permet d'obtenir 250mW de vert à 532nm. Le vert sert à pomper un OPO, tout en restant sous le seuil d'oscillation. L'OPO comporte un cristal non-linéaire de LiNbO_3 de type I. Une petite partie de l'oscillateur local est injectée dans la cavité de l'OPO qui joue alors le rôle d'un amplificateur paramétrique optique. Comme cela sera expliqué plus longuement dans la partie IV, dans une telle configuration (dite sensible à la phase), le faisceau infra-rouge injecté est soit amplifié soit déamplifié en fonction de sa phase relative avec la pompe et la quadrature non amplifiée est comprimée. La phase relative de la pompe et du faisceau infrarouge injecté était ajustée pour que l'amplificateur fonctionne en régime de déamplification ce qui permettait d'émettre un faisceau très peu intense ($4\mu\text{W}$) comprimé en intensité. C'est ce faisceau qui est appelé vide comprimé. Sa compression est au début de l'expérience de 3,5dB sous le bruit de grenaille.

β) Le mode cohérent retourné

Le mode cohérent est issu du laser Nd :YAG. Pour le retourner on dispose d'une lame qui déphase de π la moitié du faisceau. Celle-ci est une lame demie-onde coupée en 4 et dont les différents morceaux sont réassemblés de manière adéquate [Delaubert01].

Le mode cohérent retourné est mélangé avec le vide comprimé à l'aide d'une lame semi-réfléchissante. Elle transmet 8% du mode retourné et 92% du vide comprimé. Les pertes sont ainsi minimisées pour le vide afin que la compression du vide ne soit pas trop dégradée. La compression du vide calculée à partir de la transmission et de la compression initiale est de 3,1dB.

De plus, le mode retourné, à cause de sa variation brusque de phase en $x=0$, diffracte beaucoup. Une lentille image le plan de la lame de phase sur le détecteur et permet ainsi de compenser une bonne partie des effets de diffraction

χ) La détection

Le détecteur est une photodiode à quatre quadrants en InGaAs dont l'efficacité quantique à 1064nm est supérieure à 90% et dont l'électronique a été développée au laboratoire. Le schéma de départ est celui qui est couramment utilisé dans le groupe d'optique quantique. Il comporte une sortie DC et une sortie HF. Sa caractéristique principale est d'avoir un bruit minimum autour de quelques MHz fréquence à laquelle nous mesurons le bruit quantique. Les caractéristiques des détecteurs seront détaillées dans la partie consacrée à l'OPO dégénéré en modes transverses.

Seuls deux quadrants du détecteur sont utilisés car dans cette expérience le but est de faire une expérience à une dimension.

δ) L'expérience

Le déplacement est fait par un cristal non-linéaire électro-optique placé légèrement de biais de telle sorte que son axe optique fait un petit angle avec la direction de propagation du faisceau. Modulé à 4,5MHz, fréquence à laquelle la compression du vide est maximum, la variation d'indice induit un déplacement de quelques angströms.

La taille du faisceau sur le détecteur est de 300 μ m, la puissance de 2,3mW, le temps d'intégration de 10 μ s si bien que la limite quantique standard dans la mesure de déplacement est de 3 .

b) corrélation spatiale et compression locale

Le bruit est mesuré à une fréquence de 4,5MHz avec une bande passante de 100kHz. La figure ci-dessous présente le bruit sur chaque détecteur ainsi que sur leur somme et leur différence.

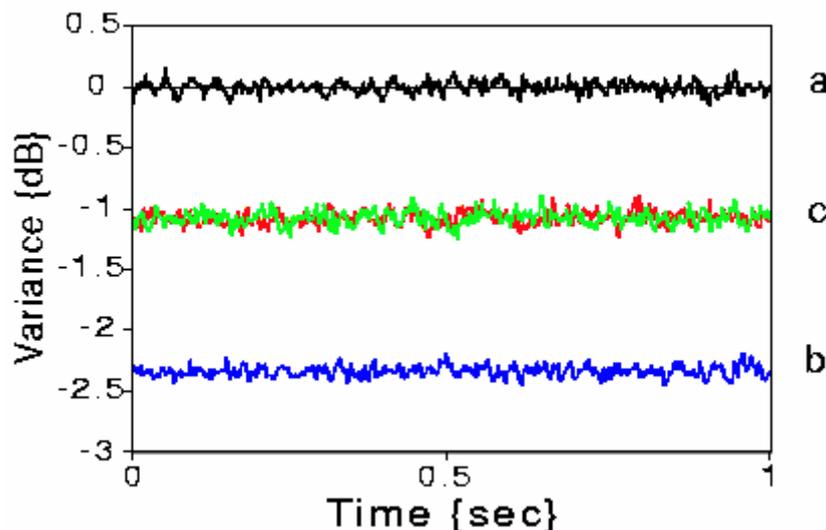


Figure 20: Densité spectrale de bruit normalisé au bruit de grenaille à 4,5MHz avec une bande passante de résolution de 100kHz. a) somme des deux photocourants. b) différence entre les deux quadrants. c) bruit sur chaque détecteur

Mesure (a) : Le bruit du faisceau bimode sur la somme des détecteurs correspond au bruit qui serait mesuré avec un détecteur de mêmes caractéristiques mais comportant un seul pixel. Ce bruit correspond au shot

noise. En effet le mode u_1 du faisceau cohérent étant orthogonal au mode u_0 du vide comprimé, on mesure la somme des bruits du faisceau cohérent et du vide non homodyné et donc en fait le bruit du champ cohérent.

Mesure (c) : L'orthogonalité entre u_0 et u_1 n'étant vérifiée que lorsque l'on considère l'intégralité des modes, la mesure de l'intensité sur la moitié du faisceau bimode est complètement différente de la mesure précédente : Le bruit sur un seul détecteur est inférieur au bruit de grenaille (1,08dB sous le bruit quantique standard). En effet, on mesure là le bruit local d'une moitié du vide comprimé homodynée par une moitié de faisceau cohérent. Le faisceau bimode ainsi produit est donc non-classique et présente une compression locale des fluctuations, sans présenter de compression globale. Cette mesure a constitué à notre connaissance, la première observation de squeezing local. De plus, le vide comprimé étant monomode, on peut déduire de cette mesure et de la relation (III.1) le bruit total du vide comprimé que nous pouvons évaluer à 2,52dB. Nous avons vu précédemment que le bruit estimé après la lame partiellement réfléchissante était de 3,1dB. La dégradation n'est donc que de 0,6dB (13%). Compte tenu de l'homodynage particulier réalisé, avec un faisceau qui diffracte beaucoup, ces résultats nous ont semblés satisfaisants.

Mesure (b) : Le bruit sur la différence des intensités des moitiés du faisceau résultant est de 2,34dB sous le shot noise. Il s'agit de la première mise en évidence expérimentale d'une corrélation spatiale quantique.

Si le champ cohérent est bien retourné, mélanger le vide comprimé avec le mode cohérent retourné puis faire la différence entre les intensités des deux moitiés du faisceau résultant est équivalent à mélanger le vide comprimé avec le faisceau cohérent non retourné et à sommer les intensités des deux moitiés du faisceau résultant. On homodyne ainsi le vide comprimé par un champ cohérent non retourné et on mesure son bruit. Les 2,34dB de la mesure sont donc à comparer aux 2.52dB du bruit total du vide comprimé. L'écart faible est probablement dû à une lame de phase qui ne déphase pas exactement de π ou à un faisceau cohérent pas parfaitement symétrique après son passage dans l'électro-optique.

Tout était alors en place pour pouvoir effectuer la mesure de déplacement.

c) mesure d'un petit déplacement

On applique un petit déplacement au champ cohérent qui se déplace de 0,29nm. On réalise deux mesures. Dans la première, on mélange bien le champ cohérent et le vide comprimé. On obtient la courbe (b). Dans la deuxième on mélange du vide cohérent et le champ cohérent, ce qui revient à effectuer la mesure avec le champ cohérent retourné. On obtient la courbe (a). On compare ainsi le résultat de la mesure non classique avec la même mesure effectuée avec des faisceaux classiques et correspondant à la limite quantique standard. Dans la mesure (a) le rapport signal (mesuré à 4,5MHz) sur bruit (mesuré en dehors du pic central) est de 0,68. Le signal ne sort du bruit que parce que l'on a fait une moyenne sur 10 acquisitions. Dans la mesure (b) le rapport signal sur bruit est de 1,2. Il y a eu amélioration du rapport signal à bruit d'un facteur 1,7. On a donc augmenté la sensibilité de la mesure de 1,7.

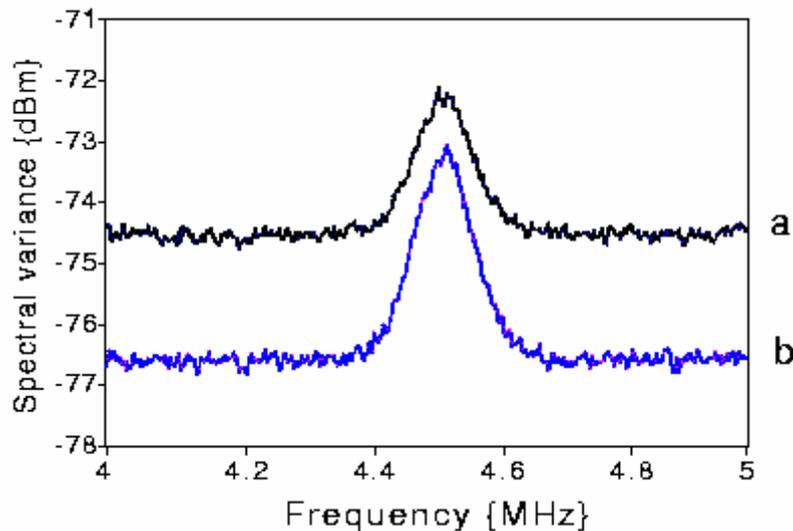


Figure 21: spectre de bruit de la différence des photocourants en présence d'un petit déplacement oscillant du faisceau à une fréquence de 4,5MHz et avec une amplitude de 0,29nm. Ces courbes sont obtenues avec une bande passante de 100kHz et en moyennant sur 10 enregistrements successifs a) faisceau cohérent .b) faisceau bimode non-classique

Nous avons montré ici que des états multimode non-classiques pouvaient être utilisés dans l'amélioration de la sensibilité dans la mesure de petits déplacements. Cette étude avait été faite pour un déplacement sur une dimension transverse. L'équipe australienne l'a généralisée à deux dimensions avec des détecteurs à quadrants. La compression et des corrélations quantiques spatiales ont déjà été démontrées. L'expérience de déplacement proprement dite est en cours de réalisation. Cette expérience a permis une application de l'ingénierie des modes transverses à une mesure de petits déplacements.

D) Optique quantique dans un OPO dégénéré en modes transverses

L'expérience précédente illustre comment, pour une mesure donnée, on peut construire le bon faisceau non-classique qui permet de passer en dessous de la limite quantique standard. Dans l'expérience que nous développons au laboratoire nous cherchons à développer des faisceaux multimodes non classiques pour en étudier leurs propriétés quantiques spatiales.

1) Introduction

a) Historique

En début 96, dans le cadre du projet européen QStruct, nous avons pour mission de monter une expérience d'optique quantique multimode à l'aide d'OPO dégénérés en modes transverses. Nous souhaitons mettre en évidence des effets de compression locale du bruit et des corrélations quantiques spatiales entre différentes parties du même faisceau. Ce sujet

était à peine défriché au niveau expérimental puisque l'optique quantique transverse n'avait été que peu étudiée et ne l'avait été que dans le régime de comptage de photons et en mode pulsé. Rien n'avait été encore fait en régime continu. Les effets quantiques transverses ne s'observant que pour une émission multimode, les expériences en continu impliquaient de travailler avec des OPOs continus dégénérés en mode transverses. En dehors des caractéristiques transverses de leurs fluctuations, les faisceaux émis par ces OPO ont une structure transverse souvent très complexe. Dans le cadre des OPOs dégénérés en modes transverses, l'optique quantique multimode transverse est connexe au domaine de l'optique non-linéaire des structures auto-organisées [Marte98].

A cette époque, peu de groupes avaient étudié expérimentalement les motifs optiques qui pouvaient être émis dans les milieux non-linéaires du deuxième ordre par l'interaction non-linéaire. Quelques études débutaient dans les amplificateurs paramétriques optiques [Di Trapani98] [Berzanskis99]. Les deux premières expériences sur les OPOs ont commencé en parallèle, une à Lille au laboratoire PhLAM et une au laboratoire Kastler Brossel.

La première partie de notre travail relevait de l'optique non-linéaire classique et consistait à étudier les motifs optiques émis par des OPOs dégénérés en modes transverses. Notre but était de maîtriser le fonctionnement des OPOs en régime dégénéré afin de pouvoir réaliser des expériences d'optique quantique. La deuxième partie de ce travail encore en cours de réalisation relève de l'optique quantique et consiste à mesurer le bruit et les corrélations quantiques des faisceaux multimodes émis par ces OPOs.

b) Les acteurs

Un certain nombre de personnes ont participé à cette expérience. Deux visiteurs post-doctoraux, Matthias Vaupel et Sara Ducci ont passé chacun entre un et deux ans avec nous. Trois étudiants en thèse ont travaillé sur cette expérience. Nicolas Treps a été le premier à travailler sur ce sujet. Marcelo Martinelli en cours de thèse brésilienne est venu passer un an chez nous. Sylvain Gigan est actuellement en cours de thèse. Deux théoriciens, Dominique Leduc et Enrico Brambilla sont venus en cours ou en fin de thèse et ont essayé de modéliser les structures transverses que nous observions. Un certain nombre de stagiaires au niveau DEA ou maîtrise/fin d'école d'ingénieur ont passé des durées plus courtes sur des sujets pour la plupart expérimentaux

Mon apport a été un travail de conception, de réalisation et d'encadrement. Durant la première année, je me suis attachée à définir les différents éléments de l'expérience. En parallèle, j'ai mis au point la source de l'OPO. Nous disposions du laser Nd :YAG injecté utilisé dans l'expérience de spectroscopie. Je me suis attachée à construire le doubleur qui devait servir à pomper l'OPO. En effet le doubleur utilisé dans l'expérience de spectroscopie n'était pas assez puissant et présentait des problèmes de stabilité. J'ai ensuite développé la chaîne de détection utilisée pour les mesures de bruit. Au cours de la construction de cette chaîne de détection, j'ai pu bénéficier sur un certain nombre de points de l'aide de plusieurs

stagiaires et thésards. Enfin, la plus importante partie de mon travail depuis que nous avons commencé cette expérience, a consisté à encadrer les différentes personnes qui ont travaillé avec nous.

2) *Expérience*

a) Source

La source laser injectée a déjà été décrite dans l'expérience de spectroscopie. Elle n'a pas été notablement modifiée depuis cette époque. Le doubleur a lui été complètement modifié. La cavité est linéaire et semi-monolithique : une face d'un cristal est traitée pour avoir une réflexion maximum pour les ondes à 532nm et à 1064nm et joue ainsi le rôle d'un miroir pour la cavité. L'autre miroir est un miroir diélectrique classique. La cavité est ainsi beaucoup plus compacte et stable. Le cristal doubleur est du Mg:LiNbO₃ qui a été dopé afin d'éviter les dommages photoréfractifs. Une fois la cavité asservie par la méthode des bandes latérales [Drever83], le doubleur est susceptible d'émettre un faisceau monomode de 1,8W de vert. En fonctionnement standard et compte tenu de tous les éléments optiques sur le trajet du faisceau vert (isolateur optique, ...), on peut compter sur plus d'un Watt de vert à l'entrée de l'OPO.

Pour observer des effets quantiques transverses dans une cavité multimode, il faut exciter plusieurs modes. Il est donc nécessaire que la pompe soit plus large que le mode fondamental TEM₀₀ de la cavité [Petsas02] et donc que nous disposions d'une puissance suffisante dans le vert.

b) OPO

L'OPO comporte une cavité dégénérée en modes transverses et un cristal non-linéaire de KTP.

α) Cavité

On peut en faisant varier la distance entre les miroirs de quelques centimètres passer d'une configuration à une autre. Il est aisé de passer d'une cavité confocale (longueur optique de la cavité égale au rayon de courbure des miroirs) à une cavité concentrique (longueur optique de la cavité égale au double des rayons de courbure).

La longueur de la cavité peut aussi varier de quelques millimètres. On peut ainsi passer d'une configuration dégénérée en modes transverses à une configuration non-dégénérée. La variation de longueur est là qualifiée de macroscopique. Cette variation est complètement différente de celle que nous qualifions de microscopique et qui correspond à un balayage en longueur de la cavité grâce à une cale piezo-électrique. La variation correspondante, typiquement de quelques centaines de nm, permet en mesurant l'intensité transmise par la cavité d'observer successivement les pics de résonances de différents modes.

Les cavités dégénérées en modes transverses telles que la cavité confocale (le centre de chaque miroir se situe sur l'autre miroir) ou la cavité concentrique (appelée aussi sphérique et pour laquelle les centres de courbure de chaque miroir sont confondus) sont des cavités marginalement

stables et elles ne sont dégénérées que pour une longueur de cavité bien précise qu'il est indispensable de pouvoir connaître expérimentalement.

La base naturelle pour une cavité usuelle, non dégénérée en modes transverses, est une base de modes de Hermite-Gauss TEM_{pq} [Siegman86]. Lorsque l'on balaie en longueur la cavité, on observe des résonances simultanées de tous les modes qui ont la même valeur de $p+q$ et qui constituent une famille de modes. Une cavité de longueur macroscopique donnée est dégénérée transversalement, lorsque en balayant la cavité, plusieurs familles résonnent pour la même longueur.

La dégénérescence transverse parfaite correspond à une longueur macroscopique critique de la cavité mais heureusement la dégénérescence expérimentale est plus facile à obtenir. En effet, lorsque l'on balaie en longueur la cavité, les pics de résonance transmis par la cavité ont une certaine largeur. La cavité est dégénérée transversalement dès le moment où les pics de familles différentes se recouvrent. La dégénérescence expérimentale ne correspond donc pas à une longueur précise mais à une plage de longueur.

Pour vérifier la dégénérescence expérimentale, une petite partie du laser Nd :YAG initial est prélevée et injectée directement dans la cavité. En la balayant en longueur, la position relative des pics de transmission indique s'il y a dégénérescence expérimentale.

β) Cristal

Le cristal de KTP étant de type II, le signal et le complémentaire ont des polarisations différentes et peuvent être aisément séparés. Le cristal de KTP est un cristal à walk-off compensé : il est constitué de deux parties, adhérentes optiquement, dans lesquelles l'angle de double réfraction a une direction opposée. Le walk-off est ainsi compensé à l'extérieur du cristal. Ceci est essentiel pour les cavités dégénérées en modes transverses qui sont des cavités instables et dont l'alignement est très critique. Des expériences similaires mais avec un cristal de KTP sans walk off compensé, réalisées à Lille au laboratoire PhLAM [Suret 00] ont donné des résultats complètement différents.

c) Détection

α) Structures classiques

La première partie de notre travail consistait à étudier les structures classiques émises par les OPOs dégénérés en modes transverses. Nous avons donc imagé le champ proche et le champ lointain et les avons observés avec des caméras CCD. Le champ proche est défini à la sortie du cristal non-linéaire.

β) Effets quantiques transverses

Pour observer les effets quantiques, le schéma expérimental est un peu plus complexe. Le premier point consiste à disposer de photodiodes à quadrants (4 pixels) de très bonne efficacité quantique. Nous disposons de photodiode en InGaAs dont l'efficacité quantique était supérieure à 90%. Les signaux ensuite doivent être amplifiés, démodulés, filtrés. Une partie importante de l'électronique a été développée au laboratoire, d'après des

schémas existants qui ont été adaptés. Les photodiodes étaient raccordées à quatre amplificateurs DC et quatre amplificateurs HF (un par quadrant). En HF, les amplificateurs doivent présenter un bruit minimum autour de quelques MHz, fréquence à laquelle nous mesurons le bruit quantique. Il était très important que les 8 voies HF et les 8 voies DC des deux détecteurs dont nous disposons, aient le même gain. Les photodiodes ayant initialement quasiment les mêmes caractéristiques, après équilibrage des différents amplificateurs, la réponse des photodiodes amplifiées étaient comparables, à 1% près. Ne disposant pas de 8 analyseurs de spectres, nous avons choisi de construire des chaînes de détection comportant outre la photodiode et son amplificateur, un premier amplificateur de spectre large et très bas bruit puis un démodulateur à fréquence variable et de bande passante comprise entre 5 et 100kHz, pour mesurer le bruit autour de quelques MHz et enfin un deuxième amplificateur juste avant la carte d'acquisition permettant de détecter les 8 voies DC et les 8 voies HF simultanément. Les 8 voies ont des réponses similaires et leur bruit électronique est suffisamment bas pour qu'il soit très inférieur au bruit de grenaille aux puissances auxquelles nous travaillons. Pour finir un programme Labview permet d'acquérir et d'exploiter les résultats des 8 voies DC et HF. Compte tenu de la complexité de la chaîne d'acquisition utilisée, il est très difficile d'équilibrer pour toute la gamme de fréquence à laquelle nous travaillons la réponse de toutes les électroniques. A chaque expérience le gain et le bruit électronique de chaque voie est mesuré et corrigé numériquement.

L'avantage de cette méthode par rapport à un analyseur de spectre est que l'équilibrage des voies est beaucoup plus simple. Il permet aussi de conserver les données brutes afin de pouvoir les traiter à posteriori.

χ) Les acteurs

J'ai réalisé une partie conséquente de ce travail en concevant, tout en m'appuyant sur la culture du laboratoire, la chaîne d'acquisition. J'ai réalisé le premier prototype. J'ai ensuite élaboré les procédures d'équilibrage. J'ai eu la chance de pouvoir bénéficier de l'aide de plusieurs personnes. Durant 2 mois en 99 Romain Alléaume stagiaire de Magistère a testé certaines propriétés des détecteurs. L'année suivante, Marcelo Martinelli a consacré quelques mois de sa thèse pour finaliser l'aspect électronique à la fois des détecteurs et de toute la chaîne d'acquisition qui suit. Nicolas Treps a écrit le programme Labview d'acquisition et de traitement de données.

3) Structures classiques

a) Contexte

Les premières études sur les motifs optiques ont été réalisées avec des milieux possédant une non-linéarité du troisième ordre. Dans le courant des années 90, les théoriciens se sont intéressés à la formation de motifs dans les milieux paramétriques. En 94 la formation de rouleaux dans les cavités comportant un milieu $\chi^{(2)}$ ont été prédites [Oppo94] [Staliunas95] [Longhi96] [Pey-Schuan-Jian99]. Les modèles se sont raffinés et plusieurs groupes y ont inclus la double réfraction qui joue un rôle important dans la génération des

structures [Ward00], [Taki00], [Santagiustina98], [Izús99] et dans la dynamique [Ward98]. L'effet d'un cristal de faible dimension a été également étudié [LeBerre99]. Des structures localisées ont été prédites [Oppo99] [Tlidi99]. La compétition entre modes transverses dans la génération paramétrique a aussi été étudiée [Schwob98] [Marte98]. Par ailleurs la formation des structures [Lodhal99] et leur dynamique [Lodhal01] ont aussi été étudiées dans le cadre non pas de la génération paramétrique mais du doublage de fréquence.

Sur le plan expérimental, les seules études concernaient des OPA avec l'observation de structures transverses [Di Trapani98] [Berzanskis99] et l'étude des propriétés spatiales de l'émission paramétrique [Devaux00] [Nishikawa96].

Alors que nous envisagions de monter une expérience avec des OPOs, deux groupes, un expérimental et un théorique du laboratoire PhLAM à Lille, projetaient aussi d'étudier les structures transverses dans les OPO. Ces groupes possédaient une solide culture dans les domaines de la formation de structures transverses [Taki00] et de la dynamique des systèmes [Ward98]. Ils envisageaient donc de s'orienter dans cette direction [Suret00a]. De notre côté, notre but était plutôt d'étudier les effets quantiques transverses de l'émission. Nous avons donc décidé de mettre en commun nos compétences. Pierre Suret est venu faire un stage dans notre équipe pour apprendre à construire un OPO, et les deux expériences ont été montées en parallèle. Seules la pompe et le cristal non-linéaire différaient. Le cristal en fait a joué un rôle essentiel et les résultats ont été assez différents. Cependant, tout ce travail a donné lieu à des collaborations fructueuses.

Le travail sur les motifs optiques présenté ici s'est terminé en fin 2000, période à laquelle nous nous sommes entièrement consacré aux effets quantiques dans les OPOs.

Matthias Vaupel a initié ce travail et c'est à cette époque que nous avons effectué l'essentiel du travail sur les OPOs confocaux. Durant cette période nous avons abordé un certain nombre de problèmes inhérents aux OPOs dégénérés en modes transverses. Par la suite, durant la thèse de Nicolas Treps et le séjour de Sara Ducci, nous avons étudié les cavités planes et concentriques.

b) L'OPO confocal

Un OPO comportant deux miroirs de rayon de courbure R est dit confocal lorsque la longueur optique de la cavité vue par les modes transverses est égale à R . Le cristal non-linéaire étant absorbant à 532nm (3%) et à 1064nm (0,45%), les ondes dans la cavité induisent dans le cristal des effets thermiques importants qui changent les caractéristiques de la cavité. Nous avons étudié l'influence des effets thermiques sur la dégénérescence de la cavité puis analysé les structures obtenues.

a) Effets thermiques

Pour vérifier si l'OPO est bien dégénéré en modes transverses et évaluer l'importance des effets thermiques, la cavité est injectée avec un faisceau à 1064nm directement issu du laser initial. On balaie en longueur la cavité et on observe en transmission les pics de résonance du faisceau infrarouge. On

III) Optique quantique multimode

compare les effets obtenus sans pompe (cavité froide) et en présence de pompe (cavité chaude). Dans la cavité froide, les effets thermiques sont négligeables car l'infrarouge injecté est très peu puissant. Pour la cavité chaude, pour éviter d'observer un effet parasite dû à l'émission paramétrique, la polarisation de la pompe est orthogonale à celle qui permet à l'OPO de laser.

Les effets thermiques dans l'OPO sont de plusieurs types : l'indice (n) dépendant de la température, la longueur optique (nL) de la cavité est modifiée. Lorsque le cristal est chauffé, la courbe donnant lors du balayage en longueur de la cavité les pics de transmission sera globalement déplacée. Les variations de longueurs induites correspondent aux variations de longueur typiques lors du balayage de la cavité (500nm environ).

Par ailleurs, les pics de résonance induisent du fait de la forme gaussienne des faisceaux une lentille thermique qui elle change les caractéristiques géométriques de la cavité. En fonction de la focale de cette lentille, une cavité dégénérée en modes transverses sans effets thermiques pourra alors devenir non-dégénérée. Il est nécessaire pour retrouver la dégénérescence de changer la longueur macroscopique de la cavité. Dans l'expérience, la variation typique de longueur était de quelques mm pour une centaine de mW de vert injecté. En fait quand l'OPO oscille, l'infrarouge très résonant dans la cavité contribue de manière importante aux effets thermiques [Suret01a] [Suret01b]. Lorsque les structures sont émises, la forme transverse des faisceaux ne correspond plus un TEM_{00} et les effets thermiques ne peuvent plus être modélisés par une simple lentille sphérique de focale f . De surcroît, ces effets thermiques, jouant sur la dégénérescence transverse de la cavité, modifient les structures émises [Ducci01] qui elles mêmes induisent une lentille. Durant le séjour d'Enrico Brambilla et avec le concours de M. Le Berre, E. Ressayre et A. Tallet au LPPM à Orsay, nous avons essayé de modéliser ces effets thermiques en s'appuyant sur nos données expérimentales. A l'heure actuelle compte tenu de la difficulté de ce problème, les résultats n'ont pas été très concluants. Depuis le départ d'Enrico, ces travaux sont toujours poursuivis dans le groupe d'Orsay. Faute de personnes disponibles dans notre groupe, nous nous contentons maintenant de leur fournir des données expérimentales.

Pour étudier l'effet de la lentille thermique sur la dégénérescence de la cavité, nous avons observé les structures en champ proche et en champ lointain pour différentes longueurs de cavité. Les résultats en champ proche sont présentés dans la figure suivante.

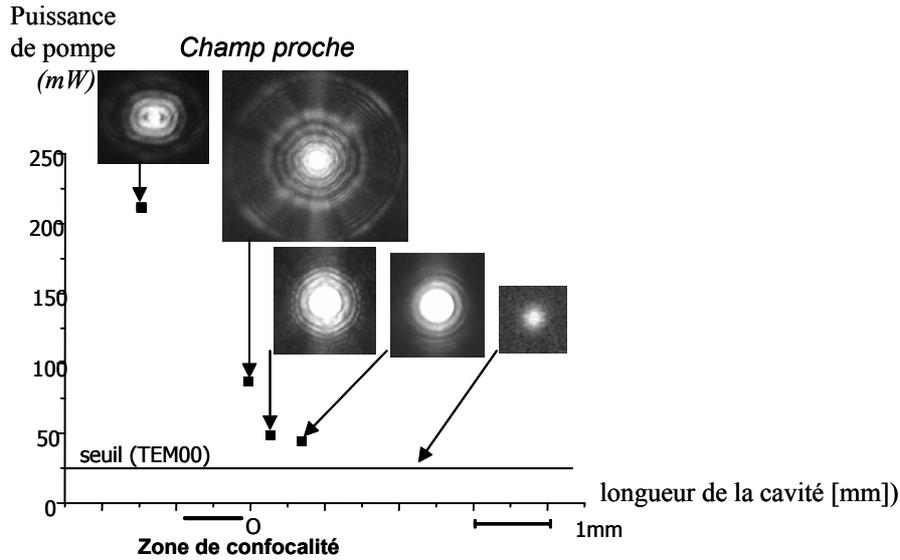


Figure 22: Structures transverses en champ proche et seuil d'émission du mode TEM_{00} en fonction de la longueur de la cavité.

Pour 300mW de pompe, la confocalité est obtenue pour une longueur de cavité L_{300} correspondant à 0 sur le graphe ci-dessus. La confocalité à froid, c'est-à-dire lorsque il n'y a pas de pompe et donc d'effets thermique est obtenue pour une longueur de cavité correspondant sur le graphe à $L_{300}+1,25\text{mm}$. Les structures sont obtenues pour des longueurs de cavités comprises entre $L_{300}+1\text{mm}$ et $L_{300}-2\text{mm}$. Cette plage de dégénérescence est relativement large grâce aux effets thermiques.

β) Structures transverses

Les structures complexes sont obtenues [Vaupel99] pour des longueurs de cavité « chaude » plus courtes que la longueur de la cavité « froide ». Ces motifs sont très robustes avec la puissance de la pompe. Leurs profils transverses sont différents en champ lointain et champ proche. Le centre des motifs dont la taille peut être approximée par une superposition d'un grand nombre de modes TEM_{pq} de la cavité, peuvent présenter parfois l'allure complexe présentée dans la figure ci-dessous.

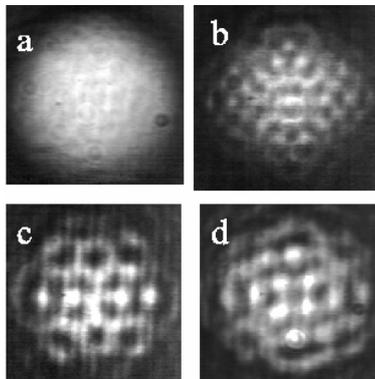


Figure 23: Centre de l'intensité du signal (polarisation ordinaire) en champ lointain pour différentes longueurs de cavité (a) : -0,5mm, (b) : -0,4mm, (c) et (d) :-1mm, ces dernières longueurs étant différentes d'une fraction de μm .

III) Optique quantique multimode

Les structures très complexes obtenues sont une indication que ces faisceaux résultent de la superposition d'un grand nombre de modes TEM_{pq} .

Les structures du signal, du complémentaire et de la pompe peuvent être complètement différentes comme le montre la figure ci-dessous.

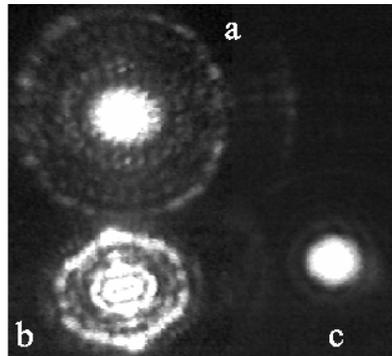


Figure 24: distribution d'intensité en champ lointain pour le complémentaire (a), le signal (b) et la pompe (c) pour une puissance de pompe de 360mW et une longueur de cavité égale à $L_{300}-0,5\text{mm}$.

La pompe a une distribution d'intensité proche d'un TEM_{00} alors que le signal (polarisation ordinaire) et le complémentaire (polarisation extraordinaire) ont des structures différentes. La répartition transverse d'intensité du signal et du complémentaire n'est donc pas imposée par la structure spatiale de la pompe mais par la non-linéarité elle-même.

c) L'OPO concentrique

Nous avons étudié une autre cavité dégénérée : la cavité concentrique. La cavité concentrique est une cavité beaucoup plus délicate que la cavité confocale. Elle est beaucoup plus difficile à aligner et les conditions de dégénérescence sont beaucoup plus sévères. De plus elle aussi beaucoup moins stable que la cavité stable. Une cavité confocale ($L=R$) est marginalement stable mais une cavité quasiconfocale est stable pour $L \lesssim R$ et $L \gtrsim R$. Une cavité concentrique ($L=2R$) est marginalement stable mais la cavité quasiconcentrique est stable pour $L \lesssim 2R$ et instable pour $L \gtrsim 2R$. Il était donc indispensable de bien maîtriser ce type de cavité avant d'étudier les effets quantiques. Ce travail [Ducci01] a été réalisé après le départ de Matthias Vaupel.

Les structures obtenues sont complexes. Mais très proche de la concentricité, c'est à dire pour des longueurs très voisines de celles pour lesquelles la cavité devient instable, les structures sont diffuses. Les structures obtenues sont présentées dans la figure suivante

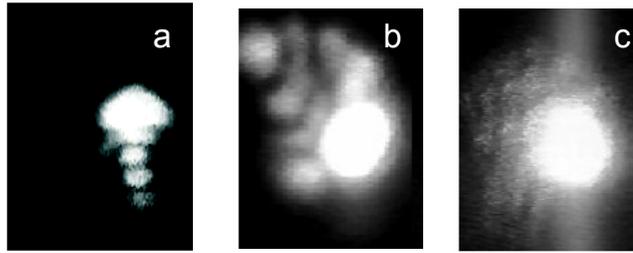


Figure 25: Structures en champ proche en fonction de la longueur de la cavité et de son écart à la concentricité exacte.

(a) écart: $500\mu\text{m}$, (b) écart : $200\mu\text{m}$, (c) écart : $50\mu\text{m}$

Ces structures se sont révélées très différentes de celles obtenues à Lille [Suret02] dans des conditions comparables. Cependant le cristal utilisé à Lille était un cristal de KTP standard sans compensation de la double réfraction. La cavité n'était pas vraiment dégénérée en modes transverses car elle devait être alignée à la fois pour le signal et le complémentaire qui n'ont pas la même direction de propagation dans le cristal et donc pas le trajet optique dans la cavité. Les simulations [Suret02], en excellent accord avec les structures expérimentales, ont montré que les structures obtenues correspondaient à des modes compliqués de cavité. Dans notre cas, le cristal de KTP est un cristal dont la double réfraction est compensée. En dehors du cristal, signal et complémentaire ont le même trajet optique.

d) L'OPO plan

Les études sur l'OPO plan correspondaient à une demande forte des théoriciens. En effet un grand nombre de modèles n'introduisent pas la courbure des miroirs, ce qui constitue une simplification conséquente. La simulation des expériences réalisées en cavité plane auraient alors été plus faciles. Malheureusement les effets thermiques induisent une lentille qui est équivalente à rajouter une concavité aux miroirs si bien que la cavité plane expérimentale n'était pas simplement réalisable.

4) Propriétés quantiques spatiales des faisceaux émis

a) Historique

A la fin de ces expériences, nous avons estimé que nous connaissions suffisamment le fonctionnement de ces cavités pour pouvoir commencer l'expérience d'optique quantique proprement dite. Le gros de ce travail a été réalisé à la fin du séjour de Marcelo Martinelli et au début de la thèse de Sylvain Gigan.

Nous avons commencé à travailler sur la cavité concentrique espérant mesurer des faisceaux siamois au-dessus du seuil. En effet, l'avantage était que la détection était relativement simple car il n'était pas nécessaire de disposer d'oscillateur local qui compte tenu de la configuration de l'expérience à l'époque était difficile à mettre en place. Malheureusement, à cause la grande instabilité de l'OPO concentrique, nos résultats n'ont pas été à la hauteur de nos espérances. Je me contenterais donc d'exposer nos résultats dans le cadre d'un OPO confocal.

b) L'OPO confocal

Compte tenu du fait que nous ne pouvions pas disposer d'un oscillateur local, nous n'avons pas cherché jusqu'ici à mesurer de la compression locale. Nous avons commencé à étudier les faisceaux émis afin de déterminer s'ils étaient vraiment multimode au sens défini au début de cette partie (II).

α) L'expérience

Comme je l'ai exposé plus haut, la distribution transverse des fluctuations d'un faisceau monomode est aléatoire. De même, on montre [Martinelli02] que le bruit sur la différence d'intensité entre le signal et complémentaire émis par un OPO a aussi une répartition spatiale aléatoire quand les faisceaux sont monomodes. Il est donc possible de savoir si l'émission d'un OPO est multimode, en plaçant un diaphragme d'ouverture variable à la sortie de la cavité et avant que signal et complémentaire ne soient séparés pour être détectés. Le bruit de la différence normalisé au bruit de grenaille local, varie linéairement avec la transmission du diaphragme lorsque les faisceaux sont monomodes (voir partie II.B.2).

β) Les mesures

L'expérience [Martinelli02] a été réalisée en utilisant un seul pixel de chaque détecteur, pour différentes longueurs de cavité, en dehors et dans la plage de confocalité. La figure ci-dessous présente les résultats dans deux configurations : dans la première la longueur de la cavité est supérieure à la longueur de la cavité confocale froide (L_{conf}). Dans la deuxième, la longueur de la cavité se situe à l'intérieur de la plage de confocalité. On ferme progressivement le diaphragme et en acquérant à chaque fois le bruit du signal et du complémentaire. On calcule ensuite la différence d'intensité normalisée N_d qui vérifie la relation suivante :

$$N_d = \frac{\langle (\delta N_s - \delta N_c)^2 \rangle}{\langle N_s + N_c \rangle}$$

N_s et N_i correspondent aux nombre de photons mesurés pour le signal et le complémentaire et δN_s et δN_i à leurs fluctuations. Les points sur la figure correspondent aux mesures expérimentales. Les lignes droites représentent la valeur N_d qui serait obtenue avec des faisceaux monomodes transverses et qui auraient la même corrélation totale (diaphragme ouvert) que les faisceaux étudiés.

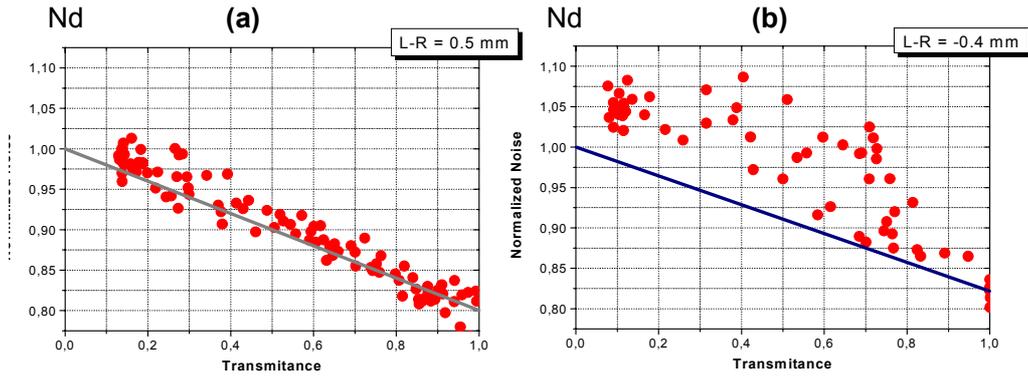


Figure 26: Distribution spatiale du bruit de la différence d'intensité normalisé N_d en fonction de la transmittance du diaphragme. L_{conf} correspond à la confocalité à froid. (a) $L=L_{conf}+0,5mm$. (b) $L=L_{conf}-0,4mm$.
Ligne droite : valeurs qui seraient prises par N_d avec des faisceaux monomodes présentant la même corrélation quand l'iris est ouvert.

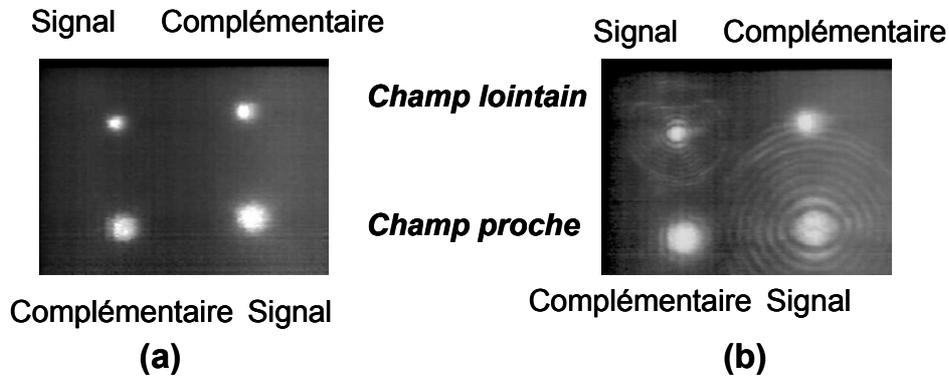


Figure 27: Distribution d'intensité du signal et du complémentaire en champ proche et en champ lointain. (a) $L=L_{conf}+0,5mm$. (b) $L=L_{conf}-0,4mm$

La variation du bruit de la différence normalisée varie bien linéairement avec la transmittance au-delà de la zone de confocalité lorsque l'émission est TEM_{00} . Par contre, dans la plage de confocalité, la variation n'est plus linéaire et les faisceaux sont donc multimodes.

D'autre part, la variance du bruit normalisé de la différence d'intensité est égale à 0,8 dans les deux cas. La compression, déjà observée dans des OPOs monomodes [Mertz91], se conserve donc dans le cas multimode.

Nos études se sont arrêtées alors pendant quelques mois. En effet, la table optique étant devenu beaucoup trop petite pour envisager tout développement futur, nous avons acheté une table bien plus grande et démonté puis remonté l'expérience. Elle est actuellement beaucoup plus stable et nous pouvons envisager des développements futurs.

IV) Conclusions et perspectives

A) Conclusions

Au cours de ces quelques années nous avons exploré quelques aspects de l'optique quantique transverse. Nous nous sommes intéressés aux propriétés spécifiques des fluctuations quantiques transverses des faisceaux et à leur application : L'expérience réalisée en collaboration avec l'Australie en est une illustration. Elle a permis de mesurer le déplacement d'un faisceau sous la limite quantique standard. Elle a aussi constitué la première mise en évidence expérimentale de compression et de corrélations quantiques spatiales. Cette expérience pourrait s'intituler « ingénierie des faisceaux non-classiques », car, pour un type de mesure donnée, on génère le faisceau non classique spécifique adéquat. Notre démarche pour notre expérience parisienne était autre. Il s'agissait plutôt de construire un OPO dégénéré en modes transverses qui soit une source de lumière multimode transverse non-classique pouvant ensuite être utilisée dans diverses expériences. L'OPO dégénéré en modes transverses dans la configuration confocale est maintenant opérationnel et nous avons pu mettre en évidence des corrélations quantiques spatiales entre le signal et le complémentaire.

Face à nos objectifs initiaux, certains n'ont pas encore été atteints. Par exemple dans la cavité confocale, nous n'avons pas encore essayé d'observer la compression du bruit spatial prédite sous le seuil d'oscillation [Lugiato97]. A l'heure actuelle, disposant des outils nécessaires, cette expérience fait partie de nos objectifs à court terme. Par ailleurs, nous n'avons pour l'instant pas réussi à obtenir des faisceaux siamois probablement car nous ne sommes pas encore parvenus à faire fonctionner de manière vraiment dégénérée en modes transverses la cavité concentrique. La concentricité étant très critique et l'indice du cristal n'étant pas le même pour le signal et le complémentaire, il serait probablement nécessaire de placer dans la cavité deux cristaux à double réfraction compensée, à 90° l'un de l'autre. Cependant, dans cette configuration, le cristal ne pourrait plus être considéré comme mince comme la plupart des études théoriques le supposent. Des calculs prenant plus en compte les paramètres réels de l'expérience (épaisseur du cristal ou la taille finie de la pompe) ont déjà débuté en collaboration avec nos partenaires italiens [Petsas02] et devrait permettre de définir les conditions expérimentales qui nous permettraient d'observer des effets quantiques spatiaux suffisamment importants. Il apparaît déjà qu'il est essentiel que la pompe soit très large par rapport à la taille du mode caractéristique de la cavité.

Notre source nous permet d'envisager d'autres expériences que je présenterai dans les lignes suivantes. Je détaillerai particulièrement l'amplification des images, car il s'agit d'une perspective à court terme. Cette expérience commence actuellement et devrait constituer une partie importante de la thèse de Sylvain Gigan. Je présenterai ensuite les autres voies qui s'ouvrent à nous à plus long terme.

B) Perspectives

Certaines des expériences que je vais présenter ici ont déjà été réalisées dans des configurations sans cavité et dans d'autres régimes soit en fluorescence paramétrique, soit en émission paramétrique stimulée en mode pulsé. En effet, le processus élémentaire de génération de paires à l'origine des effets quantiques ayant lieu dans le milieu non-linéaire, il est plus simple, au moins conceptuellement, de s'affranchir des effets supplémentaires dus à la cavité. On peut donc se demander quels sont les intérêts autres que fondamentaux qui motivent la réalisation de ces expériences avec des OPOs continus qui émettent des faisceaux intenses (quelques mW).

Les études en fluorescence paramétrique souffrent de deux inconvénients. Les limites quantiques standard varient en $1/\sqrt{N}$ où N le nombre de photons détectés est, en fluorescence paramétrique, très faible. Dépasser cette limite est possible mais le bruit de grenaille étant très élevé par rapport à l'intensité du faisceau, les expériences ne sont pas très favorables à une mesure de grande sensibilité. En régime de faisceaux intenses, les mesures de grande sensibilité sont réalisées en partant d'un rapport signal à bruit faible même avec des champs cohérents. Par ailleurs, le débit de photons très faible en fluorescence paramétrique, peut être un handicap en information quantique dans des expériences où l'on chercherait à faire transiter en parallèle et en continu un grand nombre d'informations. Par contre, la mesure des différentes parties des faisceaux en régime intense peut se faire de manière simultanée avec des détecteurs courants disposés en matrice (CCD, photodiode comportant plusieurs pixels). De plus pour nos OPO, l'émission est continue.

Les faisceaux pulsés sont suffisamment puissants pour que l'émission paramétrique soit intense même après un seul passage dans le cristal. Pour une finalité en optique quantique, la source doit avoir peu de fluctuations et les bons candidats sont des sources à blocage de modes ou des sources pulsés en régime femto-secondes. Cependant certaines applications ne peuvent pas être réalisées avec des faisceaux trop puissants et l'OPO est une bonne alternative. De plus, ces sources nécessitent une infrastructure assez lourde et sont plus difficilement miniaturisables que des OPOs continus.

1) *Amplification d'images*

Ce projet fait le lien entre l'amplification sans bruit de faisceaux monomodes [Ou93] [Levenson93] et l'amplification classique des images [Devaux95]. Je commencerai d'abord par rappeler les principaux résultats concernant l'amplification monomode avant d'aborder le projet proprement qui consiste à amplifier des images et à mettre en évidence leurs propriétés quantiques spatiales.

a) Amplification monomode

Un amplificateur paramétrique optique (OPA) peut fonctionner soit dans une configuration où il n'est constitué que d'un cristal pompé [Caves82], soit dans une configuration où il s'agit un oscillateur paramétrique optique

[Protsenko94] pompé sous son seuil d'oscillation. Je présenterai les principales caractéristiques des amplificateurs dans la configuration sans cavité plus simple à exposer et je montrerai qu'elles peuvent être adaptées au cas de l'OPO.

α) Amplifications sensible et insensible à la phase

Les amplificateurs paramétriques étudiés ici comportent deux voies d'entrées et deux voies de sortie, correspondant au signal et au complémentaire. La pompe supposée plane fournit l'énergie nécessaire à l'amplification.

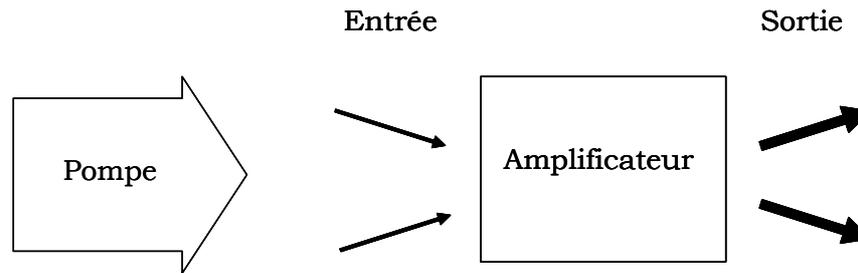


Figure 28: Amplificateur paramétrique

Deux situations complètement différentes peuvent être envisagées. Dans la première, dite insensible à la phase, seul le signal est injecté à l'entrée. Dans la seconde, dite sensible à la phase signal et complémentaire sont injectés simultanément.

L'efficacité de l'interaction paramétrique dépend de la phase relative φ ($\varphi = \varphi_p - \varphi_s - \varphi_c$) entre la pompe, le signal et le complémentaire. Dans le cas de l'amplification insensible à la phase (AIP), le complémentaire est généré dans le cristal avec une phase qui maximise le gain paramétrique. L'amplification est donc indépendante de la phase initiale du signal. Dans le cas de l'amplification dépendant de la phase, les phases des trois ondes sont déjà fixées à l'entrée du cristal. Le gain va dépendre de la valeur de la phase relative φ . Lorsqu'elle est nulle, l'interaction est constructive et le gain G_0 est maximum. Lorsqu'elle vaut π , il y a déamplification des ondes injectées à l'entrée et G_π est égal à $1/G_0$.

Un amplificateur est caractérisé d'une part par son gain (rapport entre la puissance en sortie et la puissance injectée) et d'autre part par sa figure de bruit qui traduit la dégradation du rapport signal à bruit en puissance entre l'entrée et la sortie. Il est donc intéressant d'étudier les fluctuations des champs avant et après l'amplificateur.

β) Les fluctuations à la sortie de l'amplificateur

Dans la configuration insensible à la phase, le gain ne dépend pas de la phase du signal injecté et l'amplification est la même quelque soient les quadratures du signal et de ses fluctuations. Les fluctuations du vide entrant dans l'amplificateur par sa voie non injectée contribuent au bruit des champs à la sortie. Dans un tel schéma, les fluctuations sont plus amplifiées que le champ moyen et le rapport signal sur bruit se dégrade. Dans la limite des grands gains, la figure de bruit est de -3dB.

IV) Conclusions et perspectives

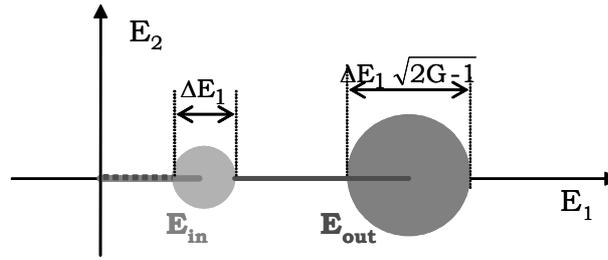


Figure 29: Représentation dans l'espace des phases de l'amplification du signal et de ses fluctuations dans la configuration insensible à la phase. G correspond au gain entre l'entrée et la sortie pour l'intensité moyenne du signal.

Dans la configuration sensible à la phase, les deux voies d'entrée sont injectées. L'amplificateur magnifie une quadrature du champ et déamplifie l'autre. Pour une quadrature donnée, le gain est le même pour le champ moyen et ses fluctuations. Le signal et le bruit étant amplifiés du même facteur, il y a conservation du rapport signal à bruit. Dans la limite des grands gains, la figure de bruit vaut 1. Il y a amplification sans bruit [Levenson93].

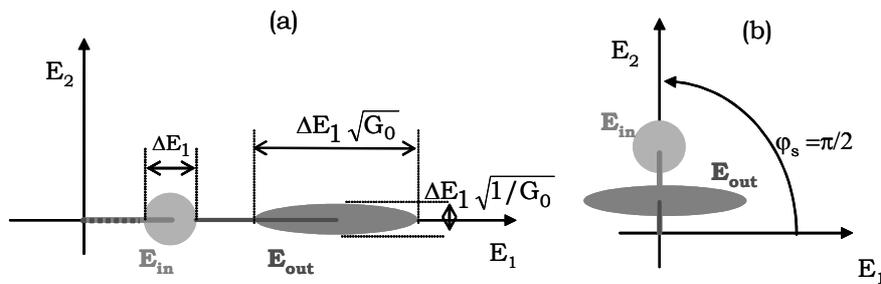


Figure 30: Amplification (a) et déamplification (b) dans la configuration sensible à la phase pour deux quadratures du signal avec $\phi_p=0$ et $\phi_s=\phi_c$

Pour des forts gains, dans les deux configurations sensible et insensible à la phase, le signal et le complémentaire sont corrélés au niveau quantique. Leurs fluctuations d'intensité sont corrélées et de phase anticorrélées. On retrouve les mêmes propriétés d'intrication du signal et du complémentaire, que dans l'émission d'un générateur paramétrique optique

Ces résultats sont généralisables à un OPO sous le seuil d'oscillation [Protsenko94].

L'amplification sans bruit pour des faisceaux monomodes a déjà été observée pour un OPA en régime pulsé [Levenson93] et pour un OPO sous le seuil [Ou93]

b) Amplification des images

La génération paramétrique permet aussi d'amplifier des images. En régime pulsé, l'amplification classique des images a déjà été obtenue expérimentalement [Devaux 95]. L'amplification sans bruit des images est une généralisation au cas multimode des concepts développés dans la partie précédente. Là encore les études théoriques ont été principalement réalisées au cas le plus simple sans cavité. Le dispositif amplificateur consiste en un

cristal non linéaire pompé par une onde plane et placé au centre d'un dispositif télescopique.

Dans la configuration insensible à la phase, on positionne l'objet dans le plan focal objet de la première lentille de telle sorte que sa transformée de Fourier soit dans le plan du cristal. La deuxième lentille permet d'effectuer la transformée de Fourier inverse et d'observer l'image de l'objet sur un écran dans son plan focal. L'objet joue le rôle du signal qui est amplifié et dupliqué par l'interaction paramétrique. Sur l'écran, deux images parfaitement symétriques peuvent être observées. L'une correspond au signal amplifié et l'autre au complémentaire. Leurs fluctuations sont corrélées en intensité et anticorrélées en phase [Navez01].

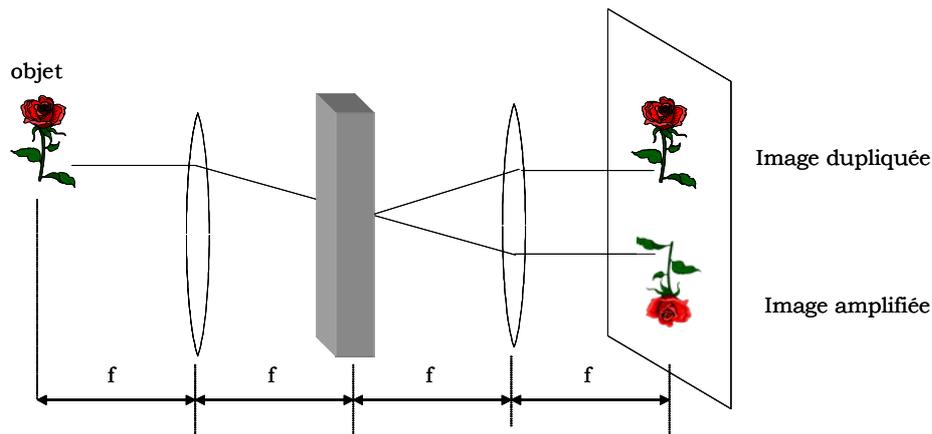


Figure 31: Amplification d'une image dans un OPA insensible à la phase

De même, dans la configuration sensible à la phase où deux images symétriques incohérentes sont injectées dans l'amplificateur, les deux images obtenues à la sortie du dispositif sont non seulement amplifiées mais aussi intriquées. Dans cette configuration, en régime de fort gain [Kolobov95] les images sont amplifiées sans qu'il y ait dégradation du rapport signal à bruit.

Ces résultats sont transposables à un OPO sous le seuil d'oscillation lorsque la cavité est auto-imageante [Gatti95], en remplaçant les lentilles par des miroirs.

Expérimentalement, en régime pulsé, l'amplification sans bruit des images [Choi99] ainsi que la corrélation spatiale [Marable98] des images ont déjà été observées.

Nous nous proposons, en régime continu, d'utiliser un OPO confocal sous le seuil comme amplificateur. Nous espérons mettre en évidence dans ce régime l'amplification sans bruit des images. De plus l'émission de faisceaux multimodes corrélés spatialement pourrait nous permettre de réaliser les expériences présentées ci-dessous.

2) Les perspectives à plus long terme

a) Détection de petits objets en dessous de la limite quantique standard

Ces expériences consisteraient à améliorer la sensibilité de certaines mesures optiques dans le même esprit que dans nos expérience de mesure

IV) Conclusions et perspectives

de petit déplacement et de spectroscopie sous le bruit de grenaille. Il s'agirait ici d'adapter des expériences non-classiques faites avec des faisceaux monomodes à l'optique quantique spatiale. L'idée serait de réaliser des mesures sous la limite quantique standard non pas sur une seule variable mais sur plusieurs en parallèle. Les expériences présentées sont très dépendantes de la qualité des corrélations quantiques et de la compression spatiales que nous obtiendrons dans les années à venir.

α) Détection d'une image de phase

Lorsqu'un faisceau est envoyé sur un interféromètre de Mach-Zehnder, il est tout d'abord divisé en deux par une lame semi-réfléchissante puis recombinaison à la sortie. L'interférence résultante permet de détecter de très petites variations de longueur de l'une des deux voies de l'interféromètre.

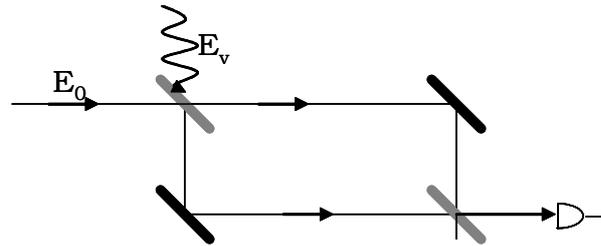


Figure 32: Interféromètre de Mach-Zehnder. Le faisceau intense (E_0) et le vide (E_v) sont couplés dans l'interféromètre par la lame semi-réfléchissante.

Avec des champs classiques, la sensibilité de l'interféromètre est limitée de manière ultime par le bruit de grenaille [Putman92]. L'origine de celui-ci peut être interprété de la manière suivante : l'interféromètre possède au niveau de la lame semi-réfléchissante deux voies d'entrée, une des voies étant injectée par le faisceau intense et l'autre par le vide. C'est le bruit du vide que l'on détecte à la sortie de l'interféromètre. La limite quantique standard peut cependant être dépassée en utilisant des faisceaux non-classiques [Caves81] [Barnett02]. Des démonstrations expérimentales ont été réalisées en remplaçant le vide entrant par du vide comprimé [Grangier87]. Il a été ainsi possible de détecter de toutes petites variations de phase dues à un objet placé dans un des bras de l'interféromètre [Min Xiao87].

Cette expérience peut être généralisée au cas transverse en plaçant un objet de phase à deux dimensions dans un des bras. On peut alors détecter sur une figure d'interférence à la sortie de l'interféromètre, la variation spatiale de phase. En injectant une seule voie d'entrée avec un faisceau cohérent et en utilisant un détecteur à plusieurs pixels, la précision de la mesure est limitée par le bruit de grenaille local au niveau de chaque pixel. De la même façon que dans le cas monomode, il a été prédit [Kolobov93] que l'injection d'un vide comprimé multimode dans la deuxième voie d'entrée permettait d'augmenter la sensibilité de la mesure [Sokolov00]. Cependant il est nécessaire que la taille du pixel, donc la résolution spatiale, soit supérieure à la bande passante spatiale de la compression.

Dans l'expérience d'amplification des images, l'OPO confocal doit fonctionner sous le seuil d'oscillation. Nous espérons observer à cette occasion du vide comprimé multimode. Il pourrait être utilisable dans une telle expérience à condition que la compression locale puisse s'observer sur une échelle suffisamment petite.

β) Image faiblement absorbante

Dans l'expérience de spectroscopie, nous avons utilisé la corrélation entre signal et complémentaire, pour détecter une très faible absorption sur un bruit de fond plus faible que le bruit de grenaille. Cette expérience pourrait se généraliser au cas multimode en utilisant des faisceaux corrélés spatialement. Une image très faiblement absorbante placée sur le trajet d'un des faisceaux, pourrait être détectée en mesurant la différence d'intensité entre le faisceau transmis et celui qui sert de référence. La sensibilité serait meilleure qu'en réalisant cette même expérience avec deux faisceaux classiques.

Pour réaliser cette expérience il faudrait disposer de faisceaux corrélés spatialement au niveau quantique. Des faisceaux siamois obtenus soit avec une cavité concentrique soit en régime de forte amplification dans notre expérience d'amplification paramétrique, rempliraient ce cahier des charges. La taille minimum des détails mesurables seraient là aussi fixés par la bande passante de la compression de la corrélation.

Cette expérience repose sur les propriétés de corrélations spatiales entre signal et complémentaires. Dans ce sens, elle se rapproche de l'expérience sur les « images fantômes » que j'exposerai dans les lignes suivantes.

b) « Imagerie à deux photons »

Un détecteur sans aucune résolution spatiale tel qu'un détecteur très large ne permet pas de reconstituer l'image d'un objet. Cependant dans l'expérience présentée ci-dessous, il est possible de reconstruire l'image d'un l'objet placé sur le trajet d'un faisceau lumineux en exploitant les corrélations entre signal et complémentaire. Cette expérience a déjà été réalisée en utilisant des paires de photons générées par fluorescence paramétrique.

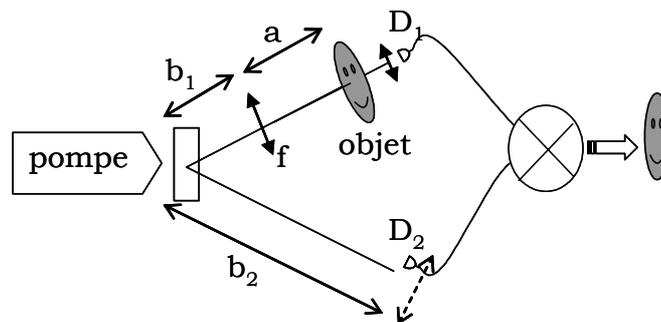


Figure 33: Schéma expérimental

Une onde pompe plane excite un cristal paramétrique qui par fluorescence paramétrique génère des paires de photons. Le signal et complémentaire sont séparés et on place un objet sur le trajet du signal. Toute la lumière transmise à travers l'objet est mesurée est focalisée et détecté par un détecteur D1 qui ne donne donc aucune information sur la forme de l'objet. Une lentille f est placée sur le trajet du signal et un détecteur D2 est positionné sur le plan de l'image géométrique de l'objet [Shih02] [Pittman96]

$\left(\frac{1}{f} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b}\right)$ où a est la distance de l'objet à la lentille et $b = b_1 + b_2$ est la distance

IV) Conclusions et perspectives

de la lentille à D_2). On mesure localement l'intensité du complémentaire avec un détecteur D_2 très petit et que l'on déplace transversalement. Le nombre de coïncidences entre les deux détecteurs est représenté en fonction de la position du détecteur.

Lorsque l'objet est une simple fente, la figure obtenue est une figure de diffraction dont la taille est inférieure à celle qui serait obtenue en plaçant une fente réelle devant le détecteur [Strekalov95] conformément aux prédictions de Popper. Dans le cas d'une double fente, on observe des franges d'interférences grâce aux coïncidences qui portent toute l'information spatiale sur l'objet. Le point remarquable est la possibilité de reconstruire, grâce à l'intrication entre les deux faisceaux, un objet complexe [Pittman95] qui ne se situe pas dans le bras que l'on mesure avec une bonne résolution spatiale.

Des expériences équivalentes ont été réalisées, toujours en fluorescence paramétrique, dans des configurations un peu différentes [Souto Ribeiro94] [Fonseca99] et illustrent de la même façon [Souto Ribeiro96] l'intrication du signal et du complémentaire.

Nos partenaires italiens ont récemment montré [Gatti02] que ces expériences pouvaient s'appliquer au régime continu. Dans cette expérience, Le cristal non-linéaire serait remplacé par un OPO et le détecteur ponctuel D_2 par une matrice de détecteurs. L'objet serait reconstruit en utilisant la corrélation spatiale entre signal et complémentaire. Nous pourrions réaliser cette expérience si nous disposons de faisceaux suffisamment corrélés. Elle permettrait de transposer à un régime de variables continues les propriétés d'intrication en variables discrètes.

3) A encore plus long terme

Le champ d'application de l'optique quantique transverse est vaste et j'ai présenté ici les perspectives les plus immédiates. A plus long terme, nous pourrions imaginer travailler avec des OPO sous le seuil d'oscillation. On pourrait ainsi étudier les aspects spatiaux de la fluorescence paramétrique dont les caractéristiques seraient modifiées par la cavité. Ce régime intermédiaire ferait le lien entre l'OPO au dessus du seuil et la fluorescence paramétrique

Références bibliographiques

- [Armstrong62] J.A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, P. S. Pershan, *Interactions between light waves in a non-linear dielectric*, Phys. Rev. **127**, 1918 (1962)
- [Banaszek01] K. Banaszek, A.B. U'Ren, I. Walmsley, *Generation of correlated photons in controlled spatial modes by downconversion in nonlinear waveguides*, Optics Letters, **26**, n°17, 1367-1369 (2001)
- [Barnett02] S.M. Barnett, C. Fabre, A. Maître, *Ultimate quantum limits for resolution of beam displacement*, soumis à Eur. Phys. J. D (2002)
- [Berzanskis99] A. Berzanskis, W. Chiniglia, L. Lugiato, K.H. Feller, P. Di Trapani, *Spatial structures in optical parametric amplification*, Phys. Rev. A **60**, 1626 (1999)
- [Boccara80] C. Boccara, D. Fournier, J. Badoz, *Thermo-optical spectroscopy: detection by the "mirage" effect*, Applied Physics Letters **36**, 130 (1980)
- [Bosenberg96a] W.R. Bosenberg, A. Drobshoff, J.I. Amexander, L.E Myers, R.L. Byer, *Continuous-wave singly resonant optical parametric oscillator based on periodically poled LiNbO₃*, Optics Letters **21**, n°10, 713 (1996)
- [Bosenberg96b] W.R. Bosenberg, A. Drobshoff, J.I. Amexander, L.E Myers, R. L. Byer, *93% pump depletion, 3,5W continuous-wave, singly resonant optical parametric oscillator*, Optics Letters **21**, n°17, 1336 (1996)
- [Bouchiat82] M.A. Bouchiat, J. Guéna, L. Hunter, L. Pottier, *Observation of a parity violation in cesium*, Phys. Lett. **117B** (1982)
- [Bouchiat84] M. A. Bouchiat, J. Guéna, L. Pottier, *New observation of a parity violation in cesium*, Phys. Lett. **134B**, 463 (1984)
- [Brambilla01] E. Brambilla, A. Gatti, L.A. Lugiato, M.I.; Kolobov, *Quantum structures in traveling-wave spontaneous parametric down conversion*, Eur. Phys. J. D **15**, 127 (2001)
- [Braunstein98] S.L. Braunstein, H.J. Kimble, *Teleportation of continuous quantum variables*, Phys. Rev. Lett. **80**, 869 (1998)
- [Breitenbach95] G. Breitenbach, T. Müller, S.F. Pereira, J. Ph. Poizat, S. Schiller, J. Mlynek, *Squeezed vacuum from a monolithic optical parametric oscillator*, J. Opt. Soc. Am. B **12**, 2304 (1995)
- [Buchler01] B.C. Buchler, U.L. Andersen, P.K. Lam, H.A. Bachor, T.C. Ralph, *squeezing more from a quantum nondemolition measurement*, Phys. Rev. A **65**, 011803(R) (2001)
- [Butterworth96] S. D. Butterworth, V. Pruneri, D.C. Hanna, *Optical parametric oscillation in periodically poled lithium niobate based on continuous-wave synchronous pumping at 1.047 μ m*, Opt. Lett. **21**, n°17, 1345 (1996)
- [Caves81] C.M. Caves, *Quantum-mechanical noise in an interferometer*, Phys. Rev. D, **23**, 1693 (1981)
- [Caves82] C.M. Caves, *Quantum limits on noise in linear amplifiers*, Phys. Rev. D **26**, 1817 (1982)

- [Charbonnier86] F. Charbonnier, D. Fournier, *Compact design for photothermal deflection (mirage) : spectroscopy and imaging*, Rev. Sci. Instr. **57**, 1126 (1986)
- [Choi99] S.K. Choi, M. Vasilyev, P. Kumar, *Noiseless amplification of images*, Phys. Rev. Lett. **83**, 1938 (1999)
- [Coudreau02] T. Coudreau, T. Debuisschert, C. Fabre, A. Maître, *Les oscillateurs paramétriques optiques: principes et applications*, Hermes publications (2002)
- [Courty96] J.M. Courty, A. Lambrecht, *Transverse mode coupling in a Kerr medium*, Phys. Rev. A, **54**, 5243 (1996)
- [Debuisschert93] T. Debuisschert, A. Sizmann, E. Giacobino, C. Fabre, *Type II continuous waveoptical parametric oscillator: oscillations and frequency tuning characteristics*, JOSA B, **10**, n°9, 1668 (1993)
- [Delaubert02] V. Delaubert, D.A. Shaddock, P.K. Lam, B.C. Buchler, H.A. Bachor, D.E. McClelland, *Generation of a phase flipped Gaussian mode for optical measurement*, J. Opt. A: Pure Appl. Opt., **4**, 393 (2002)
- [Devaux00] F. Devaux, E. Lantz, *Numerical simulation of spatial fluctuations in parametric image amplification*, Eur. Phys. J. D **8**, 117 (2000)
- [Devaux95] F. Devaux, E. Lantz, *Parametric amplification of a polychromatic image*, J. Opt. Soc. Am. B **12**, 2245 (1995)
- [Di Trapani98] P. Di Trapani, A. Berzanskis, S. Minardi, S. Sapone, W. Chiniglia, *Observation of optical vortices and J_0 Bessel-like beams in quantum noise parametric amplification*, Phys. Rev. Lett. **81**, 5133 (1998)
- [Drever83] R.W.P. Drever, J.L. Hall, F.V. Kowalski, *Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator*, Appl. Phys. B **31**, 97-105 (1983)
- [Ducci01] S. Ducci, N. Treps, A. Maître, C. Fabre, *pattern formation in Optical Parametric Oscillators*, PRA **64** 023803 (2001)
- [Ein35] A. Einstein, B. Podolsky, N. Rosen, *Can Quantum-Mechanical description of physical reality be considered complete?*, Phys. Rev., **47**, 777 (1935)
- [Fabre00] C. Fabre, J.B. Fouet, A. Maître, *Quantum limits in the measurement of very small displacements in optical images*, Opt. Lett. **25** n°1 p76-79 (2000)
- [Fabre90] C. Fabre, E. Giacobino, A. Heidmann, L. Lugiato, S. Reynaud, M. Vadamchino, Wang Kaige, *Squeezing in detuned degenerate optical parametric oscillators*, Quantum Optics **2**, 159 (1990)
- [Fabre99] C. Fabre, E.J. Mason, N.C. Wong, *Theoretical analysis of a self-phase locking in a type II phase-matched optical parametric oscillator*, Opt. Com. **170**, 299 (1999)
- [Frehlich95] R. Frehlich, S.M. Hannon, S.W. Henderson, *Performance of a 2 μ m coherent Doppler lidar for wind measurements*, J. Atmos. Ocean. Technol. **11**, 1517 (1995)

- [Gao98] Jiangrui Gao; Fuyun Cui; Chenyang Xue; Changde Xie; Peng Kunchi, *Generation and application of twin beams from an optical parametric oscillator including an α -cut KTP crystal*, Optics Letters, **23**, 870 (1998)
- [Garnache00] A. Garnache, A.A. Kachanov, F. Stoeckel, R. Houdre, *Diode-pumped broadband vertical-external-cavity surface-emitting semiconductor laser applied to high-sensitivity intracavity absorption spectroscopy*, J. Opt. Soc. B, **17**, 1589 (2000)
- [Gatti02] A. Gatti, *Entangled two-photon imaging and wave-particle duality at macroscopic level*, communication à la 2^{de} réunion du réseau européen Quantim, Besançon (2002)
- [Gatti95] A. Gatti, L.A. Lugiato, *Quantum images and critical fluctuations in the optical parametric oscillator below threshold*, Phys. Rev. A **52**, 1675 (1995)
- [Gatti97] A. Gatti, L.A. Lugiato, G. L. Oppo, R. Martin, P. Di Trapani, A. Berzanskis, *From quantum to classical images*, Optics Express **1**, 21-30 (1997)
- [Gatti99] A. Gatti, E. Brambilla, L.A. Lugiato, M.I. Kolobov, *Quantum entangled images*, Phys. Rev. Lett. **83**, 1763 (1999)
- [Giacobino76] E. Giacobino, B. Cagnac, Progress in optics, **17**, ed. Emil Wolf (1976)
- [Giacobino95] E. Giacobino, C. Fabre, *Réduction du bruit quantique dans l'oscillateur paramétrique optique et dans les lasers*, Ann. Phys. Fr. **20**, 509 (1995)
- [Goodman85] J. Goodman, *Statistical optics*, p85 (Wiley, New York) (1985)
- [Grangier87] P. Grangier, R.E. Slusher, B. Yurke, A. Laporta, *Squeezed light-enhanced polarization interferometer*, Phys. Rev. Lett. **59**, 2153 (1987)
- [Grynberg76] G. Grynberg, Thèse d'état (1976)
- [Grynberg97] G. Grynberg, A. Aspect, C. Fabre, *Introduction aux lasers et à l'optique quantique*, collection Ellipses, Paris (1997)
- [Heidmann87] A. Heidmann, R.J. Horowicz, S. Reynaud, E. Giacobino, C. Fabre, G. Camy, *Observation of quantum noise reduction on twin laser beams*, Phys. Rev. Lett. **59**, 2555 (1987)
- [Huard93] S. Huard, *Polarisation de la lumière*, éditions Masson, Paris
- [Izús99] G. Izús, M. Santagiustina, M. San Miguel, P. Colet, *Pattern formation in the presence of walk-off for a type II optical parametric oscillator*, J. Opt. Soc. Am. **B16**, 1592 (1999)
- [Joobeur96] A. Joobeur, B.E.A. Saleh, T.S. Larchuk, M.C. Teich, *Coherence properties of entangled light beams generated by parametric down-conversion: theory and experiment*, Phys. Rev. A **53**, 5349 (1996)
- [Jost98] B.M. Jost, A.V. Sergienko, A.F. Abourrady, B.E.A. Saleh, M.C. Teich, *spatial correlations of spontaneously down-converted photons pairs detected with a single-photon-sensitive CCD camera*, Optics Express **3**, n°2, 81 (1998)

- [Kachanov97] A.A. Kachanov, F. Stoeckel, A. Charvat, J.J. O'Brien, *Intracavity laser absorption measurements at ultrahigh spectral resolution*, Appl. Opt., **36**, 4062 (1997)
- [Kasai97] K. Kasai, JiangRui Rao, C. Fabre, *Observation of squeezing using cascaded nonlinearity*, Europhys. Lett. **40**, 25 (1997)
- [Kasapi96] S. Kasapi, S. Lathi, Y. Yamamoto; *Amplitude-squeezed, frequency-modulated, tunable, diode-laser-based source for sub-shot-noise FM spectroscopy*, Optics Letters **21**, n°13, 1000 (1996)
- [Kim94] C. Kim, P. Kumar, *quadrature squeezed light detection using a self-generated matched local oscillator*, Phys. Rev. Lett. **70**, 3868-3871 (1993)
- [Kojima97] H. Kojima, E. Muto, H. Higuchi, T. Yanagida, *Mechanics of single kinesin molecules measured by optical trapping nanometry*, Biophysical Journal **73**, 2012 (1997)
- [Kolobov00] M. Kolobov, C. Fabre, *Quantum limits on optical resolution*, Phys. Rev. Lett. **85**, n°18, 3789 (2000)
- [Kolobov86] M.I. Kolobov, I.V. Sokolov, *Interference of light waves possessing sub-Poissonian statistics and the sensitivity of laser gravitational observations*, Sov Phys JETP, **63**, 1105 (1986)
- [Kolobov89a] M.I. Kolobov, I.V. Sokolov, *squeezed states of light and quantum noise free optical images*, Phys. Lett. A **140**, 101 (1989)
- [Kolobov89b] M.I. Kolobov, I.V. Sokolov, *Spatial behaviour of squeezed states of light and quantum noise in optical images*, Sov Phys JETP, **69**, 1097 (1989)
- [Kolobov91] M.I. Kolobov, I.V. Sokolov, *Multimode squeezing, antibunching in space and noise free images*, Europhys. Lett. **15**, 271-274 (1991)
- [Kolobov93] M.I. Kolobov, P. Kumar, *Sub-shot noise microscopy: imaging of faint phase objects with squeezed light*, Opt. Lett. **18**, 849 (1993)
- [Kolobov95] M.I. Kolobov, L.A. Lugiato, *Noiseless amplification of optical images*, Phys. Rev. A **52**, 4930 (1995)
- [Kolobov99] M.I. Kolobov, *The spatial behaviour of non-classical light*, Rev. Mod. Phys. **71**, 1539 (1999)
- [Lam99] P.K. Lam, T.C. Ralph, B.C. Buchler, D.E. McClelland, H.A. Bachor, J. Gao, *Optimization and transfer of vacuum squeezing from an optical parametrical oscillator*, J. Opt. B : Quantum and Semiclassical Optics **1**, 469 (1999)
- [Lambrecht96] A. Lambrecht, J.M. Courty, S. Reynaud, *Transverse effects on squeezing with atoms*, J. Phys. II Fr. **6**, 1133 (1996)
- [LeBerre99] M. Le Berre, D. Leduc, E. Ressayre, A. Tallet, *Striped and circular domain walls in the DOPO*, J. Opt. B : quantum Semiclass. Opt. **1**, 153 (1999)
- [Levenson90] M. Levenson, W. Richardson, S. Perlmutter, *Stochastic noise in TEM₀₀ laser beam position*, Opt. Lett. **14**, 779 (1990)

- [Levenson93] J.A. Levenson, I. Abram, Th. Rivera, Ph. Grangier, *Reduction of quantum noise in optical parametric amplification*, J. Opt. Soc. Am. **10**, 2233 (1993)
- [Lodhal01] P. Lodhal, M. Bache, M. Saffman, *Spatiotemporal structures in the internally pumped optical parametric oscillator*, Phys. Rev. A **63**, 023815 (2001)
- [Lodhal02] P. Lodhal, M. Saffman, *spatial quantum noise in singly resonant second-harmonic generation*, Opt. Lett. **27**, 110 (2002)
- [Lodhal99] P. Lodhal, M. Saffman, *Pattern formation in singly resonant second harmonic generation with competing parametric oscillation*, Phys. Rev. A **60**, 3251 (1999)
- [Longhi96] S. Longhi, *Traveling-wave states and secondary instabilities in optical parametric oscillators*, Phys. Rev. A **53**, 4488 (1996)
- [Lovering96] D.J. Lovering, J.A. Levenson, P. Vidakovic, J. Webjörn, P.St.J. Russel, *Noiseless optical amplification in quasi-phase-matched bulk lithium niobate*, Optics Letters, **21**, n°18, 1439-1441
- [Lugiato02] L.A. Lugiato, A. Gatti, E. Brambilla, *Quantum Imaging*, J. Opt. B **4**, S1-8 (2002)
- [Lugiato93] L.A. Lugiato, A. Gatti, *Spatial structure of a squeezed vacuum*, Phys. Rev. Lett. **70**, 3868 (1993)
- [Lugiato95] L.A. Lugiato, A. Gatti, H. Wiedemann, *quantum fluctuations and non linear optical patterns*, dans "quantum fluctuations", proceedings de l'école d'été des Houches (1995), éditée par S. Reynaud, E. Giacobino et J. Zinn-Justin (North Holland, Amsterdam, 1997)
- [Lugiato97] L.A. Lugiato, Ph. Grangier, *Improving quantum-noise reduction with spatially multimode squeezed light*, J. Opt. Soc. Am. B, **14**, n°2, 225-231 (1997)
- [Lugiato99] L.A. Lugiato, M. Brambilla, A. Gatti, *Optical pattern formation*, Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics, vol 40, p229 (Boston, MA: Academic) (1999)
- [Maître00] A. Maître, M. Vaupel, C. Fabre, *Classical transverse structures and quantum limits in an optical parametric oscillator*, International Review of Laser Physics, 10 p81-85 (2000)
- [Maître02] A. Maître, N. Treps, M. Martinelli, S. Ducci, C. Fabre, *Experimental evidence of multimode non-classical light emission using OPOs*, soumis à Fortschritte der Physik (2002)
- [Malygin85] A.A. Malygin, A.N. Penin, A.V. Sergienko, *Spatiotemporal grouping of photons in spontaneous parametric scattering of light*, Dokl. Akad. Nauk. SSSR **281**, 308 (1995) (Sov. Phys. Dokl. **30**, 227 (1985))
- [Marable98] M.L. Marable, S.-K. Choi, P. Kumar, *Measurement of quantum noise correlations in parametric image amplification*, Optics Express **2**, n°3, 84 (1998)

- [Marin97] F. Marin, A. Bramati, V. Jost, E. Giacobino, *Demonstration of high sensitivity spectroscopy with squeezed semi-conductor lasers*, Opt. Comm. **140**, 146 (1997)
- [Marte98] M. Marte, H. Ritsch, K.I. Petsas, A. Lugiato, C. Fabre, D. Leduc, *Spatial patterns in optical parametric oscillators with spherical mirrors: classical and quantum effects*, Opt. Express **3**, 71 (1998)
- [Martinelli01] M. Martinelli, K.S. Zhang, T. Coudreau, A. Maître, C. Fabre, *Ultra-low threshold CW triply resonant OPO in the near infrared using periodically poled lithium niobate*, J. Opt. A, **3**, 300-303 (2001)
- [Martinelli02a] M. Martinelli, thèse de doctorat de l'université de Rio de Janeiro (2002)
- [Martinelli02b] M. Martinelli, N. Treps, S. Ducci, S. Gigan, A. Maître, C. Fabre, *Experimental study of the spatial distribution of quantum correlations in confocal optical parametric oscillators*, soumis à Physical Review A (2002)
- [Marzoli97] I. Marzoli, A. Gatti, L.A. Lugiato, *spatial quantum signature in parametric down-conversion*, Phys. Rev. Lett. **78**, n°11, 2092-2095 (1997)
- [Mason98] E.J. Mason, N.C. Wong, *Observation of two distinct phase state in a self-phase-locked type II phase-matched optical parametric oscillator*, Opt. Lett. **23**, 1733 (1998)
- [Mertz91] J. Mertz, T. Debuisschert, A. Heidmann, C. Fabre, E. Giacobino, *Improvements in the observed intensity correlation of optical parametric oscillator twin beams*, Opt. Lett. **16**, n°16, 1234 (1991)
- [Min Xiao87] Min Xiao, Ling-An Wu, and H. J. Kimble, *Precision measurement beyond the shot-noise limit*, Phys. Rev. Lett. **59**, 278-281 (1987)
- [Myers95] L.E. Myers, G.D. Miller, R.C. Eckard, M. M. Fejer, R.L. Byer, W. R. Bosenberg, *Quasi-phase-matched 1.064- μ m-pumped optical parametric oscillator in bulk periodically poled LiNbO₃*, Opt. Lett. **20**, 52-54 (1995)
- [Navez01] P. Navez, E. Brambilla, A. Gatti, L.A. Lugiato, *spatial entanglement of twin quantum images*, Phys. Rev. A **65**, 013813 (2001)
- [Nishikawa96] T. Nishikawa, N. Uesugi, *Transverse beam profile characteristics of traveling-wave parametric generation in KTiOPO₄ crystals*, Opt. Commun. **124**, 512 (1996)
- [Oppo94] G.L. Oppo, M. Brambilla, L.A. Lugiato, *Formation and evolution of roll patterns in optical parametric oscillators*, Phys. Rev. A **49**, 2028 (1994)
- [Oppo99] G.L. Oppo, A.J. Scroggie, W. Firth, J. Opt. B, *From domain walls to localized structures in degenerate optical parametric oscillators*, Quantum Semiclass. Opt. **1**, 133 (1999)
- [Ou93] Z.Y. Ou, S.F. Pereira, H.J. Kimble, *Quantum noise reduction in optical amplification*, Phys. Rev. Lett. **70**, 3239 (1993)
- [Petsas02] K.I. Petsas, A. Gatti, L.A. Lugiato, C. Fabre, *Optimizing spatial quantum noise reduction in mode-degenerate cavities with finite-size pump*, soumis à Eur. Phys. Journ. D (2002)

- [Pey-Schuan-Jian99] Pey-Schuan-Jian, W.E. Torruelas, M. Haelterman, S. Trillo, U. Peschel, F. Lederer, *Solitons of singly resonant optical parametric oscillators*, Opt. Lett. **24**, 400 (1999)
- [Pittman95] T.B. Pittman, Y.H. Shih, D.V. Strekalov, A.V. Sergienko, *Optical imaging by means of two-photon quantum entanglement*, Phys. Rev. A, **52**, R3429 (1995)
- [Pittman96] T.B. Pittman, D.V. Strekalov, D.N. Klyshko, M.H. Rubin, A.V. Sergienko, Y.H. Shih, *Two-photon geometric optics*, Phys. Rev. A **53**, 2804 (2002)
- [Poizat98] J.-P. Poizat, T.-J. Chang, O. Ripoll, P. Grangier, *Spatial quantum noise of laser diodes*, J. Opt. Soc. Am. **15**, 1757 (1998)
- [Polzik92] E.S. Polzik, J. Carri, H.J. Kimble, *Spectroscopy with squeezed light*, Phys. Rev. Lett, **68**, n°20, 3020 (1992)
- [Popper83] K. Popper, *Quantum theory and the schism in physics*, edited by W.W. Bartly, Hutchinson, London, 28 (1983)
- [Protsenko94] I.E. Protsenko, L.A. Lugiato, C. Fabre, *Spectral analysis of the degenerate optical parametric oscillator as a noiseless amplifier*, Phys. Rev. A **50**, 1627 (1994)
- [Putman92] C.A.J Putman, B.G. De Grooth, N.F. Van Hulst, J. Greve, *A detailed analysis of the optical beam deflection technique for use in atomic force microscopy*, Journal of Applied Physics, **72**, 6 (1992)
- [Rayleigh79] J.W Rayleigh, *Collected optics papers of Lord Rayleigh*, Phil. Mag. **261**, 403, 477 (1879)
- [Reynaud89] S. Reynaud, C. Fabre, E. Giacobino, A. Heidmann, *Photon noise reduction by passive optical bistable systems*, Phys. Rev. A **40**, 1440 (1989)
- [Reynaud90] S. Reynaud, *Introduction à la réduction du bruit quantique*, Ann. Phys. Fr. **15**, 63-162 (1990)
- [Rubin94] M.H. Rubin, D.N Klyshko, Y.H. Shih, A.V. Sergienko, *Theory of two-photon entanglement in type-II optical parametric down-conversion*, Phys. Rev. A **50**, 5122 (1994)
- [Rushforth68] C.K. Rushforth, R.W. Harris, J. Opt. Soc. Am. A, **58**, 539 (1968)
- [Santagiustina98] M. Santagiustina, P. Colet, M. San Miguel, D. Walgraef, *Walk-off and pattern selection in optical parametric oscillators*, Opt. Lett. **23**, 1167 (1998)
- [Schwob97] C. Schwob, *Utilisation des faisceaux corrélés au niveau quantique produits par un Oscillateur Paramétrique Optique en spectroscopie de grande sensibilité*, thèse de doctorat de l'Université Pierre et Marie Curie (1997)
- [Schwob98] C. Schwob, P.F. Cohadon, C. Fabre, M.A.M. Marte, H. Ritsh, A. Gatti, L. Lugiato, *Transverse effects and mode coupling in OPOs*, Appl. Phys. B, **66**, 685-699 (1998)
- [Seng-Tiong Ho88] Seng-Tiong Ho, P. Kumar, J.H. Shapiro, *quantum theory of nondegenerate multiwave mixing: general formulation*, Phys. Rev. A, **37**, 2017 (1988)

- [Serkland95] D.K. Serkland, M.M. Fejer, R.L. Byer, Y. Yamamoto, *Squeezing in a quasi-phase-matched LiNbO₃ wave guide*, Optics Letters **20**, n°15, 1649-1651 (1995)
- [Shen84] Y.R. Shen, *Non linear optics*, Wiley (1984)
- [Shih00] Y.H. Shih, *Quantum entanglement: from Popper's experiment to quantum eraser*, in "Festschrift in Honor of Marlan O. Scully", Opt. Comm. **179**, ed. W.P. Schleich, North Holland Publisher (2000)
- [Shih02] Y.H. Shih, *Quantum imaging, quantum lithography and the uncertainty principle*, soumis à EPJD (2002)
- [Shih94] Y.H. Shih, A.V. Sergienko, *Observation of quantum beating in a simple beam-splitting experiment: two-particle entanglement in spin and space-time*, Phys. Rev. A **50**, 2564 (1994)
- [Siegman86] A. Siegman, *Lasers*, Oxford University Press (1986)
- [Slusher85] R.E. Slusher, L.W. Hollberg, B. Yurke, J.C. Mertz, J.F. Valley, *Observation of squeezed states generated by four-wave mixing in an optical cavity*, Phys. Rev. Lett **55**, 2409 (1985)
- [Smith95] D.P.E. Smith, *Limits in atomic force microscopy*, Rev. Sci. Instrum. **66**, 3191 (1995)
- [Sokolov00] I.V. Sokolov, *Imaging of a faint phase objects at the Heisenberg limit with quadrature squeezed light*, J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. **2**, 179 (2000)
- [Sokolov01] I.V. Sokolov, M.I. Kolobov, A. Gatti, L. Lugiato, *Quantum holographic teleportation*, Opt. Comm. **193**, 175, (2001)
- [Souto Ribeiro94] P.H. Souto Ribeiro, S. Padua, J.C. Machado da Silva, G.A. Barbosa, *Controlling the degree of visibility of Young's fringe with photon coincidence measurements*, Phys Rev. A **49**, 4176 (1994)
- [Souto Ribeiro96] P.H. Souto Ribeiro, G.A. Barbosa, *Direct and ghost interference in double-slit experiments with coincidence measurements*, Phys. Rev. A, **54**, 3489 (1996)
- [Staliunas95] K. Staliunas, *Transverse pattern formation in optical parametric oscillators*, J. Mod. Opt. **42**, 1261 (1995)
- [Strekalov95] D.V. Strekalov, A.V. Sergienko, D.N. Klyshko, Y.H. Shih, *Observation of two-photon ghost interference and diffraction*, Phys. Rev. Lett. **74**, 3600 (1995)
- [Suret00a] P. Suret, *Dynamique spatio-temporelle et effets transverses dans les oscillateurs paramétriques optiques: observations expérimentales et modélisation*, thèse de doctorat de l'Université Paris Sud (2000)
- [Suret00b] P. Suret, D. Derozier, M. Lefranc, J. Zemmouri, S. Bielawski, *Self pulsing instabilities in an optical parametric oscillator: experimental observation and modeling of the mechanism*, Phys. Rev. A **61**, 021805 (2000)
- [Suret01a] P. Suret, M. Lefranc, D. Derozier, J. Zemmouri, S. Bielawski, *Fast oscillations in an optical parametric oscillator*, Opt. Comm. **200**, 369 (2001)

- [Suret01b] P. Suret, M. Lefranc, D. Derozier, J. Zemmouri, S. Bielawski, *periodic mode hopping induced by thermo-optics effects in continuous wave optical parametric oscillators*, Opt. Lett. **26**, 1415 (2001)
- [Suret02] P. Suret, M. Lefranc, D. Derozier, J. Zemmouri, S. Bielawski, *incompatibility of cavity resonance with wave-vector matching : influence on threshold and beam structures of optical parametric oscillators*, Journ. Opt. Soc. Am. B, **19**, 395 (2002)
- [Taki00] M. Taki, N. Ouarzazi, H. Ward, P. Glorieux, *Nonlinear front propagation in optical parametric oscillators*, J. Opt. Soc. Am. **B 17**, 997 (2000)
- [Tlidi99] M. Tlidi, P. Mandel, *Space-time localized structures in the degenerate optical parametric oscillator*, Phys. Rev. A **59**, R2575 (1999)
- [Trep01] N. Trep, *Effets quantiques dans les images optiques*, Thèse de doctorat de l'Université Pierre et Marie Curie (2001)
- [Trep02] N. Trep, U. Andersen, B. Buchler, P.K. Lam, A. Maître, H.A. Bachor, C. Fabre, *Crossing the standard quantum limit for high sensitivity measurements in optical images using non classical light*, Phys. Rev. Lett. **88**, 203601 (2002)
- [Vaidman94] L. Vaidman, *Teleportation of quantum states*, Phys. Rev. A **49**, 1973 (1994)
- [Vaupel99] M. Vaupel, A. Maître, C. Fabre, *Observation of pattern formation in an Optical Parametric Oscillator*, Phys. Rev. Lett., **83** (1999) p5278-5281,
- [Ward00] H. Ward, M.N. Ouarzazi, M. Taki, P. Glorieux, *influence of walk-off on pattern formation in non degenerate optical parametric oscillators*, Phys. Rev. E, **63**, 016604 (2000)
- [Ward98] H. Ward, M.N. Ouarzazi, M. Taki, P. Glorieux, *Transverse dynamics of optical parametric oscillators in presence of walk-off*, Eur. Phys. J. D **3**, 275 (1998)
- [White96] A.G. White, J. Mlynek, S. Schiller, *Cascaded second-order nonlinearity in an optical cavity*, Europhys. Lett. **35**, 425 (1996)
- [Yamada93] M. Yamada, N. Nada, M. Saitoh, K. Watanabe, *First order quasi-phased-matched LiNbO₃ waveguide periodically poled by applying an external field for efficient blue second harmonic generation*, App. Phys. Lett. **62**, 435-436 (1996)
- [Yong-Min01] Li Yong-Min, Fan Qiao-Yun, Zhang Kuan-Shou, Xie Chang-De, Peng Kun-Chi, *Quadrature phase-squeezing of pump field reflected from triply resonant quasi-phase-matched optical parametric oscillator*, Acta Physica Sinica, **50**, n°8, 1492-1495 (2001)
- [Yun00] Yun Zhang, Hai Wang, Xiaoying Li, Jietai Jing, Changde Xie, Kunchi Peng, *Experimental generation of bright two-mode quadrature squeezed light from a narrow-band nondegenerate optical parametric amplifier*, Phys. Rev. A, **62**, 023813 (2000)
- [Zhang01] K.S. Zhang, T. Coudreau, M. Martinelli, A. Maître, C. Fabre, *generation of bright squeezed light at 1,06 μ m using cascaded non-linearities*

Références

in a triply resonant cw periodically-poled lithium niobate optical parametric oscillator, Phys. Rev. A, **64**, 033815 (2001)

[Zhang02] K. Zhang, *Intracavity optical non-linear device using $\chi^{(2)}$ quasi-phase-matched material: classical and quantum properties and application to all-optical regeneration*, thèse de doctorat en cotutelle de l'Université Pierre et Marie Curie et de l'Université de Shanxi (2000)

Résumé

Une source de lumière comporte des bruits d'origine classique (dus aux vibrations mécaniques, aux fluctuations thermiques...) qu'il est en principe toujours possible d'éliminer et un bruit d'origine spécifiquement quantique lié à la nature corpusculaire de la lumière. Ce bruit de photon appelé aussi bruit quantique standard ou *bruit de grenaille* a longtemps été considéré comme une limite infranchissable pour la sensibilité des mesures optiques. On sait maintenant qu'il existe des états du champ électromagnétique qui permettent de dépasser cette 'limite quantique standard'. Ces *états comprimés* du champ sont dans la plupart des cas créés par des effets d'optique non linéaire. En particulier, ils peuvent être produits par un Oscillateur Paramétrique Optique (OPO).

Un OPO constitué par un cristal non-linéaire inséré dans une cavité optique, et excité par une onde pompe intense, génère par effet paramétrique deux nouvelles ondes dites signal et complémentaire. Il est possible de réduire sous le bruit quantique standard les fluctuations associées à ces trois ondes. En particulier, par interaction paramétrique, un photon de pompe est converti simultanément en un photon du signal et un photon du complémentaire. Un OPO génère ainsi des faisceaux corrélés temporellement au niveau quantique et appelés faisceaux jumeaux. De plus, lorsque la pompe est une onde plane, et que les fréquences du signal et complémentaire sont voisines, par l'interaction paramétrique signal et complémentaires sont émis symétriquement par rapport à la direction de propagation de la pompe et sont donc aussi corrélés spatialement au niveau quantique.

La réduction sous la limite quantique standard du bruit de l'onde pompe réfléchi par la cavité est une illustration des potentialités de compression de l'OPO. Celle-ci a été mise en évidence dans un OPO fonctionnant avec un cristal à quasi accord de phase et émettant des faisceaux à une longueur d'onde voisine de $2\mu\text{m}$. Les faisceaux jumeaux constituent un autre exemple de faisceaux non-classiques émis par l'OPO. Ils peuvent être utilisés pour améliorer la sensibilité ultime de certaines mesures. En particulier, la corrélation de faisceaux jumeaux a été exploitée pour réaliser une mesure d'absorption dans le rubidium avec une sensibilité non limitée par le bruit quantique standard.

Dans un OPO dégénéré en modes transverses, pour lequel l'émission est multimode, la compression des fluctuations peut s'observer en théorie à l'échelle locale en ne mesurant le bruit que sur une partie du faisceau. De plus un tel OPO doit permettre d'observer des corrélations quantiques spatiales entre différentes parties des faisceaux. Expérimentalement, il a été montré que dans un OPO confocal, l'émission, multimode, possède des corrélations locales. Des faisceaux possédant une corrélation quantique spatiale ont permis de mesurer le petit déplacement d'un faisceau avec une sensibilité supérieure à la limite quantique standard.

Présentation	3
I) Les principaux concepts	5
A) L'oscillateur paramétrique optique (OPO)	7
1) Interaction paramétrique	7
a) Conservation de l'énergie	7
b) Accord de phase	7
c) Accord de phase par biréfringence	7
d) Quelques caractéristiques des cristaux biréfringents	8
2) Les sources de lumière paramétrique	8
a) Les générateurs et amplificateurs paramétriques	8
b) Les oscillateurs paramétriques optiques	8
3) Les OPOs au LKB	9
a) La cavité	9
b) Le cristal	9
c) La dégénérescence en fréquence	9
B) Optique quantique	11
1) Le bruit	11
a) Champ électromagnétique	11
b) Etats cohérents dans l'espace des phases	12
c) Etats comprimés dans l'espace des phases	13
d) Bruit de grenaille	14
2) La mesure en optique quantique	14
a) Mesure d'une quadrature du champ	14
b) Mesure d'une compression	15
c) Effet des pertes	15
d) Spectre de bruit	16
3) Les sources de lumière comprimée	16
a) Les milieux Kerr	17
b) L'OPO	17

II) Optique quantique monomode	21
A) Spectroscopie ultrasensible	23
1) Spectroscopie de haute sensibilité en lumière classique	23
2) Spectroscopie de très haute sensibilité en lumière non-classique	24
a) Faisceaux comprimés en intensité	24
b) Faisceaux jumeaux	24
3) Utilisation de faisceaux jumeaux en spectroscopie de grande sensibilité	25
a) Principe de l'expérience	25
b) La source	26
c) les faisceaux jumeaux	27
d) L'expérience de spectroscopie	27
B) Optique quantique avec un cristal à quasi accord de phase	29
1) Principe des matériaux à quasi accord de phase	29
2) Les débuts des cristaux à quasi accord de phase	30
a) Optique non linéaire	30
b) Optique quantique	31
3) Compression des fluctuations de la pompe dans un OPO à quasi accord de phase	31
a) Principe de l'expérience	31
b) Historique	32
c) Réalisation de l'expérience	33

III) Optique quantique multimode	35
A) Contexte	37
1) Optique quantique multimode	37
2) Les réseaux européens	38
3) Les expériences d'optique quantique transverse au LKB.	39
B) Statistique des fluctuations d'un faisceau dans le plan transverse	39
1) Faisceau monomode	40
a) Définition	40
b) Exemples de faisceaux monomodes	40
2) Critère de « multimodicité » d'un faisceau	42
a) Faisceau monomode	42
b) Faisceau multimode	42
3) Etat multimode comprimé	43
a) Compression locale des fluctuations	43
b) Limite de résolution dans la mesure d'une image	44
4) Corrélations quantiques spatiales	45
a) Mesure de corrélation	45
b) Bruit sur une mesure de différence	46
C) Mesure d'un petit déplacement d'un faisceau	46
1) mesure d'un déplacement	46
a) Principe de la mesure	46
b) limite quantique standard	47
c) Limites actuelles dans les microscopes à force atomique	48
2) Mesure de petits déplacements sous la limite quantique standard	48
a) Faisceaux siamois	48
b) Vide comprimé et faisceau cohérent	49
3) L'expérience	50
a) dispositif expérimental	50
b) corrélation spatiale et compression locale	52
c) mesure d'un petit déplacement	53

D) Optique quantique dans un OPO dégénéré en modes transverses	54
1) Introduction	54
a) <i>Historique</i>	54
b) <i>Les acteurs</i>	55
2) <i>Expérience</i>	56
a) <i>Source</i>	56
b) <i>OPO</i>	56
c) <i>Détection</i>	57
3) Structures classiques	58
a) <i>Contexte</i>	58
b) <i>L'OPO confocal</i>	59
c) <i>L'OPO concentrique</i>	62
d) <i>L'OPO plan</i>	63
4) Propriétés quantiques spatiales des faisceaux émis	63
a) <i>Historique</i>	63
b) <i>L'OPO confocal</i>	64
IV) Conclusions et perspectives	67
A) Conclusions	69
B) Perspectives	70
1) Amplification d'images	70
a) <i>Amplification monomode</i>	70
b) <i>Amplification des images</i>	72
2) Les perspectives à plus long terme	73
a) <i>Détection de petits objets en dessous de la limite quantique standard</i>	73
b) <i>« Imagerie à deux photons »</i>	75
3) A encore plus long terme	76
Références bibliographiques	77