
Amplification paramétrique d'images : propriétés classiques et quantiques.

4.1 Introduction

L'optique non linéaire, d'un point de vue expérimental, est née avec la construction des premières sources lasers dans les années soixantes. Il s'agissait alors de vérifier les études théoriques menées sur les interactions lumière-matière. Les résultats les plus remarquables à l'époque étaient l'observation des phénomènes de génération de second harmonique [1] et d'amplification paramétrique dans la gamme des ondes optiques [2]. L'efficacité de ces phénomènes de conversion de fréquences, par mélange à trois ondes, dans les milieux non linéaires quadratiques est régie en partie par les conditions d'accord de phase. La première solution proposée pour satisfaire ces conditions a été l'alternance successive de milieux de non linéarité positive et négative compensant le désaccord de phase au delà de la longueur de cohérence. Mais à l'époque cette solution n'était pas techniquement réalisable. L'autre solution était l'exploitation des propriétés anisotropes des milieux non linéaires cristallins permettant de satisfaire les conditions d'accord de phase [3]. De fait, l'anisotropie des cristaux privilégie certaines directions de propagation qui permet l'égalité des vitesses de phase d'ondes de fréquences et de polarisations différentes et assure l'accord de phase entre elles. Ensuite, R.C. Miller et al. [4] ont démontré que l'accord de phase était conservé sur une plage angulaire maximale pour des directions de propagation suivant les axes cristallins. En effet, dans ces conditions, les surfaces d'indices sont perpendiculaires aux axes de symétrie et peuvent être tangentes entre elles. Une telle configuration, dite non critique en angle, permet d'accroître l'efficacité de l'interaction non linéaire en focalisant les faisceaux lasers dans le

milieu non linéaire; augmentant ainsi la densité de puissance des ondes en interaction tout en préservant l'accord de phase. Ces travaux ont permis d'appliquer l'optique non linéaire à l'imagerie. Notamment la conversion haute en fréquence d'images du proche infrarouge vers le visible a été vue comme une solution pour palier le très faible rendement quantique des détecteurs dans cette gamme de longueurs d'onde [5]. L'amplification d'images a également été étudiée soit par interaction non linéaire à trois ondes [6, 7] soit dans des milieux photoréfractifs [8]. Toutefois, dans le cas des interactions par mélange à trois ondes, la résolution des images converties ou amplifiées était limitée par des configurations d'accord de phase peu ou pas optimisées d'un point de vue de l'imagerie. La démonstration de l'existence d'accord de phase non critique en angles et en longueurs d'onde pour deux des ondes en interaction [9] a permis la réalisation de dispositifs d'imagerie non linéaire où la résolution spatiale et spectrale de l'image traitée est suffisante dans la perspective d'un traitement tout optique de l'information [10].

D'autre part, les interactions non linéaires en régime impulsionnel ont ouvert de nouveaux champs d'applications pour la résolution temporelle de phénomènes très brefs [10–15]. Ainsi en alliant les propriétés spatiale, spectrale et temporelle des interactions non linéaires, des dispositifs d'imagerie ultra rapide et d'imagerie résolue dans le temps ont été proposés pour diverses applications.

Mais, les propriétés les plus étonnantes et remarquables de l'optique non linéaire sont d'ordre quantiques. En effet, le phénomène de génération spontanée de lumière par conversion basse de fréquences dans un milieu quadratique, communément appelé fluorescence paramétrique, s'explique uniquement par un formalisme quantique [16, 17]. Par ailleurs, les travaux théoriques de Caves et al [18–20] explorent les propriétés quantiques de l'amplification paramétrique optique (APO). Ils sont suivis d'autres études théoriques étudiant plus en détail ces propriétés. Du point de vue spatial, les premiers travaux théoriques des états non classiques de la lumière sont à l'actif de Sokolov et Kolobov, synthétisés dans la référence [21]. C'est dans la continuité de ces travaux théoriques que s'inscrit la deuxième partie de ce manuscrit de thèse.

Tout d'abord, cette deuxième partie s'appuie entièrement sur les notions et les résultats de la première partie, tant pour le formalisme théorique que pour la détection de distributions spatiales du nombre de photons dans les images.

Dans ce quatrième chapitre, nous exposerons les bases théoriques nécessaires à l'observation expérimentale des fluctuations spatiales des photons issus d'un APO fonctionnant en régime linéaire. Premièrement, les propriétés classiques de l'amplification paramétriques d'images sont rappelées. Deuxièmement, nous présenterons les propriétés quantiques de l'APO appliquées aux images qui seront nécessaires à nos caractérisations expérimentales. Enfin, l'APO utilisé lors des expériences présentées dans le cinquième chapitre est décrit.

4.2 Propriétés classiques

Dans ce paragraphe, nous allons présenter les notions utiles à l'amplification paramétrique d'images qui ont été entièrement étudiées dans les travaux de thèse référencés en [10, 14, 15]. Nous verrons comment une image peut être amplifiée par un procédé tout optique. Nous utiliserons pour cela un formalisme classique.

4.2.1 Rappels sur l'amplification paramétrique

La propagation des ondes lumineuses dans le vide ou dans un milieu matériel telle qu'elle est décrite par les équations de Maxwell est en général linéaire. Toutefois lorsque les champs électromagnétiques deviennent intenses, l'interaction des champs avec la matière engendre à son tour des ondes qui en se couplant avec les champs incidents vont engendrer un ensemble de phénomènes remarquables tels que la génération d'harmoniques, le mélange d'ondes ou la bistabilité optique [16, 22]. Un certain nombre d'effets non linéaires sont liés aux susceptibilités non linéaires des matériaux qui engendrent une polarisation non linéaire du milieu matériel. La polarisation totale du milieu s'écrit alors [16] :

$$\vec{P} = \varepsilon_0(\chi^{(1)}\vec{E} + \chi^{(2)}\vec{E}\vec{E} + \chi^{(3)}\vec{E}\vec{E}\vec{E} + \dots) \quad (4.1)$$

Où ε_0 est la permittivité du vide, $\chi^{(1)}$ la susceptibilité linéaire du milieu, $\chi^{(j)}$ la susceptibilité non linéaire d'ordre j et \vec{E} le champ électrique classique de l'onde électromagnétique. Dans les milieux cristallins anisotropes, la polarisation non linéaire d'ordre deux est souvent prépondérante. Aussi lorsque deux ondes lumineuses de fréquences ω_1 et ω_2 se propagent dans un tel milieu, elles induisent une polarisation non linéaire aux fréquences $\omega_1 - \omega_2$ et $\omega_1 + \omega_2$. Cette polarisation non linéaire donne à son tour naissance à une troisième onde de

fréquence $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$ et $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$. Les conditions d'accord de phase permettent de favoriser une des deux polarisations. Ainsi trois ondes vont se trouver couplées entre elles par un système d'équations issues de la résolution de l'équation de propagation pour chacune de ces ondes. Dans le premier cas ($\omega_1 - \omega_2$) on parlera de génération par différence de fréquences et dans l'autre cas ($\omega_1 + \omega_2$) de génération par somme de fréquences¹. Désormais, notre propos se limitera uniquement à la différence de fréquences. Pour ce processus de mélange à trois ondes faisant intervenir la non linéarité quadratique d'un matériau, la polarisation non linéaire pour la différence de fréquences est usuellement notée pour sa composante i :

$$[P_{NL}^{(\omega_3)}(z,t)]_i = 2\varepsilon_0 d_{ijk} E_j^{\omega_1}(z) E_k^{\omega_2*}(z) e^{i[(\omega_1 - \omega_2)t - (k_1 - k_2) \cdot z]} + c.c. \quad (4.2)$$

Ici, les ondes sont supposées se propager selon un axe z . Les indices i, j et k sont relatifs aux variables x et y de l'espace transverse à la propagation et décrivent la direction de polarisation des différentes ondes. $d_{ijk} = \frac{1}{2}\chi_{ijk}^{(2)}$ représente les éléments du tenseur d'ordre trois qui caractérise la non linéarité du milieu et qui dépend du groupe de symétrie auquel appartient celui-ci. k_l avec $l \in \{1,2,3\}$ est le module du vecteur d'onde de l'onde à la fréquence ω_l tel que $k_l^2 = \mu_0 \varepsilon_l \omega_l^2$. La résolution des équations de propagation nous donne alors pour chacune des ondes :

$$\frac{dE_i^{\omega_1}}{dz} = -i\omega_1 \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_1}} d_{ijk} E_j^{\omega_2*} E_k^{\omega_3} e^{-i\Delta kz} \quad (4.3a)$$

$$\frac{dE_j^{\omega_2*}}{dz} = +i\omega_2 \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_2}} d_{jik} E_i^{\omega_1} E_k^{\omega_3*} e^{i\Delta kz} \quad (4.3b)$$

$$\frac{dE_k^{\omega_3}}{dz} = -i\omega_3 \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_3}} d_{kij} E_i^{\omega_1} E_j^{\omega_2} e^{i\Delta kz} \quad (4.3c)$$

Où les indices sont tels que $(i, j, k) \in \{x, y\}$ et Δk représente le désaccord de phase entre les ondes en interaction. Ici, nous faisons l'hypothèse que le milieu est parfaitement transparent pour les fréquences considérées et que les ondes se propagent colinéairement dans le milieu. Pour simplifier les écritures, nous allons réexprimer le système 4.3 à l'aide des amplitudes A_l des champs électriques classiques E_l , telles que :

$$A_{l,\alpha} = \sqrt{\frac{n_l}{\omega_l}} E_{l,\alpha} \quad (4.4)$$

Où $l \in \{1, 2, 3\}$ et $\alpha = (i, j, \text{ ou } k) \in \{x, y\}$.

Ensuite, pour les milieux sans pertes, on utilise la règle de Kleinman : tous les coefficients

1. Il est à noter que la génération de second harmonique est un cas particulier de la somme de fréquence dans le cas où $\omega_1 = \omega_2$

du tenseur susceptibilité d_{ijk} qui résulte de la permutation des indices sont égaux ($d_{ijk} = d_{jik} = d_{kij}$). Enfin, en réalisant les conditions d'accord de phase à l'aide des propriétés de biréfringence des cristaux, on détermine le coefficient non linéaire effectif d_{eff} dépendant de la direction de propagation θ par rapport à l'axe optique, mais aussi de l'orientation de la propagation dans le plan perpendiculaire à l'axe optique repérée par l'angle ϕ . En conséquence, le système d'équations différentielles 4.3 devient² :

$$\frac{dA_1}{dz} = -i\kappa A_2^* A_3 e^{-i\Delta kz} \quad (4.5a)$$

$$\frac{dA_2^*}{dz} = +i\kappa A_1 A_3^* e^{i\Delta kz} \quad (4.5b)$$

$$\frac{dA_3}{dz} = -i\kappa A_1 A_2 e^{i\Delta kz} \quad (4.5c)$$

Où $\kappa = d_{eff} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \sqrt{\frac{\omega_1 \omega_2 \omega_3}{n_1 n_2 n_3}}$.

Dans le cas de la différence de fréquences, la condition d'accord de phase s'exprime comme suit³ :

$$\vec{\Delta k} = \vec{k}_3 - \vec{k}_1 - \vec{k}_2 \quad (4.6)$$

Ce processus non linéaire décrit par le système d'équations 4.5 permet l'amplification d'un signal faible de fréquence ω_1 par une onde pompe intense à la fréquence $\omega_3 > \omega_1$ [16, 22]. Cette amplification est dite "paramétrique" et elle s'accompagne de la génération d'une onde complémentaire à la fréquence $\omega_2 = \omega_3 - \omega_1$, nommée "onde idler" (figure 4.1), afin de respecter les lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement :

$$\omega_3 = \omega_1 + \omega_2 \quad (4.7)$$

$$\vec{k}_3 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2 \quad (4.8)$$

Désormais, nous adaptons la notation des ondes ($l \in \{1,2,3\}$) présentes dans le processus d'amplification paramétrique, telle que :

- onde signal : $l = 1 \Rightarrow s$,

2. Bien que nous ayons exprimé la polarisation non linéaire uniquement pour la différence de fréquences en 4.2, le système d'équation 4.5 décrit à la fois les phénomènes de doublage de fréquence, de somme et de différence de fréquences, de rectification optique ou d'amplification paramétrique. Le type d'interaction dépend alors des ondes présentes à l'entrée du milieu non linéaire, de leurs énergies respectives et de la condition d'accord de phase vérifiée par les ondes en interaction.

3. En toute rigueur, le désaccord de phase est bien une relation vectorielle, mais souvent nous utilisons un formalisme scalaire afin d'alléger les écritures.

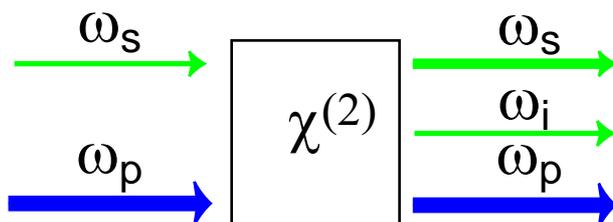


FIG. 4.1 – Schéma de principe de l'amplification paramétrique dans un milieu quadratique.

$$(\omega_2 = \omega_3 - \omega_1 \Leftrightarrow \omega_i = \omega_p - \omega_s).$$

- onde idler : $l = 2 \Rightarrow i$,
- onde pompe : $l = 3 \Rightarrow p$.

L'efficacité du processus d'amplification paramétrique est maximale lorsque la condition d'accord de phase est satisfaite (i-e $\Delta k = 0$). En supposant la non déplétion de l'onde pompe (i-e $A_p(z) = C^{te}$), le système d'équations 4.5 devient :

$$\frac{dA_s}{dz} = -igA_i^* e^{-i\Delta kz} \quad (4.9a)$$

$$\frac{dA_i^*}{dz} = +igA_s e^{i\Delta kz} \quad (4.9b)$$

avec $g = \kappa A_p(z = 0)$.

La solution générale du système 4.9 est⁴ :

$$A_s(z) = \left\{ A_s(0) \left[\cosh(bz) + \frac{i\Delta k}{2b} \sinh(bz) \right] - \frac{ig}{2b} A_i^*(0) \sinh(bz) \right\} e^{-i\Delta kz/2} \quad (4.10a)$$

$$A_i^*(z) = \left\{ A_i^*(0) \left[\cosh(bz) - \frac{i\Delta k}{2b} \sinh(bz) \right] + \frac{ig}{2b} A_s(0) \sinh(bz) \right\} e^{i\Delta kz/2} \quad (4.10b)$$

avec $b = \frac{1}{2} \sqrt{g^2 - \Delta k^2}$ et $|\Delta k| < g$.

Dans les deux paragraphes suivant (§ 4.2.2 et 4.2.3) nous explicitons cette solution générale (4.10) pour deux situations d'amplification possibles.

4.2.2 Cas insensible à la phase

L'amplification est dite “insensible” à la phase (AIP) lorsque seule l'onde signal est présente à l'entrée du cristal avec l'onde pompe (i-e $A_i(z = 0) = 0$). Par ailleurs, nous

4. Lorsque $|\Delta k| > g$, b devient imaginaire pur. Dans le système d'équations 4.10, les fonctions cosh et sinh sont alors remplacées respectivement par les fonctions cos et sin.

considérons l'accord de phase parfait (i-e $\Delta k = 0$). Dans ces conditions, les amplitudes des ondes signal et idler deviennent :

$$A_s(z) = A_s(0) \cosh\left(\frac{1}{2}gz\right) \quad (4.11a)$$

$$A_i^*(z) = iA_s(0) \sinh\left(\frac{1}{2}gz\right) \quad (4.11b)$$

A l'aide de l'équation 4.4 et en prenant la définition classique de l'intensité ($I = 2\epsilon_0 c E^* E$), nous définissons les gains d'amplification comme suit :

$$G_s(z) = \frac{I_s(z)}{I_s(0)} \quad (4.12a)$$

$$G_i(z) = \frac{I_i(z)}{I_s(0)} \quad (4.12b)$$

Avec I_s l'intensité du signal et I_i l'intensité de l'idler, $G_s(z)$ le gain du signal et $G_i(z)$ le gain de l'idler. L'absence du champ idler à l'entrée ne permet pas de définir un gain au sens strict du terme. Mais d'un point de vue pratique nous définissons $G_i(z)$ par rapport à l'intensité du signal à l'entrée. Ce point de vue est utilisé dans la définition de porte temporelle optique [14]. Les expressions des gains d'amplification sont les suivantes :

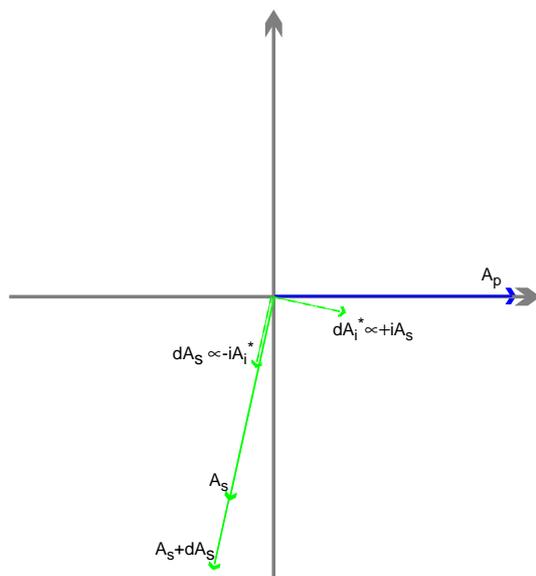
$$G_s(z) = \cosh^2\left(\frac{1}{2}gz\right) \quad (4.13a)$$

$$G_i(z) = \frac{n_s \omega_i}{n_i \omega_s} \sinh^2\left(\frac{1}{2}gz\right) \quad (4.13b)$$

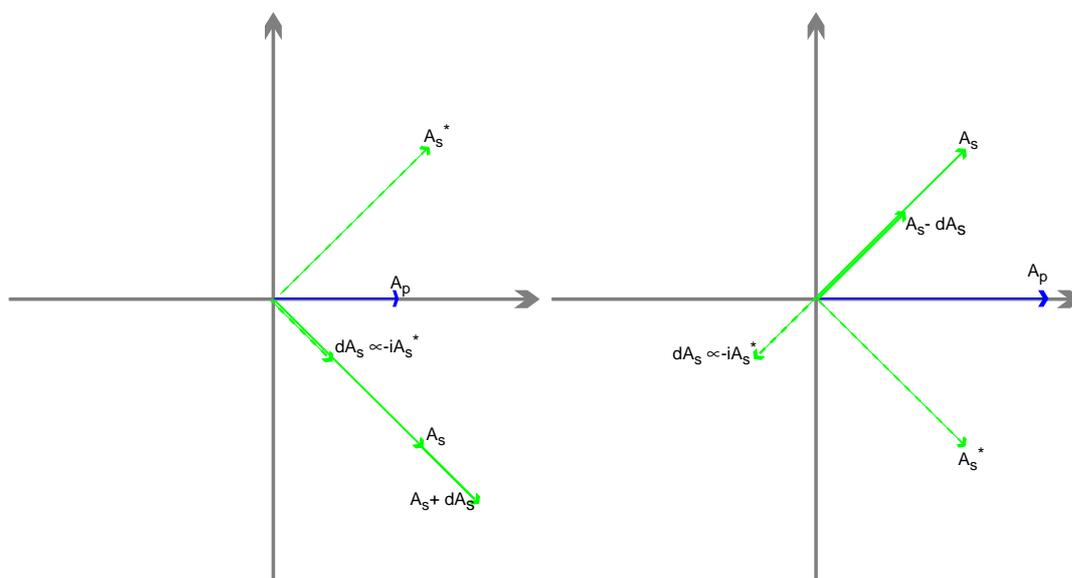
Ces deux expressions montrent que les gains d'amplification dépendent uniquement des caractéristiques géométriques et non linéaires du cristal employé et de la puissance de l'onde pompe. Le gain est donc insensible à la phase relative entre le signal, l'idler et la pompe (figure 4.2(a)). En effet, l'idler est généré au cours de l'amplification avec une phase relative par rapport aux ondes pompes et signal correspondant à l'amplification maximale. Ainsi, en régime impulsif, le gain est inchangé d'un tir à l'autre pour une puissance de pompe constante. Désormais, lorsque nous parlerons de gain insensible à la phase, nous considérerons :

$$G_{AIP}(z) \equiv G_s(z) \quad (4.14)$$

Nous allons exposer une situation d'amplification bien différente dans le paragraphe suivant.



(a) AIP : la phase du signal est quelconque. Il y a toujours amplification.



(b) Amplification du signal en configuration ASP. La phase du signal est : $\varphi = -\frac{\pi}{4}$. (c) Dé-amplification du signal en configuration ASP. La phase du signal est : $\varphi = +\frac{\pi}{4}$.

FIG. 4.2 – Diagrammes de Fresnel des différentes configurations d'amplification paramétrique tracés pour une tranche de propagation dz . La phase de la pompe sert de référence : $\varphi_p = 0$ (vecteur bleu). Les vecteurs verts pleins correspondent aux situations de départ ($z = 0$) et d'arrivée ($z = dz$). Les vecteurs verts pointillés sont les étapes intermédiaires conformément au système 4.9.

4.2.3 Cas sensible à la phase

L'amplification est dite "sensible" à la phase (ASP) lorsque les ondes signal et idler sont toutes les deux présentes à l'entrée du cristal avec l'onde pompe. Nous allons montrer que le gain de ce type d'amplification est sensible à la phase relative entre le signal, l'idler et la pompe en prenant pour référence la phase de la pompe (i-e $\varphi_p = 0$). Nous considérons toujours l'accord de phase parfait (i-e $\Delta k = 0$). De plus, nous considérons le cas dégénéré en longueur d'onde ($\omega_s = \omega_i$) afin de simplifier la compréhension du phénomène et de correspondre également aux conditions expérimentales futures. Dans ces conditions, les amplitudes des ondes signal et idler à l'entrée du cristal sont égales et ont la même phase, telles que :

$$A_s(0) = A_i(0) = Ae^{i\varphi} \quad (4.15)$$

Cette situation rend A_s et A_i interchangeable dans les équations 4.10 et on obtient :

$$A_s(z) = Ae^{i\varphi} \left[\cosh\left(\frac{1}{2}gz\right) - ie^{-2i\varphi} \sinh\left(\frac{1}{2}gz\right) \right] \quad (4.16)$$

On déduit de cette équation, l'expression du gain sensible à la phase :

$$G_{ASP}(\varphi, z) = \cosh^2\left(\frac{1}{2}gz\right) + \sinh^2\left(\frac{1}{2}gz\right) - 2 \cosh\left(\frac{1}{2}gz\right) \sinh\left(\frac{1}{2}gz\right) \sin(2\varphi) \quad (4.17)$$

Ainsi, le gain d'amplification est maximal lorsque $\varphi = -\frac{\pi}{4}$ et le signal est dé-amplifié pour $\varphi = +\frac{\pi}{4}$. Nous illustrons ces deux configurations avec les figures 4.2(b) et 4.2(c).

Quelque soit le type d'amplification concernée, l'efficacité du processus est conditionné par l'accord de phase 4.6, en prenant $s \equiv 1$, $i \equiv 2$ et $p \equiv 3$. Nous allons étudier ces conditions dans le paragraphe suivant.

4.2.4 Accord de phase

L'amplification paramétrique est efficace si la condition d'accord de phase est vérifiée, telle que :

$$\Delta k = k_p - k_s + k_i = \frac{n(\omega_p)\omega_p - n(\omega_s)\omega_s - n(\omega_i)\omega_i}{c} = 0. \quad (4.18)$$

Pour satisfaire cette condition, on met à profit la biréfringence naturelle des cristaux anisotropes. En effet, dans le cas de l'amplification paramétrique, l'accord de phase implique : $n(\omega_p) = n(\omega_s)$. Dans des milieux présentant une dispersion normale, cette relation ne peut pas être vérifiée si les deux ondes présentent la même direction de polarisation. Cependant,

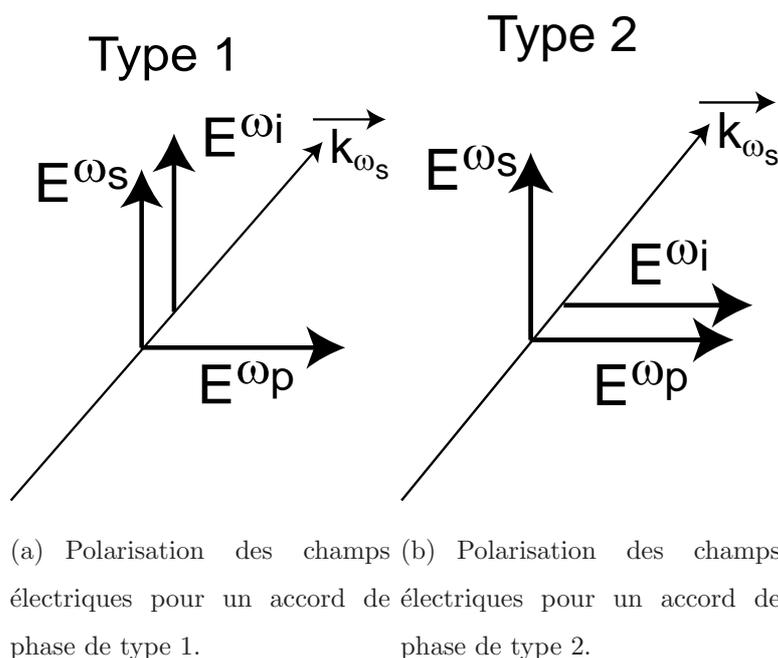


FIG. 4.3 – Types d'accord de phase possible en amplification paramétrique

si les ondes présentent des directions de polarisation différentes il est possible de trouver une direction de propagation des ondes en interaction afin que la condition d'accord de phase soit vérifiée [16]. Pour le processus d'amplification paramétrique, il existe deux types d'accord de phase possibles [10]. Le premier est qualifié de "type 1", tel que l'onde signal et l'onde idler ont la même polarisation, croisée avec celle de la pompe (figure 4.3(a)). Dans le deuxième, qualifié de "type 2", l'onde signal et l'onde idler ont des polarisations croisées. Dans ce cas, la pompe conserve une polarisation croisée avec celle du signal (figure 4.3(b)). Prenons l'exemple du cristal qui sera utilisé dans les expériences présentées dans le chapitre suivant. Ce sera un cristal de BBO ($\beta - BaB_2O_4$: *beta - borate de barium*) [23] avec un accord de phase de type 1. C'est un milieu uniaxe négatif présentant un axe lent (o) et un axe rapide (e) tel que $n_e^\omega < n_o^\omega$. L'axe optique Oz correspond ici à l'axe rapide ($n_z^\omega < n_x^\omega = n_y^\omega$). Pour une polarisation dite "extraordinaire", l'indice de réfraction $n(\theta)$ vu par une onde qui se propage selon une direction formant un angle θ avec l'axe optique est égal à :

$$n(\theta) = \left\{ \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2} \right\}^{-\frac{1}{2}}. \quad (4.19)$$

Pour ce milieu $n_e^\omega < n_e^{2\omega} < n_o^\omega$, il existe un angle θ_m pour lequel $n^{\omega_p}(\theta_m) = n_o^{\omega_s}$ comme cela est illustré par la figure 4.4. Ainsi, dans ce milieu, une onde à la fréquence ω_p de polarisation extraordinaire se propage en phase avec une onde à la fréquence ω_s , polarisée ordinairement

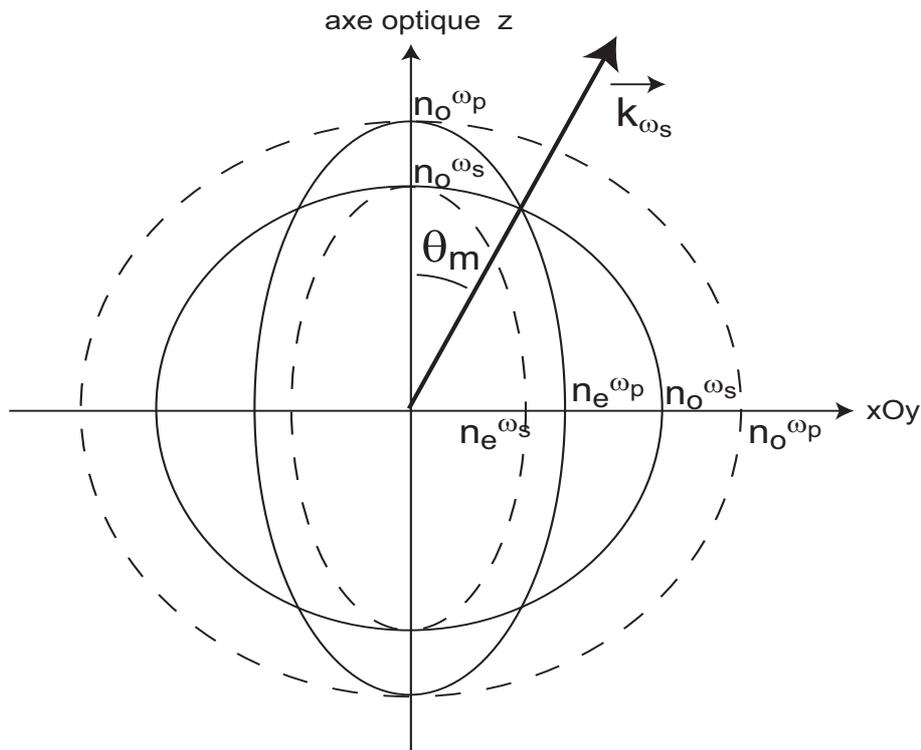


FIG. 4.4 – Représentation des indices vus par les ondes aux fréquences ω_s et ω_p en fonction de leur polarisation et de leur direction de propagation dans un cristal uniaxe négatif. L'intersection des courbes en trait plein donne la direction θ_m d'accord de phase possible entre ces deux ondes.

$n(\omega_s) = n_o^{\omega_s}$, selon cette direction θ_m . La condition d'accord de phase permet de trouver cette direction telle que :

$$\sin^2 \theta_m = \frac{(n_o^{\omega_s})^{-2} - (n_o^{\omega_p})^{-2}}{(n_e^{\omega_p})^{-2} - (n_o^{\omega_p})^{-2}} \quad (4.20)$$

La nécessité de vérifier cette condition d'accord de phase limite le choix de la direction de propagation. De plus, la forme du tenseur des coefficients non linéaires propre à chaque groupe de symétrie cristalline réduit également le choix de la direction de polarisation. En effet, les processus non linéaires prennent source dans la polarisation non linéaire provoquée par les ondes incidentes (équation 4.2). Si l'efficacité du processus dépend de la condition d'accord de phase; son ampleur est également liée à la valeur du coefficient non linéaire effectif d_{eff} .

Nous avons jusqu'à maintenant supposé que les ondes en interaction se propagent de façon colinéaire, or des configurations d'accord de phase non colinéaires sont possibles avec par-

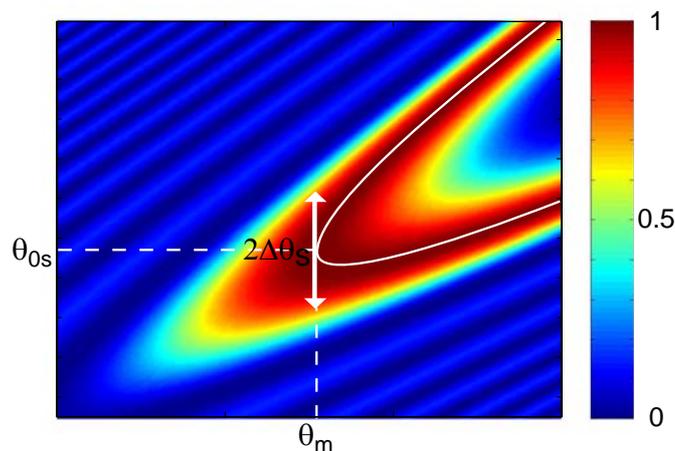


FIG. 4.5 – *Acceptance angulaire du signal $\Delta\theta_s$ en ordonnée fonction de l'incidence de la pompe en abscisse. L'accord de phase parfait est symbolisé par le trait blanc continu. La valeur du gain paramétrique normalisé est indiquée à droite.*

fois une meilleure efficacité [24]. Nous avons également considéré uniquement des faisceaux collimatés, mais la notion d'accord de phase peut être étendue à une image. Une onde plane diffractée par un objet génère un ensemble de vecteurs d'onde dont la direction moyenne est donnée par le vecteur d'onde de l'onde plane incidente de direction de propagation dans le cristal θ_{0s} , ϕ_{0s} . A chaque vecteur d'onde du signal, se propageant dans le cristal avec une direction θ_s , ϕ_s , peut être associée une fréquence spatiale ν_{spx} , ν_{spsy} de l'image de l'objet conformément aux lois de l'optique de Fourier :

$$\nu_{spx} = \frac{n^{\omega_s} \cdot \sin(\theta_s - \theta_{0s})}{\lambda_s}, \quad \nu_{spsy} = \frac{n^{\omega_s} \cdot \sin(\phi_s - \phi_{0s})}{\lambda_s} \quad (4.21)$$

La résolution de l'APO est déterminée par les conditions d'accord de phase dont l'évolution en fonction des incidences est illustrée par la figure 4.5. La thèse de doctorat référencée en [10] regroupe l'étude théorique et la réalisation expérimentale complète de l'amplification paramétrique d'images en termes de gain et de résolution. C'est dans la continuité de ces travaux que nous nous sommes intéressés à la caractérisation expérimentale des propriétés quantiques de l'APO.

4.3 Propriétés quantiques

4.3.1 Figure de bruit

L'amplification paramétrique d'images permet de compenser le mauvais rendement quantique des capteurs CCD silicium, notamment dans le proche IR et permet également la détection d'images de faibles niveaux, inférieurs au seuil de détection des détecteurs classiques. Toutefois, lorsque les images deviennent très faibles, les fluctuations quantiques spatiales deviennent prépondérantes et tout processus d'amplification classique de l'image dégrade le rapport signal à bruit (SNR) au minimum d'un facteur 2 [17]. Par conséquent la lisibilité de l'information contenue dans l'image amplifiée est réduite. Aussi, dans le cadre du traitement de l'information, il est important de pouvoir préserver ce rapport signal à bruit. Au début des années 80, Caves et al [18–20] ont exploré les limites quantiques, en termes de bruit, des amplificateurs en régime linéaire. Ils montrent que l'AIP ajoute du bruit dégradant le SNR , contrairement à l'ASP qui préserve le SNR sous certaines conditions. Dans ce cas, on parle d'amplification sans bruit. Les fluctuations quantiques d'une image amplifiée par un APO sensible à la phase ont été formalisées par Sokolov et al [25]. Dans ce cas, l'information spatiale contenue dans l'image est codée par la distribution spatiale du nombre de photons constituant le signal. Le bruit associé au signal est le bruit de photons. Ainsi, le SNR se définit comme :

$$SNR = \frac{\langle n \rangle^2}{\sigma_{ph}^2} \quad (4.22)$$

Où $\langle n \rangle$ est la moyenne vraie du nombre de photons du signal et σ_{ph}^2 la variance vraie associée, conformément aux définitions données dans le paragraphe 1.2.1. On considère toujours à l'entrée de l'APO un état cohérent caractérisé par une distribution de Poisson ce qui donne : $SNR^{in} = \langle n \rangle_{in}$. L'influence de l'amplification sur le SNR est décrite par la figure de bruit (FB) de l'amplificateur qui est le rapport entre le SNR^{in} à l'entrée de l'amplificateur et celui en sortie, SNR^{out} , tel que :

$$FB = \frac{SNR^{in}}{SNR^{out}} \quad (4.23)$$

L'évaluation du SNR^{out} a fait l'objet de nombreux travaux synthétisés dans la référence [21]. Le formalisme couramment employé utilise la notion de quadratures de phase [19, 26]. Dans le cas d'une interaction insensible à la phase, l'amplificateur ajoute du bruit quantique sur les deux quadratures. Par conséquent, l'intensité résultante donne un SNR^{out} réduit par

rapport au SNR^{in} . En considérant le bruit quantique ultime, la dégradation du SNR d'un APO est au minimum d'un facteur deux. Par contre, une configuration ASP ajoute du bruit sur une seule des deux quadratures. Les cas où la phase relative du signal par rapport à la quadrature sans bruit (φ_q) permet l'amplification sans bruit de l'amplitude nous intéressent car nous détectons uniquement l'intensité. Afin d'appréhender au mieux la figure de bruit d'un APO sensible à la phase, nous utilisons les résultats d'une étude numérique publiée dans la référence [27]. La simulation numérique se caractérise par une méthode semi-classique d'amplification et de propagation pas à pas. Pour cela, le milieu non linéaire quadratique est découpé en tranches élémentaires de longueur dz . A chaque pas, correspondant à une tranche dz , l'interaction non linéaire est calculée dans l'espace direct, puis la diffraction est simulée dans l'espace réciproque. Les auteurs se sont intéressés à l'amplification sensible et insensible à la phase d'un fond continu proche infrarouge ($\lambda = 1064 \text{ nm}$) par une pompe visible ($\lambda = 532 \text{ nm}$) dans un cristal de KTP de type 2. Ainsi, cet APO est dégénéré en longueur d'onde et nous permet d'évaluer le rôle de la phase et l'impact de la largeur spectrale d'amplification sur la figure de bruit. Pour l'instant, nous admettons une détection parfaite, négligeant ainsi le rendement quantique du détecteur. La figure de bruit résultante pour la configuration ASP avec un accord de phase parfait est la suivante :

$$FB_{ASP} = \frac{\langle m \rangle_{in} [\langle m \rangle_{in} (\cos^2(\varphi_q) e^{4bL} + \sin^2(\varphi_q) e^{-4bL}) + 2 \cosh^2(bL) \sinh^2(bL)]}{[\langle m \rangle_{in} (\cos^2(\varphi_q) e^{2bL} + \sin^2(\varphi_q) e^{-2bL}) + \sinh^2(bL)]^2} \quad (4.24)$$

Où $\langle m \rangle_{in}$ est le nombre moyen de photons par mode du fond continu à l'entrée de l'APO, φ_q est la phase relative du signal par rapport à la quadrature amplifiée sans bruit et bL le facteur de gain pour un cristal de longueur L . Le terme $\sinh^2(bL)$ du dénominateur de l'équation 4.24 représente la fluorescence paramétrique. Pour un signal intense en entrée permettant de négliger la fluorescence paramétrique et pour une phase relative $\varphi_q = 0$ qui maximise le gain, la figure de bruit tend vers un. A contrario, une phase $\varphi_q = \pi/2$ dé-amplifie le signal, la fluorescence paramétrique ne peut plus être négligée et par conséquent la figure de bruit se dégrade. La figure 4.6 illustre l'impact de la phase relative du signal sur la figure de bruit dans le cas ASP tandis que la configuration AIP conserve la même figure de bruit quelque soit la phase. Pour des images incidentes de faible intensité, il faut soustraire le niveau moyen de la fluorescence paramétrique de l'intensité moyenne totale enregistrée en sortie d'APO et corriger également la variance afin de retrouver la figure de bruit propre au signal [27].

Par ailleurs, le SNR se conçoit uniquement dans la bande passante de l'APO. L'effet de

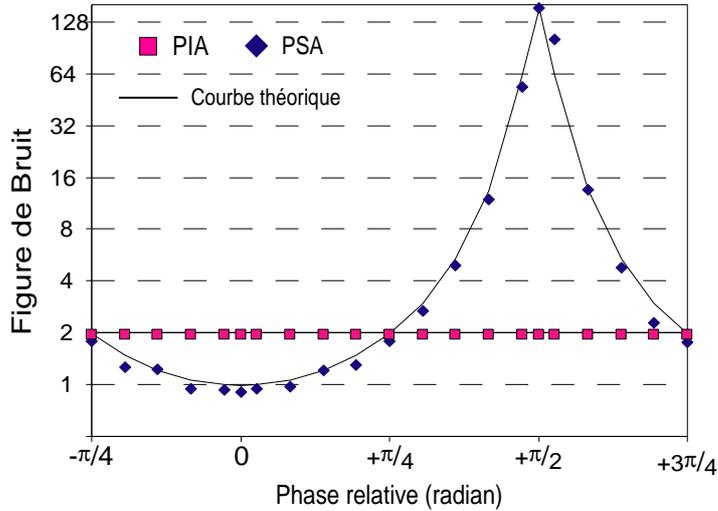


FIG. 4.6 – Évolution de la figure de bruit en fonction de la phase relative φ_q du signal pour $\langle m \rangle_{in} = 50$ pht.

filtrage du spectre des fréquences spatiales, propre à tout processus d'amplification, impose une cellule de détection (pixel) de dimensions égales ou supérieures à celles de la cellule de résolution de l'amplificateur. L'évaluation du SNR^{out} dans la bande spectrale d'amplification, nécessite le regroupement des pixels de la caméra CCD afin d'obtenir une surface équivalente à celle de la cellule de résolution de l'APO; c'est le "binning". La figure 4.7 montre parfaitement l'évolution des figures de bruit en fonction du regroupement des pixels pour les deux configurations d'amplification. Lorsque le pixel de détection est plus petit que la cellule de résolution, la valeur de la figure de bruit est inférieure à la valeur attendue. Le SNR semble être amélioré au cours de l'amplification, mais en réalité il n'est pas défini dans la bande passante de l'amplificateur. Le filtrage passe bas de l'amplificateur rejette les hautes fréquences spatiales porteuses des détails les plus fins de l'image, et effectue ainsi un lissage partiel des fluctuations, améliorant artificiellement le SNR . Le regroupement des pixels permet d'évaluer la figure de bruit en tenant compte de la bande spectrale spatiale réelle de l'APO.

Jusqu'à maintenant, nous n'avons pas pris en compte le processus de détection. Le formalisme de quadratures se prête bien aux méthodes de détection cohérentes homodyne et hétérodyne car elles permettent de sélectionner la quadrature non bruitée. Notre approche

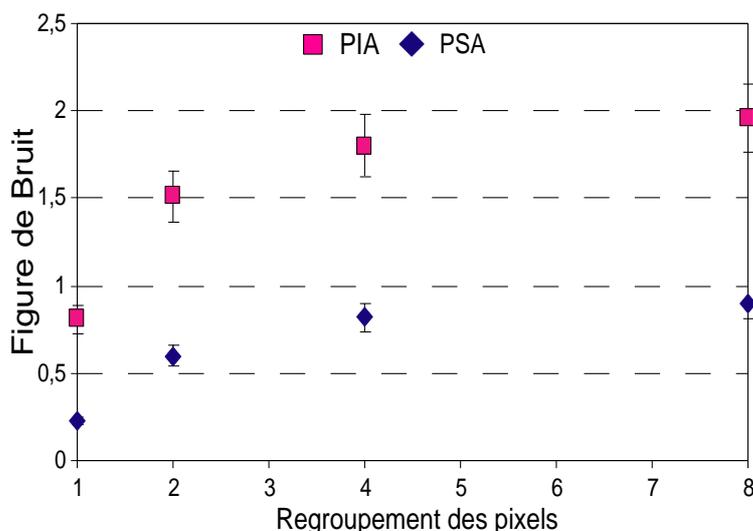


FIG. 4.7 – Évolution de la figure de bruit en fonction du regroupement des pixels (binning) pour une phase relative $\varphi = 0$.

expérimentale est différente. Nous avons vu dans la première partie de cette thèse que nous sommes capable de caractériser une distribution de photons enregistrée directement sur une caméra CCD. Étant donné que nous sommes sensibles uniquement à l'intensité détectée, nous devons caractériser la figure de bruit après détection. En conséquence, l'équation 4.23 définissant la figure de bruit est le rapport de SNR^{in} présent à l'entrée de l'APO sur SNR^{out} détecté en sortie d'APO. La détection des photons avec un rendement quantique $\eta < 1$ peut être assimilée à une atténuation avec un facteur de perte $1 - \eta$ [28]. Ainsi, si l'on possède un bon détecteur (η proche de un), l'amplification n'améliore pas le SNR . En effet, l'information disponible à l'entrée est fidèlement détectée et l'amplification n'ajoute pas d'information. Par contre, lorsque le détecteur à un faible rendement, l'amplification permet de préserver l'information. Les applications pratiques de l'amplification paramétrique d'images sont essentiellement dans l'infrarouge, là où le rendement quantique des détecteurs est très faible et/ou le bruit d'obscurité est important. Cela est contradictoire avec les conditions expérimentales que nous avons (détection dans le domaine visible, $\eta = 90\%$), mais la diffusion des photons proche infrarouge dans le silicium et "l'etaloning" nous interdit toute statistique spatiale de photons (§ 2.4). Nous allons donner les expressions des figures de bruit propres à chaque configuration d'amplification que nous utiliserons expérimentalement. La figure de

bruit après détection de l'APO sensible à la phase est la suivante [21] :

$$FB_{ASP} = 1 + \frac{1}{\eta G_{ASP}} - \frac{1}{G_{ASP}} \quad (4.25)$$

Où G_{ASP} est le gain sensible à la phase.

Lorsque la phase relative du signal permet un gain d'amplification élevé (i-e $G_{ASP} \gg 1$), FB_{ASP} tend vers un. Par contre, lorsqu'il y a une dé-amplification (i-e $G_{ASP} < 1$), FB_{ASP} est dégradée. Dans le cas d'une interaction insensible à la phase (AIP), on retrouve les propriétés classiques des amplificateurs. La figure de bruit minimale attendue après détection est la suivante :

$$FB_{AIP} = 2 + \frac{1}{\eta G_{AIP}} - \frac{2}{G_{AIP}} \quad (4.26)$$

Où G_{AIP} est le gain insensible à la phase.

Pour un gain d'amplification élevé, FB_{AIP} tend vers deux. Pour les deux configurations, l'absence d'amplification donne une figure de bruit caractérisant uniquement la détection. La figure de bruit d'un détecteur réel est [29]:

$$FB_{CCD} = \frac{1}{\eta} \quad (4.27)$$

Dans le cas d'une détection parfaite ($\eta = 1$), pour chaque configuration d'amplification on retrouve la figure de bruit stricte de l'APO.

Nous allons présenter maintenant quelques aspects pratiques nécessaires à la caractérisation expérimentale de la figure de bruit d'un APO.

4.3.2 Aspects pratiques

Tout d'abord, l'APO est dégénéré en longueur d'onde ($\omega_p = 2\omega_s = 2\omega_i$). Si l'onde plane associée à la fréquence spatiale nulle de l'image amplifiée n'est pas en accord de phase colinéaire avec l'onde pompe, la fonction de transfert d'amplification n'est plus centrée sur cette fréquence spatiale. L'onde idler se distingue alors de l'onde signal. Cela se traduit par une modulation du gain d'amplification par des franges dont l'orientation et l'inter-frange dépendent de l'accord de phase entre les ondes planes associées aux fréquences spatiales nulles des ondes signal et idler [30].

On obtient facilement une configuration sensible à la phase, pour un accord de phase colinéaire de type 1 ou bien pour un accord de phase colinéaire de type 2 lorsque le signal est

polarisé à 45° des lignes neutres du cristal. On parle alors “d’accord de phase complètement dégénéré”. Quant à la configuration insensible, elle s’obtient aisément pour un accord de phase colinéaire de type 2 lorsque le signal est polarisé sur une seule des deux lignes neutres du cristal. Dans le cas d’un accord de phase de type 1, la seule manière de lever la dégénérescence complète (longueur d’onde et polarisation) est un accord de phase non colinéaire [31]. En effet, la distinction en termes de fréquences spatiales entre le signal et l’idler permet de sélectionner uniquement le signal pour éliminer les interférences signal/idler et ainsi réaliser un schéma insensible à la phase.

Ensuite, l’état spatialement cohérent à l’entrée de l’APO est formé par un fond lumineux continu peu intense. Ce choix est établi par souci de simplicité afin de mesurer plus facilement les grandeurs statistiques. De plus, le fond continu est une image extrêmement simple dont la décomposition en ondes planes se réduit à un seul vecteur d’onde définissant un mode spatial. Ainsi, le respect des conditions d’accord de phase est a priori plus facile que pour une image complexe. Par ailleurs, nous avons vu dans la première partie de cette thèse, le lien entre les grandeurs statistiques vraies et celles accessibles expérimentalement. De même, la caractérisation des distributions spatiales du nombre de photons dans le plan transverse par une caméra CCD s’effectue à l’aide de la distribution des photo-électrons produits par les photons. Pratiquement, le SNR défini en 4.22 se mesure tel que :

$$SNR = \frac{\bar{n}_{pe^-}^2}{(\Delta n_{pe^-})^2} \quad (4.28)$$

Ainsi, à l’entrée de l’APO, nous avons, en supposant un état cohérent :

$$SNR^{in} = \bar{n}_{pe^-}^{in} \quad (4.29)$$

En sortie d’APO, si le fond lumineux continu est peu intense, la mesure du SNR^{out} propre au signal demande de connaître le niveau d’intensité moyen de la fluorescence paramétrique afin de calculer la moyenne des photo-électrons correspondant réellement au signal [27], tel que :

$$\bar{n}_{pe^-}^{out} = \bar{n}_{pe^-}^{total} - \bar{n}_{pe^-}^{fluo} \quad (4.30)$$

Où $\bar{n}_{pe^-}^{total}$ est défini par 2.10.

Pour la variance, nous faisons le même type de corrections :

$$(\Delta n_{pe^-}^{out})^2 = (\Delta n_{pe^-}^{total})^2 - (\Delta n_{pe^-}^{fluo})^2 \quad (4.31)$$

Où $(\Delta n_{pe^-}^{total})^2$ est défini par 2.11.

Avec un accord de phase de type 1, la statistique de la fluorescence paramétrique est poissonienne car elle est temporellement fortement multi-mode [32–34], ce qui nous donne : $(\Delta n_{pe^-}^{fluo})^2 = \bar{n}_{pe^-}^{fluo}$. En tenant compte des équations 4.30 et 4.31, le SNR^{out} est :

$$SNR^{out} = \frac{(\bar{n}_{pe^-}^{total} - \bar{n}_{pe^-}^{fluo})^2}{(\Delta n_{pe^-}^{total})^2 - (\Delta n_{pe^-}^{fluo})^2} \quad (4.32)$$

Or, dans le paragraphe 4.3.1, l'équation 4.23 définissant la figure de bruit est le rapport de SNR^{in} présent à l'entrée de l'APO sur SNR^{out} détecté en sortie d'APO. Donc, d'un point de vue pratique la figure de bruit sera le rapport de l'équation 4.29 sur l'équation 4.32 le tout divisé par η .

Maintenant, nous allons déterminer précisément la nature de l'APO nécessaire à nos mesures expérimentales.

4.4 Description de l'APO

Le but de cette partie est de déterminer le milieu amplificateur le plus favorable pour réaliser une amplification d'images sans bruit en fonction de nos conditions expérimentales réelles.

4.4.1 Choix du cristal

Le but est de mesurer des statistiques spatiales de photons après amplification paramétrique à l'aide d'une caméra CCD. La source disponible pour réaliser un APO est un laser impulsif Nd:verre présenté en 3.2. De plus, les performances du détecteur sont optimales dans le domaine visible et particulièrement pour le second harmonique du laser. Nous amplifions donc une image produite à la longueur d'onde $\lambda_p = 527.5 \text{ nm}$ à l'aide d'une pompe de longueur d'onde $\lambda_p = 263.75 \text{ nm}$, nous plaçant de fait à la dégénérescence en longueur d'onde. L'usage de l'ultraviolet comme pompe va nous limiter dans le choix du cristal en termes de transparence du milieu. Les cristaux envisagés sont présentés dans le tableau 4.1. En regard des coefficients non linéaires effectifs, la seule amplification efficace d'une onde visible ($\lambda_s = 527.5 \text{ nm}$) par une pompe ultraviolette ($\lambda_p = 263.75 \text{ nm}$) est obtenue dans un cristal de BBO ($\beta - BaB_2O_4$: *beta - borate de barium*) avec un accord

Cristal	Accord de phase	Coefficient non linéaire effectif, d_{eff}
BBO	Type 1; $\theta \simeq 48.23^\circ$	$d_{31} \sin \theta - d_{22} \cos \theta \approx 1.4 \text{ pm.V}^{-1}$
BBO	Type 2; $\theta \simeq 81^\circ$	$d_{22} \cos^2 \theta \approx 0.06 \text{ pm.V}^{-1}$
LBO	Type 1, plan XY; $\phi \simeq 89^\circ$	$d_{32} \cos \phi \approx 0.02 \text{ pm.V}^{-1}$
KDP	Type 1; $\theta \simeq 77^\circ$	$d_{36} \sin \theta \approx 0.4 \text{ pm.V}^{-1}$
ADP	Type 1; $\theta \simeq 81^\circ$	$d_{36} \sin \theta \approx 0.4 \text{ pm.V}^{-1}$

TAB. 4.1 – Tableau récapitulatif des cristaux quadratiques transparents à $\lambda = 263.8 \text{ nm}$. Les données sont issues de la référence [23]. Les valeurs des coefficients non linéaires effectifs sont ceux du doublage de fréquence de la longueur d'onde $\lambda = 1064 \text{ nm}$.

de phase de type 1. D'après l'équation 4.20, l'angle d'accord de phase est : $\theta_m = 48.228^\circ$. La dégénérescence complète de l'APO le rend sensible à la phase. La comparaison avec le cas insensible n'est donc pas possible dans un schéma d'interactions purement colinéaires. Seul un accord de phase non colinéaire permet de distinguer le signal de l'idler et d'obtenir ainsi une AIP [31]. Pour cela, une légère modification de l'angle d'incidence du signal suffit. Le choix du cristal amplificateur et la nature de l'accord de phase étant fixé, nous allons déterminer ses caractéristiques géométriques utiles à nos mesures expérimentales.

En amplification paramétriques d'images, les dimensions transverses du cristal fixent le nombre de points résolus dans une image. Nous avons choisi une section de $7 \times 7 \text{ mm}$ pour obtenir un nombre de cellules de résolution amplifiées conséquent afin d'effectuer des statistiques sur un nombre suffisant d'éléments indépendants. La longueur du cristal résulte généralement d'un compromis entre le gain d'amplification et la largeur la bande passante des fréquences spatiales. Mais ici, la résolution n'est pas un critère de choix majeur. En réalité, ce sont les caractéristiques temporelles du laser qui déterminent la longueur du cristal car les vitesses de groupe des impulsions pompe et signal dans le milieu non linéaire biréfringent ne sont pas les mêmes. De fait, la durée des impulsions ($\delta t \approx 1 \text{ ps}$) et l'emploi de l'ultraviolet ne permettent pas de négliger la dispersion temporelle [15]. Intuitivement, on comprend que l'impulsion qui a la plus faible vitesse de groupe doit être présente dans le cristal en avance par rapport à l'autre afin d'obtenir le meilleur recouvrement temporel des impulsions au cour de la propagation dans le cristal. En pratique, les impulsions sont synchronisées à l'aide d'une ligne à retard sans connaître réellement le décalage à l'entrée du cristal. En fait,

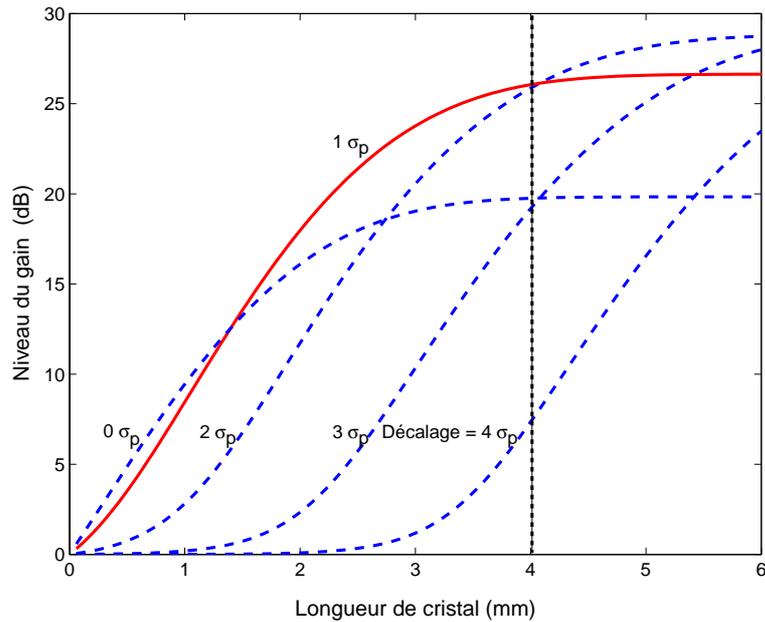


FIG. 4.8 – Évolution du gain en fonction de la longueur d'interaction pour différents décalages d'impulsions. Le niveau de gain, exprimé en dB, n'est pas représentatif du gain réel. Les décalages d'impulsions sont notés en fonction de l'avance de la pompe sur le signal et exprimés en largeur à $1/e$.

l'optimisation du gain d'amplification sert de repère pour la synchronisation des impulsions. Néanmoins, la longueur d'interaction optimale doit être déterminée afin d'obtenir un gain suffisant en regard de la quantité de fluorescence paramétrique produite tout au long du cristal. A l'aide de simulations numériques, nous établissons la longueur optimale en prenant en compte la différence des vitesses de groupe entre les impulsions signal et pompe. La figure 4.8 présente des gains d'amplification obtenus pour différents décalages d'impulsions en entrée d'amplificateur en fonction de la longueur du cristal. Il est clair qu'au delà d'une certaine distance de propagation le déphasage temporel des impulsions ne permet plus l'amplification du signal tandis que la pompe continue de produire de la fluorescence paramétrique qui par conséquent peut devenir prédominante en regard de l'intensité du signal. Il s'agit donc de trouver le compromis entre le gain d'amplification et la quantité de fluorescence paramétrique générée. A partir de la figure 4.8, nous avons choisi un cristal de 4 mm de long. La figure 4.9 illustre la situation optimale supposée des impulsions à l'entrée du cristal. La position relative des deux impulsions s'inverse au cours de la propagation et par conséquent, l'impulsion signal balaie toute l'impulsion pompe optimisant ainsi leur recouvrement. Nous

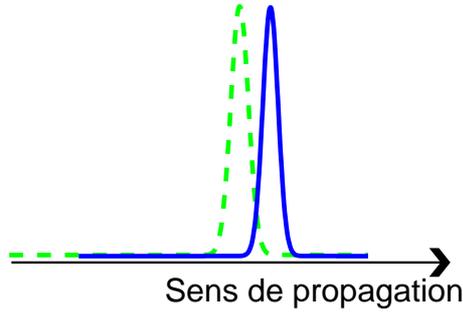


FIG. 4.9 – Position relative théorique des impulsions pompe (trait plein) et signal (trait pointillé) à l'entrée du cristal pour une amplification optimale.

n'avons pas caractérisé précisément la valeur du gain paramétrique car nous nous contentons de mesurer directement le gain dans l'image amplifiée afin de déterminer la valeur de la figure de bruit attendue, conformément aux équations 4.25 et 4.26. Expérimentalement, nous aurons des gains peu élevés afin de ne pas trop amplifier les petits défauts de phase qui dégradent la statistique [35]. Par ailleurs, nous utiliserons également un cristal de BBO de 2 mm de long pour nos expériences propres à la statistique de la fluorescence paramétrique pure, présentées dans le paragraphe 5.2. Nous y précisons les raisons du choix d'un cristal plus court.

Nous présentons ici quelques données et valeurs caractéristiques du cristal de BBO :

- Groupe de symétrie : 3m,
- Cristal uniaxe négatif,
- Domaine de transparence : 189 nm ↔ 3500 nm,
- Coefficient non linéaire : $d_{eff} = 2.044 \text{ pm.V}^{-1} \sim 2.7 \times d_{36}(KDP)$,
- Angle de double réfraction (walk-off spatial) : 4.88° ,
- Indice du signal : $n_o = 1.6746$,
- Indices de la pompe : $n_o = 1.7609$; $n_e = 1.6142$,
- Désaccord des vitesses de groupe (walk-off temporel) : 5.83 ps.mm^{-1} .

Le “walk-off” spatial est important par rapport à d'autres cristaux mais les sections des faisceaux lasers utilisées rendent ce paramètre négligeable. Par ailleurs, la tolérance du cristal de BBO sur la divergence du faisceau pompe est faible (moins de 1 mrad), mais la qualité du faisceau (TEM 00) de notre laser rend cette propriété peu critique. Le cristal de BBO est légèrement sensible à l'humidité mais les cristaux sont protégés par des traitements de

surface qui évitent la déliquescence du cristal. La tenu au flux des traitement est élevée car le cristal de BBO a été exposé sans problèmes à des flux lumineux atteignant 8 Gw.cm^{-2} pour $\lambda = 263.75 \text{ nm}$ (i-e $400 \text{ }\mu\text{J}$, $\delta t_{FWHM} = 0.93 \text{ ps}$ et $L_{FWHM} = 2.7 \text{ mm}$). Enfin, le cristal de BBO est stable en température de par la très faible variation des indices en température : $dn_{o,e}/dT < 10^{-5} \text{ K}^{-1}$.

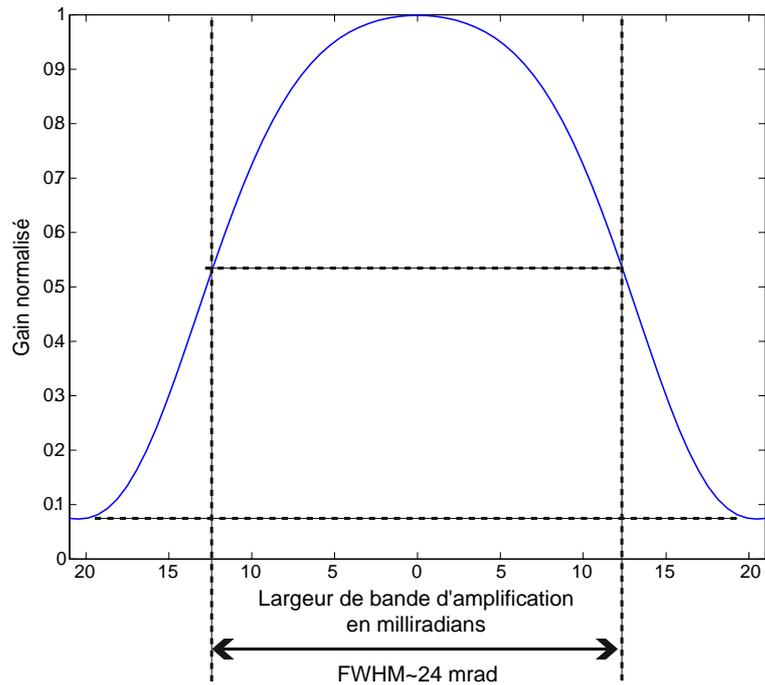
4.4.2 Résolutions théorique et expérimentale

Suite à la détermination des caractéristiques géométriques du cristal amplificateur, nous allons étudier les propriétés de résolution du BBO. La connaissance de la résolution est indispensable à la détermination des dimensions latérales de la cellules de résolution de l'APO. Pour cela nous enregistrons le spectre spatial de la fluorescence paramétrique en plaçant la caméra CCD dans le plan de Fourier d'une lentille [10]. L'image ainsi enregistrée est la fonction de transfert des fréquences spatiales de l'amplificateur car le pompage du cristal sans la présence de signal à l'entrée est équivalent en termes de traitement du signal à l'amplification d'un bruit blanc. La largeur de bande donnée par le profil expérimental est exprimée selon deux échelles. La conversion des pixels en unité d'angle ($mrad$) dépend des dimensions du pixel de la caméra CCD et de la longueur focale de la lentille utilisée (ici $f' = 160 \text{ mm}$). Cette acceptance est mesurée dans l'air. Le profil théorique donne la largeur de bande en angle également calculée dans l'air. Nous donnons ci-dessous les acceptances angulaires calculées dans l'air :

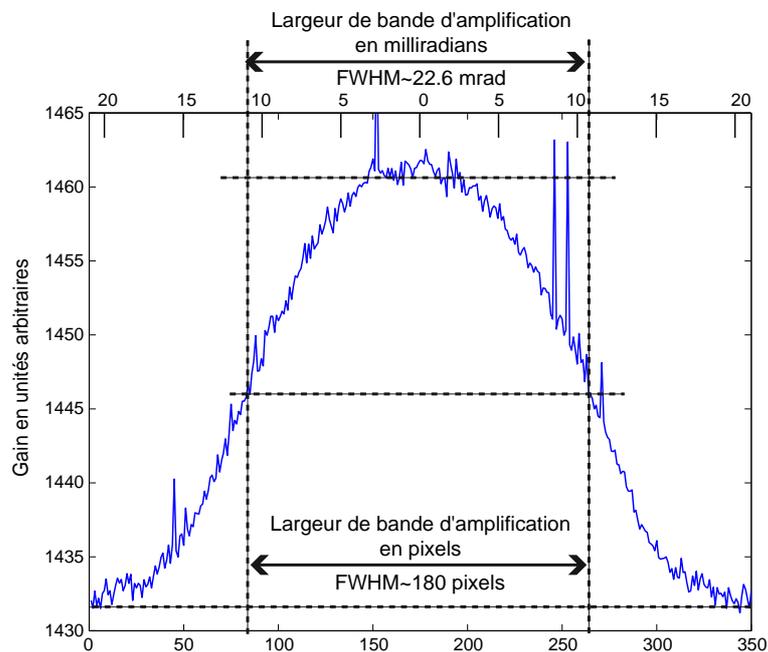
- Valeur théorique : $2\Delta\theta_s = 24 \text{ mrad}$.
- Valeur expérimentale : $2\Delta\theta_s = \frac{(180 \text{ pix} \times 2.10^{-2} \text{ mm})}{160 \text{ mm}} \simeq \pm 22.6 \text{ mrad}$.

Le réglage de l'accord de phase explique l'écart entre la valeur théorique et expérimentale. C'est cette dernière que nous utiliserons pour déterminer la taille d'une cellule de résolution. En outre, les fonctions de transfert dans le plan transverse sont symétriques, ainsi le regroupement des pixels se fera en carré.

4.4. DESCRIPTION DE L'APO



(a) Profil théorique de la fonction de transfert des fréquences spatiales. L'abscisse est en milliradians.



(b) Profil expérimental de la fonction de transfert des fréquences spatiales. L'abscisse inférieure est en pixels, tandis que l'abscisse supérieure est en milliradians.

FIG. 4.10 – Représentation des profils des fonctions de transfert expérimentales et théoriques des fréquences spatiales. Les traits pointillés sont les cotes de référence pour la mesure de la pleine largeur de bande à mi-hauteur.

4.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les propriétés de l'APO pour les images. Dans un premier temps nous avons rappelé les aspects classiques de l'amplification paramétrique d'images étudiées et démontrées dans la référence [10].

Dans un deuxième temps, nous exposons les propriétés quantiques de l'APO en termes de bruit spatial. L'intérêt est pour les images de faible intensité qui sont limitées par le bruit quantique. Les images intenses sont quant à elles dominées par le bruit classique rendant les fluctuations quantiques négligeables. Une configuration AIP dégrade le SNR initial d'un facteur 2 au minimum. C'est le comportement classique de tous les amplificateurs. Par contre, une configuration ASP amplifie sans dégrader le SNR si le gain est maximum. A l'opposé, lorsque la phase correspond à une dé-amplification du signal, la figure de bruit est fortement dégradée. Puis, à l'aide de simulations numériques, nous avons montré le rôle primordial du rapport d'échelle entre les dimensions de la cellule de résolution et celle de détection sur la valeur des figures de bruit.

Ensuite, nous avons étudié les cristaux non linéaires favorables en tenant compte des impératifs expérimentaux. La seule possibilité d'amplifier efficacement une onde visible avec une pompe ultraviolette est un cristal de BBO de type 1. La section du cristal a été choisie pour avoir un nombre significatif de cellules de résolution afin de valider les statistiques spatiales. La longueur a été déterminée en tenant compte de la dispersion temporelle des impulsions pour obtenir le meilleur compromis entre le gain et le niveau de fluorescence paramétrique.

Dans le chapitre suivant nous présentons les résultats expérimentaux obtenus à l'aide de l'APO présenté dans ce chapitre.

Bibliographie

- [1] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters et G. Weinreich, "Generation of optical harmonics", *Phys. Rev. Lett.*, **7**, pp. 118 (1962).
- [2] S. A. Akhmanov, A. I. Kovrigin, A. S. Piskarskas, V. V. Fadeev et V. Khokhlov, "Observation of parametric amplification in optical range", *JETP Lett.*, **2**, pp. 191 (1965).
- [3] J. Giordmaine, "Mixing of light beams in crystals", *Phys. Rev. Lett.*, **8**, pp. 19 (1962).
- [4] R. Miller, G. Boyd et A. Savage, "Nonlinear optical interactions in $LiNbO_3$ without double refraction", *Appl. Phys. Lett.*, **6**, pp. 77 (1965).
- [5] J. E. Midwinter, "Image conversion from 1.6 μm to the visible in lithium niobate", *Appl. Phys. Lett.*, **12**, pp. 68 (1968).
- [6] A. Gavrielides, P. Peterson et Cardimona, "Diffractive imaging in three-wave interactions", *J. Appl. Phys.*, **62**, pp. 2640 (1987).
- [7] P. Laferriere, C. Wetterer, L. Schelonka et M. Kramer, "Spatial-frequency selection using downconversion optical parametric amplification", *J. Appl. Phys.*, **65**, pp. 3347 (1989).
- [8] Y. Fainman, E. Klancnik et S. Lee, "Optimal coherent image amplification by two-wave coupling in photorefractive $BaTiO_3$ ", *Opt. Engineering*, **25**, pp. 228 (1986).
- [9] E. Lantz, L. Han, A. Lacourt et J. Zyss, "Simultaneous angle and wavelength one-beam noncritical phase matching in optical parametric amplification", *Opt. Commun.*, **97**, pp. 245 (1993).
- [10] F. Devaux, *Amplification paramétrique d'images*, Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté (1996).
- [11] L. Wang, P. P. Ho, X. Liang, H. Dai et R. R. Alfano, "Kerr-Fourier imaging of hidden object in thick turbid media", *Opt. Lett.*, **18**, pp. 241 (1993).
- [12] R. Mahon, M. D. Ducan, L. L. Tankersley et J. Reintjes, "Time-gated imaging through dense scatterers with a Raman amplifier", *Appl. Opt.*, **32**, pp. 7425 (1993).
- [13] K. M. Yoo, Q. Xing et R. R. Alfano, "Imaging objects hidden in highly scattering media using femtosecond second-harmonic-generation cross-correlation time gating", *Opt. Lett.*, **16**, pp. 1019 (1991).

- [14] G. L. Tolguenec, *Imagerie à travers les milieux diffusants par amplification paramétrique d'images*, Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté (1998).
- [15] C. Doulé, *Amplification paramétrique optique en régime femtoseconde et tomographie optique cohérente : deux méthodes d'imagerie proche infrarouge dans des milieux diffusants*, Thèse de doctorat, Université de Paris-Sud (2000).
- [16] A. Yariv, *Quantum Electronics*, Wiley and Sons, 3^e édition (1987).
- [17] W. Louisell, A. Yariv et A. Siegman, "Quantum Fluctuations and Noise in Parametric Process I", *Phys. Rev.*, **124**, pp. 1646 (1961).
- [18] C. M. Caves, "Quantum-mechanical noise in an interferometer", *Phys. Rev. D*, **23**, n° 8, pp. 1693 (1981).
- [19] C. M. Caves, "Quantum limits on noise in linear amplifiers", *Phys. Rev. D*, **26**, n° 8, pp. 1817 (1982).
- [20] C. M. Caves et B. L. Schumaker, "New formalism for two-photon quantum optics. 1. Quadrature phases and squeezed states", *Phys. Rev. A*, **31**, n° 5, pp. 3068 (1985).
- [21] M. I. Kolobov, "The spatial behavior of nonclassical light", *Rev. Mod. Phys.*, **71**, pp. 1539 (1999).
- [22] R. W. Boyd, *Nonlinear optics*, Academic press (1992).
- [23] V. G. Dmitriev, G. G. Gurzadyan et D. N. Nikogosyan, *Handbook of Nonlinear Optical Crystals*, Springer, 3^e édition (1999).
- [24] S. Dou, D. Josse et J. Zyss, "Comparisaon of collinear and one-beam noncritical non-collinear phase matching in optical parametric amplification", *J. Opt. Soc. Am. B*, **9**, pp. 1312 (1992).
- [25] I. V. Sokolov, M. I. Kolobov et L. A. Lugiato, "Quantum fluctuations in travelling-wave amplification of optical images", *Phys. Rev. A*, **60**, n° 3, pp. 2420 (1999).
- [26] H. A. Bachor, *A guide to experiments in quantum optics*, Wiley-vch, Weinhein, Allemagne (1998).
- [27] E. Lantz et F. Devaux, "Numerical simulation of spatial fluctuations in parametric image amplification." *Eur. Phys. J. D*, **17**, pp. 93 (2001).
- [28] J. A. Levenson, I. Abram, T. Rivera et P. Grangier, "Reduction of quantum noise in optical parametric amplification", *J. Opt. Soc. Am. B*, **10**, pp. 2233 (1993).

- [29] K. Bencheikh, O. Lopez, I. Abram et J. A. Levenson, "Improvement of photodétection quantume efficiency by noiseless optical preamplification", *Appl. Phys. Lett.*, **66**, pp. 399 (1995).
- [30] F. Devaux et E. Lantz, "Gain in phase sensitive parametric image amplification", *Phys. Rev. Lett.*, **85**, pp. 2308 (2000).
- [31] A. Mosset, F. Devaux et E. Lantz, "Noise measurement in parametric amplification of weak images", QUANTIM, IST-2000-26019, Quantum Imaging (2003), 3^{ème} congrès des participants au contrat européen QUANTIM.
- [32] F. Devaux et E. Lantz, "Spatial and temporal properties of parametric fluorescence around degeneracy in a type 1 LBO crystal", *Eur. Phys. J. D*, **8**, pp. 117 (2000).
- [33] A. Mosset, F. Devaux, G. Fanjoux et E. Lantz, "Direct experimental characterization of the Bose-Einstein distribution of spatial fluctuations of spontaneous parametric down-conversion." *Eur. Phys. J. D*, **28**, pp. 447 (2004).
- [34] F. Devaux et E. Lantz, "Parametric amplification of a polychromatic image", *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**, pp. 2245 (1995).
- [35] S.-K. Choi, R.-D. Li, C. Kim et P. Kumar, "Traveling-wave optical parametric amplifier : investigation of its phase-sensitive and phase-insensitive gain response", *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**, pp. 1564 (1997).