

---

# Mesures expérimentales après détection des fluctuations spatiales d'images amplifiées.

---

## 5.1 Introduction

**D**ans ce dernier chapitre, nous allons présenter les résultats expérimentaux obtenus à partir de l'APO présenté dans le chapitre précédent. Le montage expérimental que nous avons explicité est conçu pour mesurer les propriétés de bruit des APO, et en particulier de démontrer qu'une configuration d'amplification sensible à la phase permet de préserver le rapport signal à bruit d'une image initialement limitée par le bruit de photons. Mais avant de présenter nos résultats dans ce domaine, nous allons exposer dans un premier paragraphe une étude des fluctuations spatiales de la fluorescence paramétrique produite par un APO. Puis dans un deuxième temps, nous détaillerons le schéma expérimental propre à l'amplification d'images et nous expliciterons le protocole de mesure statistique permettant d'évaluer les figures de bruit de l'APO. Enfin, nous présenterons les résultats sur la mesure expérimentale des figures de bruit d'images amplifiées paramétriquement, d'abord pour une configuration insensible à la phase et ensuite pour une configuration sensible à la phase. Nous terminerons par une synthèse de la caractérisation expérimentale de la figure de bruit d'un APO.

## 5.2 Caractérisation de la distribution de Bose-Einstein des fluctuations spatiales des photons produits par fluorescence paramétrique

Dans le premier chapitre (§ 1.4.2), nous avons présenté, d'un point de vue théorique, la nature de la distribution du nombre de photons produit par la fluorescence paramétrique. C'est une source lumineuse incohérente qui suit une statistique de Bose-Einstein. Mais, la caractérisation expérimentale de cette distribution dépend fortement des conditions de détection. En effet, la variance des photo-électrons issus de la détection est telle [1]:

$$(\Delta n_{pe-})^2 = \bar{n}_{pe-} + \frac{(\bar{n}_{pe-})^2}{M} \quad (5.1)$$

Où le facteur de dégénérescence  $M$  représente le nombre de modes spatio-temporel (ou cellules de cohérence) détectés. Sans revenir en détail sur les aspects présentés en 1.4.2, la détection d'un grand nombre de modes  $M$  rend indiscernables les distributions thermiques et poissonniennes. Seule l'amplification du bruit quantique permet d'obtenir des sources incohérentes avec plus de un photon par mode permettant une caractérisation expérimentale de la distribution de Bose-Einstein. De fait, Kravis et Allen [2] ont montré que les fluctuations spatiales de l'émission spontanée amplifiée (ASE) suivent une statistique thermique. Dans le domaine temporel, des démonstrations similaires ont été réalisées dans le cas de la diffusion Raman [3] et, plus récemment, à partir d'amplificateurs erbium. De fait, dans l'expérience de Wong et al [4], le facteur de dégénérescence  $M$  est de 15 tandis que l'emploi d'un filtre de Fabry-Pérot dans l'expérience de Pietralunga et al [5] a permis d'obtenir un facteur de dégénérescence proche de un. Dans ces deux cas, l'utilisation d'amplificateurs optiques fibrés assure une cohérence spatiale parfaite. Les expériences caractérisant la distribution thermique à partir de la fluorescence paramétrique sont peu nombreuses. Du point de vue temporel, Vasilyev et al [6] ont étudié la distribution du nombre de photons à l'aide d'une technique de détection homodyne. Dans le domaine spatial, les fluctuations spatiales de la fluorescence paramétrique ont été étudiées par Berzanskis et al [7] ainsi que par notre équipe [8] de façon indépendante sur des schémas expérimentaux similaires. Ces travaux théoriques [7] et de simulation numérique [9] expliquent la formation de structures spatiales dans les images expérimentales de fluorescence paramétrique et apportent des explications

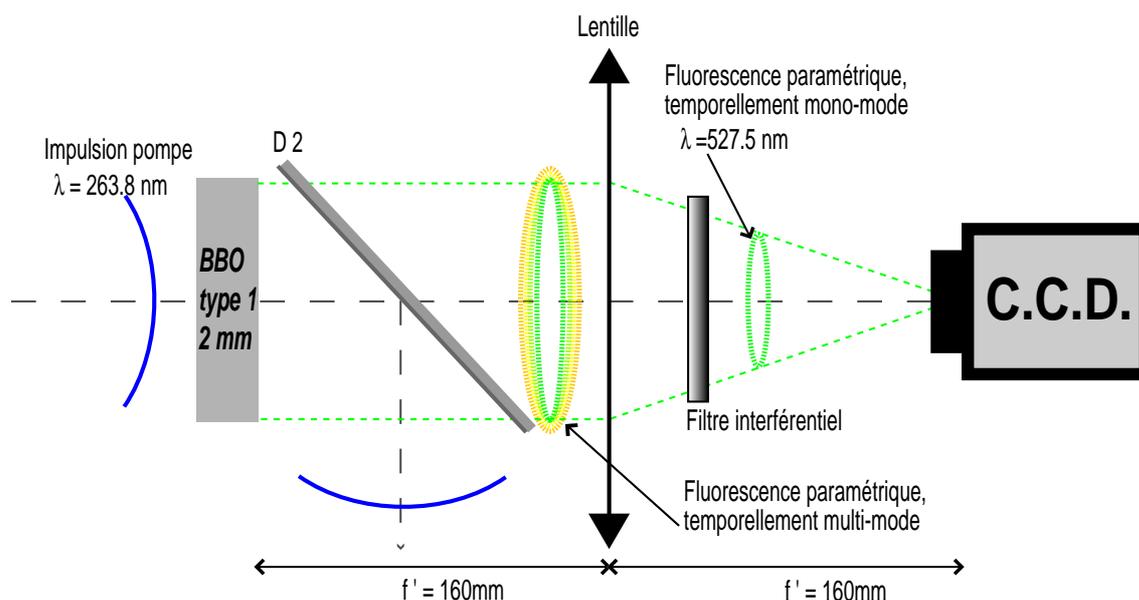


FIG. 5.1 – Montage expérimental propre à la caractérisation de la distribution spatiale de Bose-Einstein de la fluorescence paramétrique.

concernant les dimensions et la forme de ces structures. Cependant, le contraste des fluctuations spatiales dans les images expérimentales est faible et ne permet pas de caractériser la nature de la distribution du nombre de photons. Certes, si le nombre de modes temporels détectés est élevé, le contraste diminue, mais la diffusion des photons du proche infrarouge dans les capteurs CCD à base de silicium (§2.4) est la raison principale du faible contraste des images. En conséquence, nous avons établi un schéma expérimental, basé sur un cristal de BBO (cf § 4.4.1), qui démontre de façon directe la nature thermique de la distribution spatiale du nombre de photons du bruit quantique amplifié pour un seul mode temporel. De fait, l'utilisation d'une onde pompe ultraviolette produit de la fluorescence paramétrique autour de  $527.5 \text{ nm}$ , là où les performances du capteur CCD employé sont optimales. En effet, le rendement quantique est élevé (figure 2.2(b)), mais surtout l'absence de diffusion des photons dans le capteur CCD donne une fonction de transfert des fréquences spatiales nette.

### 5.2.1 Schéma expérimental

Le schéma expérimental employé est illustré par la figure 5.1. En premier lieu, nous voulons détecter le spectre des fréquences spatiales produit par la fluorescence paramétrique.

Pour cela, le capteur CCD est placé dans le plan de Fourier d'une lentille de longueur focale  $f' = 160 \text{ mm}$ . L'image résultante présente un aspect granuleux similaire aux figures de speckle. Deuxièmement, l'emploi d'un filtre interférentiel étroit gaussien permet de détecter un seul mode temporel évitant ainsi l'addition incohérente de modes temporels qui diminue le contraste des images. Nous devons donc connaître la dimension d'un mode temporel de fluorescence paramétrique sachant que plus une impulsion est courte, plus le mode temporel est grand. La durée de l'impulsion de fluorescence paramétrique produite est naturellement plus courte que celle de la pompe. Nous utilisons donc la durée de l'impulsion pompe pour majorer celle de la fluorescence paramétrique, ce qui donnera une dimension minimale du mode temporel. La source laser employée délivre des impulsions pompes de forme gaussienne d'une durée  $\delta t_{FWHM} = 0.93 \text{ ps}$  qui sont réciproques spectralement par transformée de Fourier, telles que :  $\delta t \cdot \delta \nu < 0.6$ . Ainsi, la largeur minimale de la bande temporelle de l'impulsion laser est :  $\delta \nu_{FWHM} \simeq 645 \text{ GHz}$ . En termes de longueur d'onde, on obtient à la dégénérescence paramétrique :  $\delta \lambda_{FWHM} \approx 0.6 \text{ nm} @ 527.5 \text{ nm}$ . Pour sélectionner un mode temporel centré sur la dégénérescence, nous utilisons un filtre interférentiel plus étroit que la largeur de la bande spectrale, tel que :  $\Delta \lambda_{FWHM} = 0.4 \text{ nm} @ 527.5 \text{ nm}$ ,  $T_{max} = 60\%$ . Avec ce filtre, nous pouvons détecter un seul et unique mode temporel. Cette hypothèse est un point critique que nous expliciterons et qui sera pris en compte lors des mesures expérimentales. Enfin, nous utilisons un cristal de BBO de  $2 \text{ mm}$  de long afin de limiter la dispersion temporelle susceptible de produire plusieurs modes temporels pour une même longueur d'onde. En se référant à la figure 4.8, la courbe pointillée " $0 \sigma_p$ " (pas de signal en entrée) justifie ce choix. En effet, un cristal de  $2 \text{ mm}$  de long représente le meilleur compromis entre la production d'un seul mode temporel et un gain suffisant pour être détecté par la caméra CCD. Nous allons voir maintenant quelle est la valeur réelle du facteur de dégénérescence  $M$

### 5.2.2 Estimation du facteur de dégénérescence

Nous rappelons que la distribution du nombre de photons et par conséquent du nombre de photo-électrons issus de la fluorescence paramétrique est décrite par la loi de probabilité suivante :

$$P_{n_{pe^-}} = \frac{\Gamma(n_{pe^-} + M)}{\Gamma(n_{pe^-} + 1)\Gamma(M)} \times \left(1 + \frac{M}{\bar{n}_{pe^-}}\right)^{-n_{pe^-}} \times \left(1 + \frac{\bar{n}_{pe^-}}{M}\right)^{-M} \quad (5.2)$$

Où  $\Gamma(x)$  est la fonction Gamma d'argument  $x$  et  $M$  le facteur de dégénérescence se décomposant comme suit :  $M = M_p \cdot M_t$  (équation 1.24).

Pour un pixel infiniment petit ( $M_p = 1$ ) et pour un unique mode temporel détecté ( $M_t = 1$ ), ce facteur est égal à un. Dans ce cas, on détecte une distribution de Bose-Einstein pure caractéristique des sources incohérentes. Cependant, malgré un cristal court, le décalage temporel entre la fluorescence paramétrique produite en début de cristal et celle produite en fin ne permettra pas de détecter strictement un seul et unique mode temporel.

La valeur de la composante spatiale  $M_p$  du facteur de dégénérescence doit être également évaluée. En effet, lorsque les dimensions latérales du pixel sont inférieures à celles de la cellule de cohérence de la fluorescence paramétrique, les pixels peuvent intégrer partiellement des "grains" adjacents. Ce phénomène qui est l'analogie spatiale de l'intégration temporelle définie en [5] est parfaitement quantifié pour les statistiques de speckles [10]. Pour une surface exprimée en pixels, le facteur de dégénérescence spatiale  $M_p$  est tel que :

$$M_p = \left\{ \sqrt{\frac{S_c}{S_{pix}}} \operatorname{erf} \left( \sqrt{\frac{\pi S_{pix}}{S_c}} \right) - \left( \frac{S_c}{\pi S_{pix}} \right) \left[ 1 - \exp \left( -\frac{\pi S_{pix}}{S_c} \right) \right] \right\}^{-2} \quad (5.3)$$

Où  $\operatorname{erf}$  est la fonction d'erreur,  $S_{pix}$  est la surface du pixel et  $S_c$  est la surface de cohérence d'un mode spatial. Cette surface est déterminée par la transformée de Fourier du profil de l'image du faisceau de la fluorescence paramétrique. Le profil spatial du faisceau pompe est gaussien et elliptique. La surface de cohérence calculée en pixels est :  $S_c = 3.8 \text{ pix}^2$ . En utilisant cette valeur dans l'équation 5.3 et en posant  $S_{pix} = 1$ , nous obtenons :  $M_p = 1.3$ .

Le facteur de dégénérescence global est le produit des composantes  $M_t$  et  $M_p$ . Nous allons évaluer la valeur de la composante temporelle à partir des images expérimentales et nous vérifierons son adéquation avec les simulations numériques présentées par la suite.

### 5.2.3 Résultats expérimentaux

Nous présentons dans la figure 5.2 une image expérimentale typique du spectre de la fluorescence paramétrique. Les fluctuations spatiales aléatoires résultant de l'amplification du bruit quantique sont nettement visibles. La moyenne et l'écart-type de l'image (figure 5.2) sont respectivement :  $\bar{n}_{pe^-} = 12.5 \text{ pe}^- \cdot \text{pix}^{-1}$  et  $\Delta n_{pe^-} = 9.5 \text{ pe}^- \cdot \text{pix}^{-1}$ . Les corrections liées au bruit de fond électronique de la caméra sont déjà effectuées. Par conséquent, les photo-électrons sont uniquement ceux produit par la détection des photons (§ 2.3.1). Le contraste

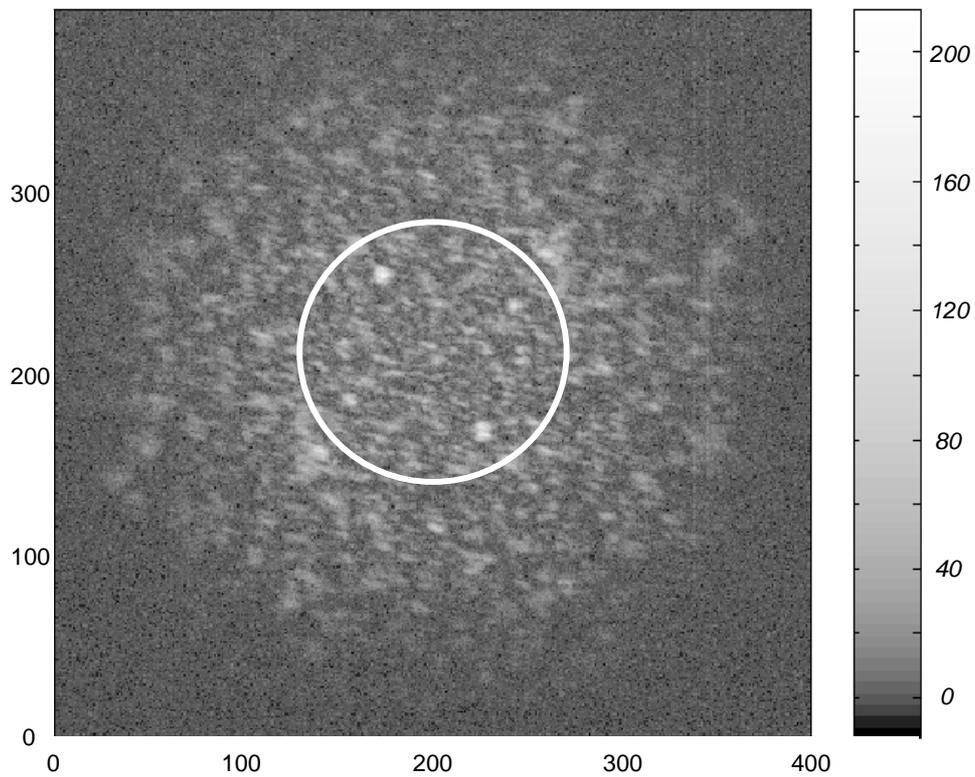


FIG. 5.2 – *Spectre spatial de la fluorescence paramétrique enregistrée pour un seul tir laser. Le cercle blanc symbolise la zone de statistique. Les coordonnées sont en pixels. L'échelle d'intensité en photo-électrons est représentée sur la droite de l'image.*

calculé est  $C = 0.76$ . Le facteur de dégénérescence déduit est :  $M = 1.73$ . Nous allons voir que la statistique des pixels correspond bien à la détection d'un mode temporel. Afin de comparer les statistiques expérimentales et les prévisions théoriques, nous avons enregistré dix images dans les mêmes conditions expérimentales (un seul tir laser par image pour une énergie de pompe similaire). Le centre de chaque image correspondant à l'axe optique est déterminé à l'aide d'un algorithme présenté dans la référence [11] qui utilise les corrélations signal/idler [9]. Ensuite, nous vérifions que les conditions d'accord de phase sont bien de type passe-bas [12] et nous choisissons une zone de statistique circulaire et centrée qui correspond à un gain stationnaire en regard des fluctuations aléatoires. La zone choisie, d'un rayon de 70 pixels, est symbolisée par un cercle blanc sur la figure 5.2. Dans cette surface, le nombre de cellules de cohérence indépendantes est estimé comme le rapport entre la surface totale et celle d'une cellule, le tout divisé par deux afin de tenir compte des corrélations signal/idler. Ainsi le nombre d'éléments statistiques est estimé comme suit :

$$\frac{\pi \times 70^2}{2 \times 3.8} \approx 2025 \quad (5.4)$$

Ce nombre est suffisamment grand pour valider les mesures statistiques. Maintenant, nous utilisons l'équation 5.1 pour calculer le facteur  $M$  global :

$$M = \frac{(\bar{n}_{pe^-})^2}{(\Delta n_{pe^-})^2 - \bar{n}_{pe^-}} \quad (5.5)$$

L'intensité moyenne des dix images expérimentales est :  $\bar{n}_{pe^-} = 12.9 \text{ } pe^- \cdot pix^{-1}$ . La valeur de  $M$  déduite de la moyenne des facteurs de dégénérescence de chaque image est :  $M = 1.79$ , avec un écart-type de :  $\Delta M = 0.17$ . En utilisant le facteur spatial  $M_p = 1.3$ , on en déduit une estimation de la valeur du facteur de dégénérescence temporel :  $M_t = 1.38$ . Pour illustrer ce résultat, nous établissons l'histogramme du nombre de pixels en fonction de l'intensité moyenne (figure 5.3). Il est issu de l'image expérimentale de la figure 5.2. Nous y avons représenté les courbes théoriques des distributions de Bose-Einstein et de Poisson établies pour une intensité moyenne  $\bar{n}_{pe^-} = 12.5 \text{ } pe^- \cdot pix^{-1}$  et un facteur de dégénérescence  $M = 1.73$ , calculés dans cette image. Pour tenir compte du bruit de fond électronique, on convolue les courbes théoriques avec un bruit de distribution gaussienne. On note que les courbes théoriques résultantes comportent des intensités négatives qui sont le résultat de la soustraction d'un fond électronique moyen. La courbe en trait plein illustrant la distribution de Bose-Einstein est en très bon accord avec l'histogramme expérimental, tandis que la

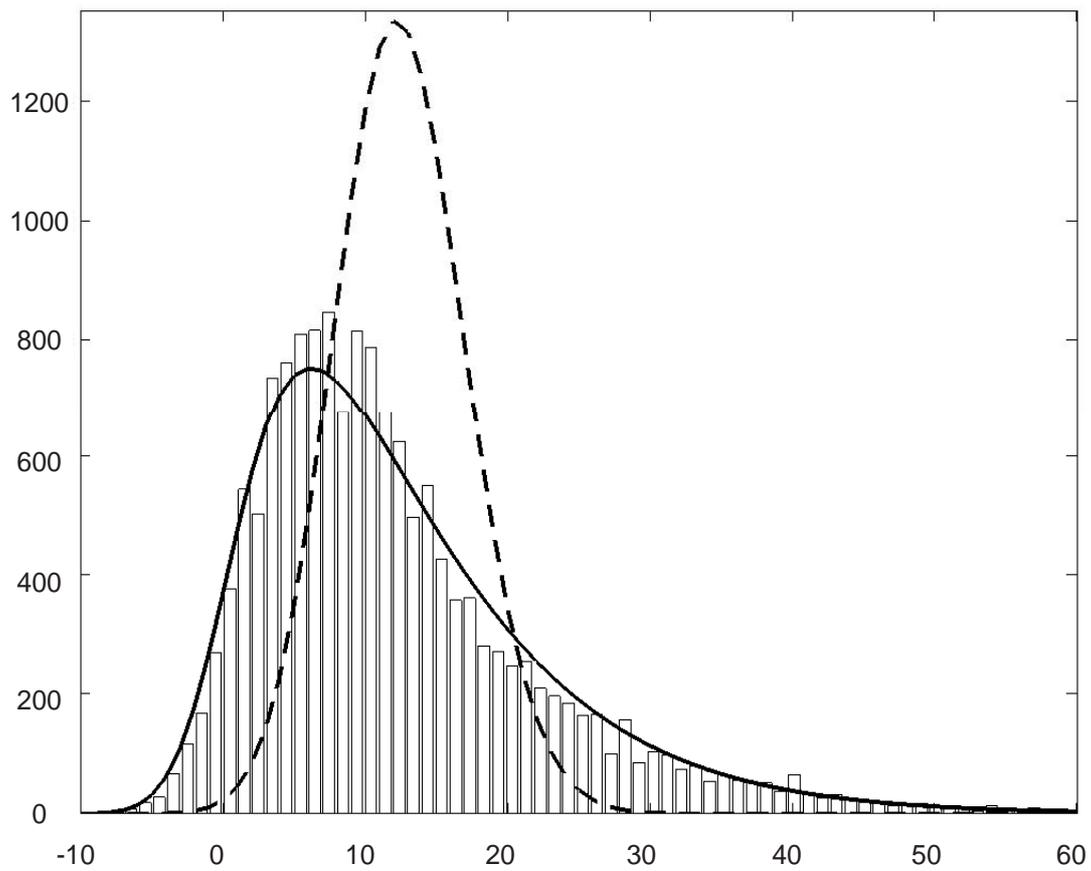


FIG. 5.3 – Histogramme issu de l'image présentée en 5.2. L'abscisse exprime l'intensité en photo-électrons, l'ordonnée le nombre de pixels. Le trait plein correspond à la courbe théorique de la distribution de Bose-Einstein et le trait pointillé à celle de Poisson.

courbe pointillée nous montre bien que la statistique mesurée est très différente du cas poissonien. En outre, il existe une différence non négligeable entre la moyenne du facteur de dégénérescence calculée à partir des valeurs de chaque image ( $M = 1.79$ ) et celle établie à partir de l'histogramme des pixels de toutes les images ( $M = 1.62$ ). Cela provient des fluctuations de l'intensité de la pompe entre chaque tir laser.

#### 5.2.4 Confrontation des résultats avec des simulations numériques

Afin d'approfondir l'interprétation de nos résultats, nous avons réalisé des simulations numériques proches de la réalité expérimentale. Nous utilisons une évolution du code semi-classique [13] présenté en [9] avec l'insertion d'une dimension temporelle. Ainsi, nous pouvons appréhender l'effet de dispersion temporelle rendu sensible par la faible durée des impulsions. Pour cela, nous simulons différentes longueurs de cristal montrant la diminution du contraste lorsque cette longueur augmente. En effet, en regard des durées d'impulsion, la dispersion temporelle est suffisante pour décorrélérer la fluorescence paramétrique produite en fin de cristal de celle produite en début. En conséquence, la fluorescence paramétrique globale générée ne forme pas un seul et unique mode temporel.

Nous avons également utilisé la simulation numérique pour étudier l'impact du gain sur le nombre de modes temporels produits par le cristal. Le tableau 5.1 synthétise les résultats<sup>1</sup>. La

$\bar{n}_{pe^-}$	9.9	12.2	14.9	18.2	22	$1.2 \times 10^8$
$M_t$	1.50	1.44	1.42	1.37	1.36	1.10

TAB. 5.1 – Évolution du facteur de dégénérescence temporelle  $M_t$  en fonction de l'intensité moyenne, exprimée en  $pe^- \cdot pix^{-1}$ , de la fluorescence paramétrique détectée.

simulation numérique spatio-temporelle de la fluorescence paramétrique donne des résultats bruts exprimés en photons après intégration temporelle et spatiale sur une cellule numérique élémentaire équivalente à un pixel. Il faut noter qu'il n'y a pas de facteur spatial ( $M_p = 1$ ) dans les simulations car le bruit quantique est calculé pour chaque cellule numérique élémentaire. Pour exprimer les résultats des simulations en photo-électrons, nous avons estimé le rendement quantique total du système composé du filtre interférentiel, du capteur

---

1. Je remercie particulièrement G. Fanjoux pour son travail qui a permis d'élaborer le tableau 5.1.

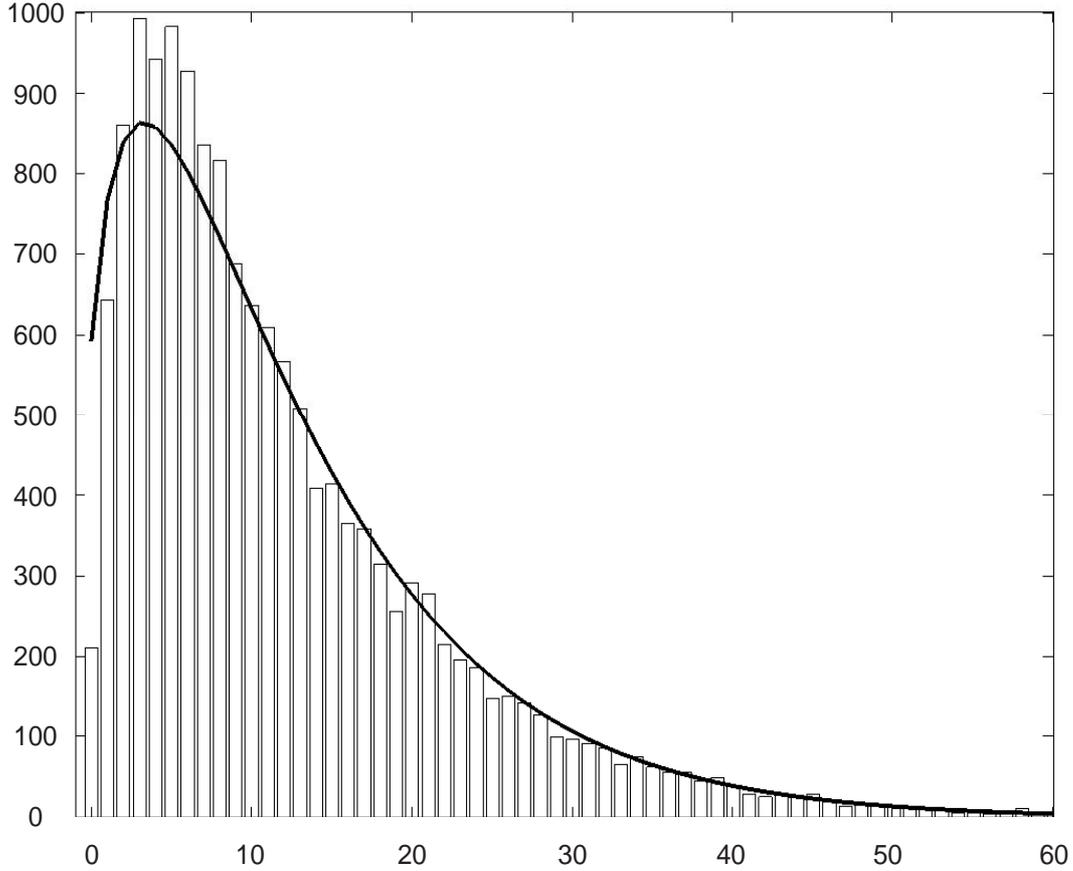


FIG. 5.4 – Histogramme issu d'une simulation numérique pour une intensité moyenne de  $\bar{n}_{pe^-} = 12.2 \text{ pe}^- \cdot \text{pix}^{-1}$  et courbe théorique de la distribution de Bose-Einstein. L'abscisse exprime l'intensité en photo-électrons, l'ordonnée le nombre de pixels.

CCD et des optiques tel que :  $\eta_{total} \approx 0.51$ . Ensuite, les résultats bruts des simulations sont convertis en photo-électrons en détruisant les photons avec une probabilité  $1 - \eta_{total} \approx 0.49$ , afin de conserver le bruit poissonien. Puis, le nombre de modes temporels est déterminé à l'aide de l'équation 5.5. L'interpolation des valeurs dans le tableau 5.1 nous donne :  $M_t \approx 1.43$  pour  $\bar{n}_{pe^-} = 12.9 \text{ pe}^- \cdot \text{pix}^{-1}$ . Ce résultat numérique est en bon accord avec le nombre de modes temporels détectés expérimentalement ( $M_t = 1.38$ ). Nous établissons également un histogramme, présenté figure 5.4, à partir des valeurs de la simulation numérique. Le facteur de dégénérescence temporelle calculé est :  $M_t = 1.44$ . L'allure de ce graphe est proche de l'histogramme expérimental. L'écart entre les résultats numériques et expérimentaux provient du fait que le facteur  $M_t$  expérimental est une variable aléatoire. Par ailleurs, pour un gain très élevé ( $\bar{n}_{pe^-} = 1.2 \times 10^8 \text{ pe}^- \cdot \text{pix}^{-1}$ ), le nombre de modes temporels se rapproche

de un. En effet, le gain de nature exponentiel devient plus sélectif à mesure qu'il augmente raccourcissant de fait la durée de l'impulsion de fluorescence paramétrique. Par conséquent, la taille du mode temporel dans l'espace des fréquences augmente alors que la largeur du filtre interférentiel reste inchangée.

### 5.2.5 Conclusion sur la caractérisation de la distribution de Bose-Einstein des fluctuations spatiales de la fluorescence paramétrique

Nous avons démontré expérimentalement une statistique de Bose-Einstein quasi pure pour les fluctuations spatiales de la fluorescence paramétrique. Ces fluctuations sont purement spatiales car la mesure statistique est réalisée sur des grandeurs spatiales d'images produites chacune par un seul et unique tir laser.

Par ailleurs, il est important de remarquer la forte corrélation entre les pixels opposés [8, 9] résultant de l'intrication des modes. La théorie prévoit pour la différence de l'intensité entre les modes intriqués une statistique sub-poissonienne (i-e  $\sigma^2 < \langle n \rangle$ ) [14]. De plus, des simulations numériques prenant en compte une situation réaliste tel que le profil gaussien de la pompe confirment le caractère sub-poissonien de cette statistique [15, 16]. Cependant, nos essais quant à la démonstration expérimentale de cette statistique se sont révélés infructueux. Les raisons ne sont pas totalement déterminées, mais nous pensons que le filtre interférentiel peut altérer la statistique, soit parce que l'homogénéité spatiale de la transmission du filtre n'est pas parfaite ou bien son placement n'est pas parfaitement normal à l'axe optique, ce qui provoque un léger décalage en longueur d'onde de sa fonction de transfert gaussienne. Par conséquent, le coefficient de transmission pour deux modes corrélés n'est pas identique. Une autre explication serait que le centrage sub-pixel modifie les propriétés attendues du fait que le bruit poissonien est un bruit d'un pixel à l'autre, ne respectant pas le théorème de l'échantillonnage. Néanmoins, des expériences réalisées par l'équipe des processus non linéaires de l'université d'Insubria basée à Côme (Italie) ont donné des résultats encourageant quant à la démonstration expérimentale du caractère sous-poissonien de la statistique de la différence des modes intriqués [17].

## 5.3 Montage expérimental de l'amplification d'images

Maintenant, nous allons parler du sujet majeur de ce manuscrit de thèse en présentant les résultats obtenus sur la caractérisation expérimentale des figures de bruit des APO appliqués aux images.

Dans ce paragraphe, nous présentons le montage expérimental illustré figure 5.5 qui est utilisé pour la caractérisation des figures de bruit des configurations d'amplification insensible et sensible à la phase. Tout d'abord, nous employons la source laser présentée en 3.2. Sans revenir sur les caractéristiques propres du laser, nous utilisons les longueurs d'ondes doublées et quadruplées en fréquence. En premier lieu, nous commentons le montage propre au faisceau signal, et ensuite nous nous intéresserons à celui de la pompe.

### Faisceau signal

- Longueur d'onde signal :  $\lambda = 527.5 \text{ nm}$ ,
- Durée d'impulsion :  $\delta t_{FWHM} = 1.18 \text{ ps}$ ,
- Diamètre du trou source :  $\sim 200 \mu\text{m}$ ,
- Polarisation horizontale,
- Afocal du signal :  $Lv1, f = -30 \text{ mm}$  et  $Lv2, f = +600 \text{ mm}$ ,
- Système  $4f$  :  $Lv3, f = +175 \text{ mm}$  et  $Lv4, f = +150 \text{ mm}$ ,
- Mire de résolution *USAF*,
- Dichroïques *D1* et *D2*, transparents pour le signal,
- Lentille imageante  $Lv5, f = +80 \text{ mm}$ ,
- Trou de filtrage de  $0.9 \text{ mm}$  de diamètre, dans le plan de Fourier de  $Lv5$ .

Les densités placées sur le trajet du faisceau signal atténuent l'intensité lumineuse, et la lame demi-onde couplée avec le polariseur permet de contrôler précisément l'intensité du signal. Le trou source assure la cohérence et la qualité spatiale du faisceau signal [18]. Le polariseur est placé après le trou source, car la diffraction peut dépolariiser le signal. Ainsi, la polarisation du signal est bien croisée avec celle de la pompe assurant de bonnes conditions pour un accord de phase de type 1. Le système afocal élargit le faisceau pour obtenir, sur

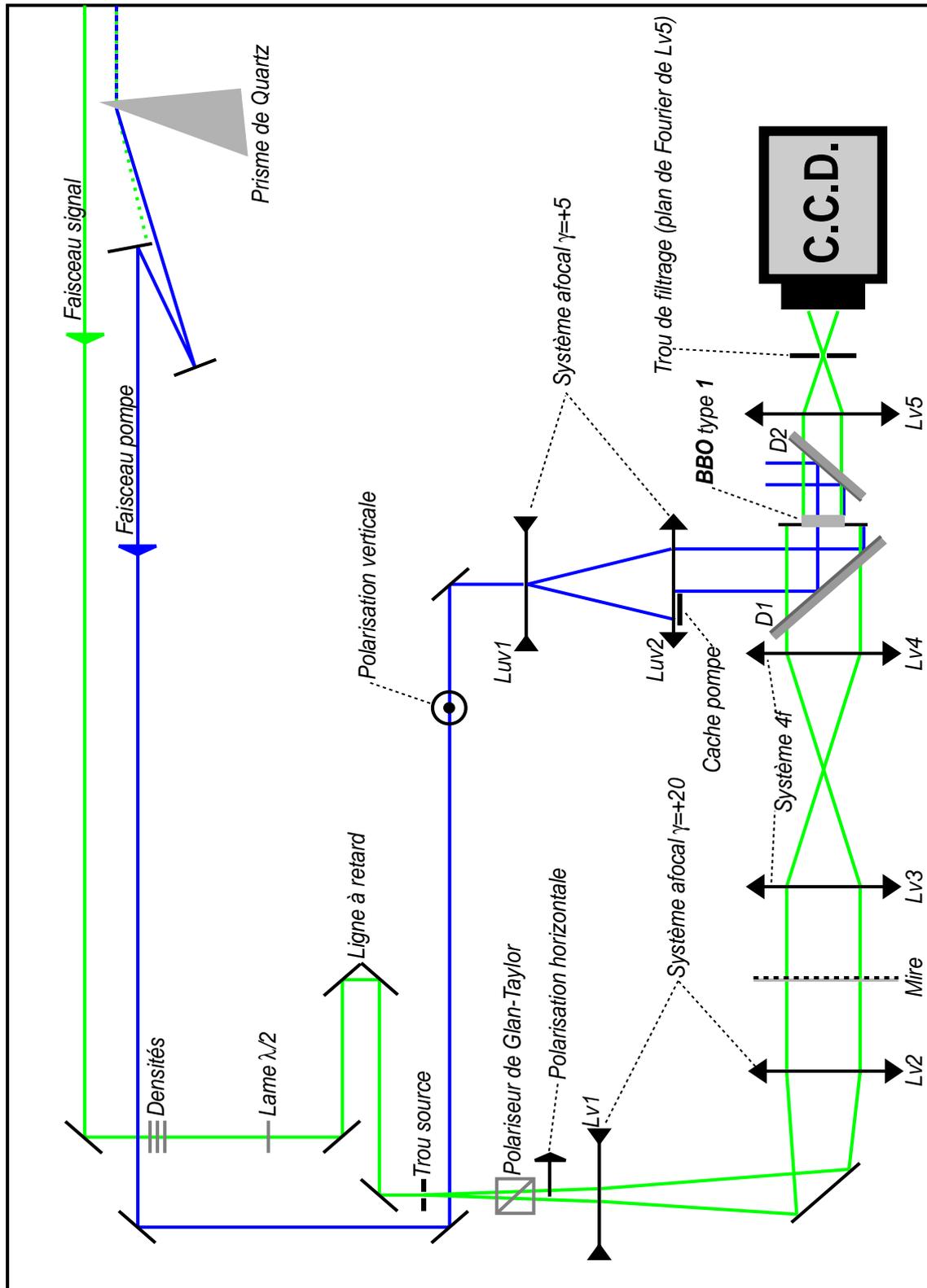


FIG. 5.5 – Montage expérimental.

une surface supérieure à celle du cristal, une onde plane qui illumine deux gros traits d'une mire de résolution *USAF* ( $0.5 \text{ mm}^{-1}$ ). Mais le rôle de ces traits est de définir clairement des zones de statistiques et non pas de générer un large spectre de fréquences spatiales. De ce fait, l'intensité lumineuse à l'intérieur des traits est, idéalement, spatialement constante et suit par conséquent une statistique de Poisson. Le système  $4f$  image la mire sur la face d'entrée du cristal de BBO ( $7 \times 7 \times 4 \text{ mm}^3$ ). Ainsi, on injecte à l'entrée du cristal l'image des deux traits et non pas le spectre [12]. La valeur du grossissement n'est pas importante dans notre cas. Cette configuration associe à chaque point de l'image, un point du cristal où tout le spectre spatial de l'image est présent. Par contre, si on injecte le spectre, on associe une fréquence spatiale à un point du cristal, et l'amplification de toutes les composantes spectrales de l'image est obtenue par un balayage total du cristal avec le faisceau pompe. Ensuite, la face de sortie du cristal est imagée sur le capteur CCD à l'aide d'une lentille (*Lv5*). La distance entre le cristal et la CCD correspond à quatre fois la longueur focale de la lentille, donnant un grandissement de un. La première fonction du trou de filtrage, placé dans le plan de Fourier de la lentille *Lv5*, est de limiter la quantité de la fluorescence paramétrique enregistrée. En effet, le spectre temporel de la fluorescence paramétrique émis par un cristal de type 1 est large [12] et il y a un lien direct entre les modes temporels et les modes spatiaux émis [8]. La deuxième fonction du trou est de permettre une configuration AIP. Dans ce cas, l'accord de phase est non colinéaire afin de différencier le signal de l'idler dans le plan de Fourier de la lentille imageante (*Lv5*). Pour cela, le trou est centré sur le signal et élimine l'idler empêchant l'interférence signal/idler propre à l'ASP. Mais le trou de filtrage réduit la bande passante du système, augmentant ainsi la taille de la cellule de résolution. Bien entendu, la qualité et la propreté des optiques utilisées est primordiale car cela limite l'ajout de bruits déterministes néfastes à la mesure du bruit de photons. L'énergie du faisceau issue du trou source est inférieure au nanojoule et n'est pas mesurable à l'aide du joule-mètre dont nous disposons.

#### Faisceau pompe

- Longueur d'onde pompe :  $\lambda = 263.75 \text{ nm}$ ,
- Durée d'impulsion :  $\delta t_{FWHM} = 0.93 \text{ ps}$ ,
- Polarisation verticale,

- Prisme de quartz,
- Afocal de la pompe :  $Luv1, f = -50 \text{ mm}$  et  $Luv2, f = +250 \text{ mm}$ ,
- Dichroïques  $D1$  et  $D2$ , réfléchissants pour la pompe,
- Filtre anti-calorifique  $KG3$  d'épaisseur  $e=2 \text{ mm}$ ,

Le prisme de quartz élimine le second harmonique résiduel après le quadruplage en fréquence. La polarisation verticale est issue de la génération d'harmonique. Le système afocal élargit et aplatit le profil gaussien du faisceau pompe. Le dichroïques  $D1$  permet d'injecter la pompe dans le cristal, et le deuxième rejette l'essentiel de la pompe. Le filtre  $KG3$  protège la lentille  $Lv5$  de la pompe en éliminant le résidu de pompe. L'utilisation de l'ultraviolet est délicate car les puissances en jeu provoquent très facilement des effets de fluorescence. Le but du montage est de limiter au maximum les optiques sur la pompe afin de préserver son énergie et la qualité du faisceau laser. Le cache présent en sortie d'afocal permet de ne pas amplifier une partie du signal, afin de préserver une zone de référence statistique pour déterminer le gain d'amplification et le  $SNR^{in}$  à chaque tir laser. L'énergie présente en entrée de cristal est de l'ordre de  $150 \mu J$  sans le cache, et d'environ  $95 \mu J$  avec, alors que le laser délivre plus de  $500 \mu J$ . La perte est essentiellement due au prisme de quartz.

### Optimisation de l'amplification

Tout d'abord, la ligne à retard placée sur le signal permet d'accorder la longueur des chemins optiques signal et pompe afin de synchroniser les impulsions. Ensuite, pour optimiser le montage il faut tenir compte de l'aspect gaussien des faisceaux laser [19]. Ainsi, la mire et le cristal sont placés au niveau du beam waist de chaque faisceau incident issu des systèmes optiques amonts afin d'être illuminés par des ondes planes. Cela permet la meilleure adéquation possible entre les rayons de courbure des ondes signal et pompe au niveau du cristal. Ce réglage est extrêmement important pour une ASP, car il permet d'obtenir une différence de phase et donc un gain stable et homogène sur la plus grande surface possible. Ainsi la statistique pourra s'effectuer en ajustant la position du système afocal de la pompe pour agrandir la zone de contact optique. L'optimisation du contact optique se fait à l'aide du dichroïque  $D1$ . Ce réglage est très sensible et délicat car une différence de chemins optiques de  $\lambda_s/4$  fait varier la phase relative de  $\pi/2$ .

## 5.4 Protocole de mesure des figures de bruit de l'APO

Dans cette partie, nous expliquons le protocole de mesure des figures de bruit de l'APO. Tout d'abord, cette méthode de mesure reste identique pour les situations AIP et ASP. Ainsi, nous pourrions comparer ces deux configurations d'amplification et démontrer clairement l'amplification sans bruit d'un point de vue purement spatial. Le but du protocole est d'évaluer la figure de bruit pour chaque image étudiée en fonction des dimensions de la cellule de résolution de l'APO. Il est entendu qu'une image correspond à un seul et unique tir laser. En d'autres termes, les grandeurs  $SNR_{in}$  et  $SNR_{out}$  nécessaires au calcul de la figure de bruit sont le résultat de mesures propres à chaque image et non pas celui d'une moyenne d'un ensemble d'images. La raison de ce choix est due à la configuration ASP dont le gain, et par conséquent la figure de bruit, dépend de la phase relative entre l'onde signal et l'onde pompe. Or, nous ne connaissons pas la valeur exacte de cette phase relative. De plus, la faible cadence de tirs du laser ( $33 \text{ Hz}$ ) ne nous permet pas de contrôler cette phase à l'aide d'un dispositif de type "feedback" maximisant le gain tir à tir, comme cela est employé dans la référence [20] dans laquelle l'amplification sans bruit est démontrée pour des fluctuations temporelles du nombre de photons dans une image.

En outre, la statistique propre aux photons est très facilement dégradée par la présence de bruits classiques et ce malgré les nombreuses précautions expérimentales [18]. Par conséquent, la mesure des fluctuations quantiques dans les images intenses est difficile. De fait, si les images avant amplification sont suffisamment faibles pour permettre une mesure directe, ce n'est pas toujours le cas de celles enregistrées après amplification. Néanmoins, nous utilisons la méthode de différence d'images qui élimine efficacement les bruits déterministes à condition qu'ils soient reproductibles [18]. Or, pour une configuration sensible à la phase cela exige des paramètres d'amplification similaires pour au moins deux images. Malgré cette difficulté supplémentaire nous caractériserons la figure de bruit pour la configuration ASP.

### 5.4.1 Dimensions de la cellule de résolution

Les deux configurations ont été étudiées lors de deux séries de mesures distinctes. Néanmoins, nous avons conservé les mêmes réglages d'accord de phase.

Mais tout d'abord, nous allons revenir sur la différenciation des configurations AIP et ASP.

Pour une interaction strictement colinéaire, la dégénérescence en longueur d'onde et l'accord de phase de type 1 rend l'APO sensible à la phase. La configuration AIP est obtenue pour une interaction non colinéaire. Dans ce cas, la modification de l'angle d'incidence de l'image injectée dans le cristal lève la dégénérescence signal/idler. L'amplification d'un simple fond continu donne une seule fréquence spatiale. Par conséquent, le spectre des fréquences spatiales amplifiées obtenu se résume à deux points distincts; l'un est le signal, l'autre l'idler. Ensuite, à l'aide d'un trou de filtrage placé dans le plan de Fourier de la lentille  $Lv5$  (voir le schéma 5.5), dont le diamètre est inférieur à l'espacement des deux points, on sélectionne le signal empêchant ainsi le phénomène d'interférence signal/idler propre à l'ASP. La détection du seul signal nous donne une configuration AIP. La figure 5.6 représente la fluorescence

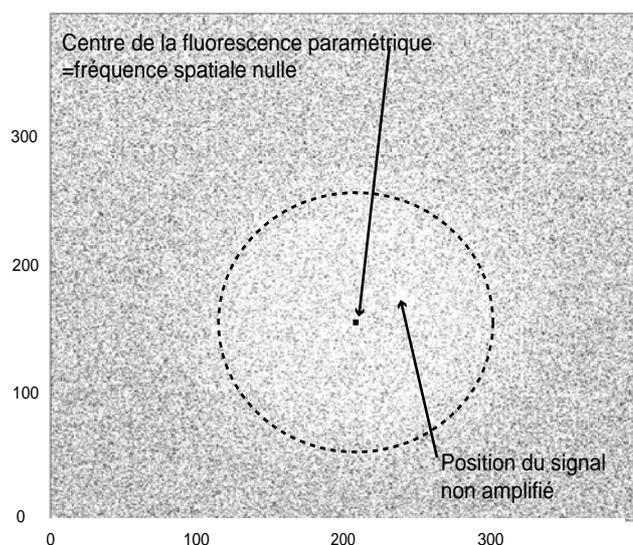


FIG. 5.6 – Position du signal par rapport au spectre spatial de la fluorescence paramétrique symbolisée par le cercle pointillé. Les coordonnées sont en pixels.

paramétrique et la position du signal pour la configuration AIP. Dans cette figure, le signal n'est pas amplifié (absence de l'idler diamétralement opposé) et l'intensité est re-dynamisée afin de rendre la fluorescence paramétrique visible par rapport au signal. Pour la configuration ASP, le signal et l'idler sont parfaitement centrés sur la fluorescence paramétrique.

Nous allons calculer les dimensions de la cellule de résolution pour déterminer le regroupement des pixels adéquat. Hormis le cristal de BBO, l'élément le plus restrictif est le trou de filtrage. Ainsi, les dimensions de la cellule de résolution de l'APO restent identiques pour les

deux configurations. Son acceptance angulaire dans l'air est telle que :

$$\Delta\theta_s = \frac{d/2}{f'} \simeq 5.6 \text{ mrad} \quad (5.6)$$

Où  $d=0.9 \text{ mm}$  est le diamètre du trou et  $f'=80 \text{ mm}$  la longueur focale de la lentille  $Lv5$ . En termes de fréquences spatiales ( $\nu_{sp}$ ), la résolution est :

$$\nu_{sp} = \frac{\Delta\theta_s}{\lambda_s} \simeq 10.6 \text{ mm}^{-1} \quad (5.7)$$

En tenant compte des dimensions transverses du cristal ( $S_{BBO} = 7 \text{ mm}$ ), nous calculons le nombre total de cellules de résolution amplifiées :

$$\nu_{sp} \times S_{BBO} \simeq 74 \text{ cellules de résolution} \quad (5.8)$$

Ensuite, nous prenons en compte la section du cristal sur le capteur CCD en nombre de pixels. Le grandissement du système optique imageur est de un. Nous trouvons ainsi:

$$\frac{S_{BBO}}{S_{pix}} = 350 \text{ pix} \quad (5.9)$$

Maintenant, nous pouvons déterminer le regroupement de pixels minimal nécessaire au calcul de la figure de bruit dans la bande passante de l'APO.

$$Bin = \frac{350}{74} \simeq 4.7 \text{ pix} \quad (5.10)$$

D'un point de vue pratique, la figure de bruit caractérisant l'APO sera valable à partir d'un regroupement des pixels de  $5 \times 5$ . Au delà, la figure de bruit est théoriquement constante.

### 5.4.2 Description pratique de la mesure et calcul du $SNR_{in}$

L'évaluation des  $SNR$  en entrée et en sortie d'APO pour chaque image impose de connaître les grandeurs statistiques avant et après amplification pour une même zone de l'image. L'emploi d'une seule caméra CCD placée après le cristal demande d'établir une référence statistique. Dans le montage expérimental présenté figure 5.5, nous illuminons deux traits transparents d'une mire de résolution délimitant deux zones différentes de statistique. Un de ces deux traits définit une première zone de statistique appelée  $Z_1$  qui sert de référence pour estimer le  $SNR_{in}$  présent dans le deuxième trait avant amplification. L'autre trait définissant une deuxième zone de statistique, nommée  $Z_2$ , permet d'évaluer le  $SNR_{out}$  après amplification. Afin ne pas amplifier les photons présents dans  $Z_1$ , nous plaçons un cache occultant le

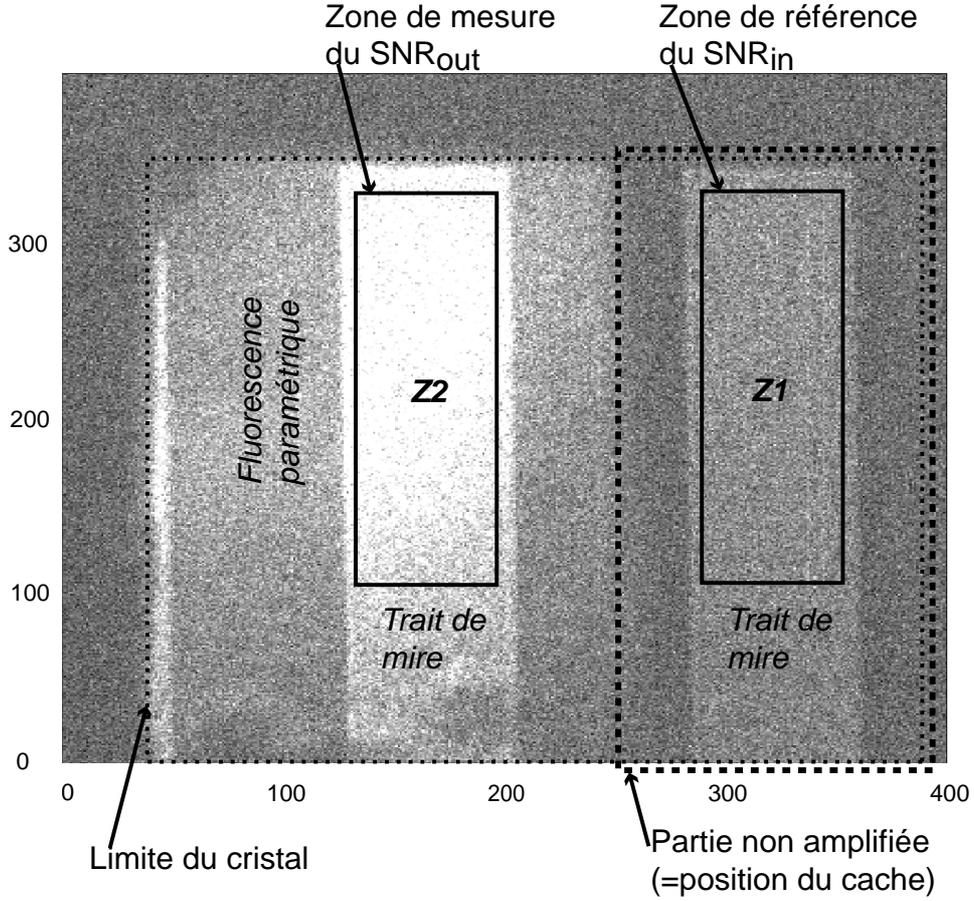


FIG. 5.7 – Image amplifiée typique. Les coordonnées sont en pixels. Les rectangles en traits pleins indiquent les zones de statistiques. Celui en petits pointillés symbolise les bords du cristal et celui en gros pointillés, la partie de l'image non amplifiée.

faisceau pompe dans cette zone (fig 5.5). La figure 5.7 présente une image amplifiée illustrant notre propos. La détermination du  $SNR_{in}$  nécessite d'enregistrer une première série d'images non amplifiées dans des conditions expérimentales absolument identiques à l'amplification afin d'établir le rapport de proportionnalité  $\gamma$  entre les intensités des deux zones, tel que :

$$\gamma = \frac{\bar{n}_{pe^-}^{Z_1}}{\bar{n}_{pe^-}^{Z_2}} \quad (5.11)$$

Où  $\bar{n}_{pe^-}^{Z_1}$  est l'intensité lumineuse, exprimée en photo-électrons, de la zone  $Z_1$  de l'image considérée. Il en est de même pour  $\bar{n}_{pe^-}^{Z_2}$ .

La détermination de  $\gamma$  pour chaque configuration nous permet également de vérifier que nous avons un état spatialement cohérent à l'entrée de l'APO. L'image présentée dans la figure 5.8 est typique de celles enregistrées dans la série non amplifiée de la configuration AIP. Les

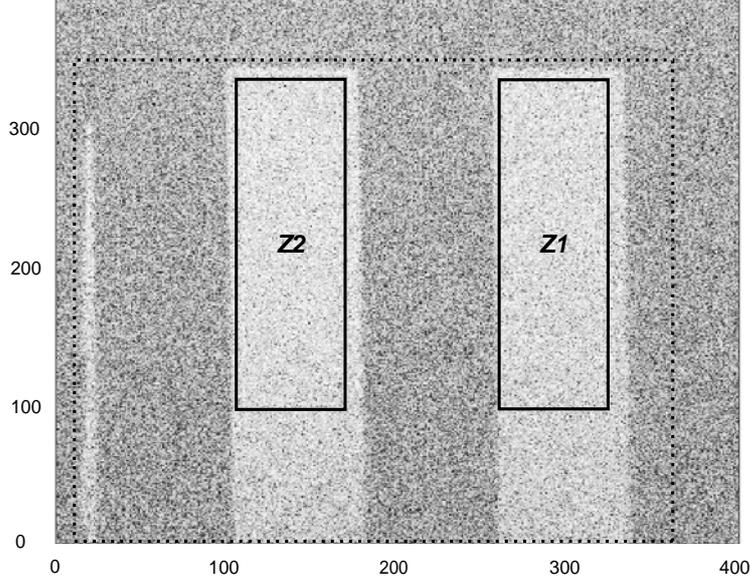


FIG. 5.8 – Image non amplifiée des traits de mire utilisés pour évaluer  $\gamma_{AIP}$ . Les coordonnées sont en pixels.

valeurs moyennes calculées en l'absence de regroupement de pixels pour la configuration AIP sont :

$$\bar{n}_{pe^-}^{Z_1} = 6.9 \text{ } pe^- \cdot pix^{-1}, \quad (5.12a)$$

$$(\Delta n_{pe^-}^{Z_1})^2 = 7.2 \text{ } pe^- \cdot pix^{-1}, \quad (5.12b)$$

$$\bar{n}_{pe^-}^{Z_2} = 6.0 \text{ } pe^- \cdot pix^{-1}, \quad (5.12c)$$

$$(\Delta n_{pe^-}^{Z_2})^2 = 6.3 \text{ } pe^- \cdot pix^{-1}. \quad (5.12d)$$

Le regroupement des pixels conserve la distribution de Poisson uniquement pour une situation expérimentale parfaite. Dans ce cas, la moyenne et la variance augmentent proportionnellement à la surface des pixels groupés. Pratiquement, ce n'est pas le cas en mesurant directement les valeurs. Néanmoins, la méthode de différence d'images permet de retrouver la statistique du bruit de photons quelque soit l'intensité [18] et nous utilisons systématiquement cette méthode pour déterminer les grandeurs statistiques en sortie d'APO. Ainsi, nous supposons systématiquement une statistique de Poisson parfaite à l'entrée de l'APO pour chaque regroupement de pixels.

Le coefficient  $\gamma$  est calculé pour chaque image de la série puis nous employons la valeur

moyenne :

$$\gamma_{AIP} = 1,124 \quad (5.13)$$

Ainsi, nous pourrions connaître le  $SNR_{in}$  en  $Z_2$  d'après la moyenne mesurée en  $Z_1$  quelque soit la valeur de  $Bin$ , tel que :

$$SNR_{in} = (\gamma_{AIP} \times \bar{n}_{pe^-}^{Z_1}) \times Bin^2 \quad (5.14)$$

Il en est de même pour la configuration ASP, illustrée par la figure 5.9.

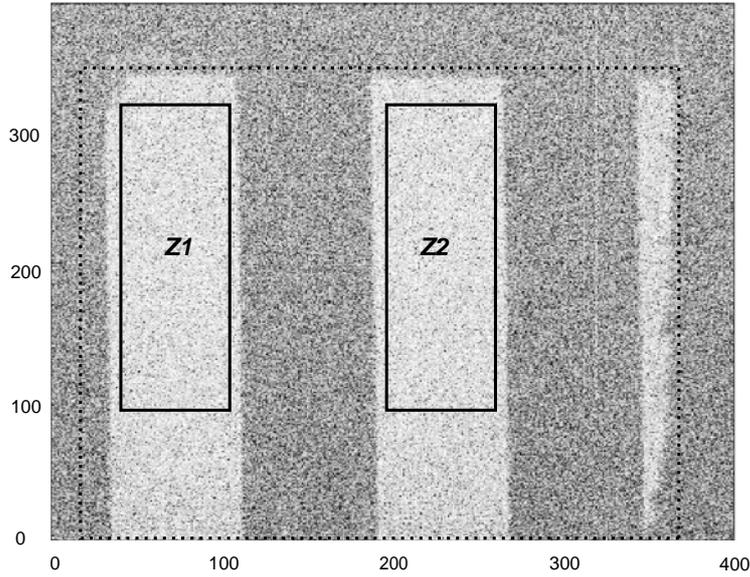


FIG. 5.9 – Image non amplifiée des traits de mire utilisés pour évaluer  $\gamma_{ASP}$ . La position relative des deux zones de statistique a été inversée. Les coordonnées sont en pixels.

$$\bar{n}_{pe^-}^{Z_1} = 6.7 \text{ } pe^- \cdot pix^{-1}, \quad (5.15a)$$

$$(\Delta n_{pe^-}^{Z_1})^2 = 6.7 \text{ } pe^- \cdot pix^{-1}, \quad (5.15b)$$

$$\bar{n}_{pe^-}^{Z_2} = 7.0 \text{ } pe^- \cdot pix^{-1}, \quad (5.15c)$$

$$(\Delta n_{pe^-}^{Z_2})^2 = 7.1 \text{ } pe^- \cdot pix^{-1}. \quad (5.15d)$$

Les valeurs des moyennes et des variances valident l'hypothèse poissonnienne pour des pixels non regroupés. Le coefficient  $\gamma$  moyen calculé est :

$$\gamma_{ASP} = 0.958 \quad (5.16)$$

Ainsi, le calcul du  $SNR_{in}$  est inchangé :

$$SNR_{in} = (\gamma_{ASP} \times \bar{n}_{pe^-}^{Z_1}) \times Bin^2 \quad (5.17)$$

L'échange de la position relative des zones de statistiques est dû aux contraintes expérimentales propres à la série d'images.

En outre, nous rappelons que le bruit électronique du capteur est pris en compte dans tous les calculs de statistiques. Il est mesuré en des endroits du capteur non éclairés et ce pour chaque valeur  $Bin$  du regroupement des pixels. Cela reste valable pour la suite de ce chapitre.

### 5.4.3 Impact de la fluorescence paramétrique

Pour déterminer correctement le  $SNR_{out}$ , il faut effectuer la statistique des photo-électrons propres au signal de l'image. En d'autres termes, il est nécessaire de connaître, outre le bruit électronique, l'intensité de la fluorescence paramétrique détectée. Dans ce but, nous enregistrons pour chaque configuration d'amplification une série de plusieurs dizaines d'images sans signal, où seule la fluorescence paramétrique est présente.

Pour la configuration AIP, la figure 5.10 est une image typique de fluorescence paramétrique

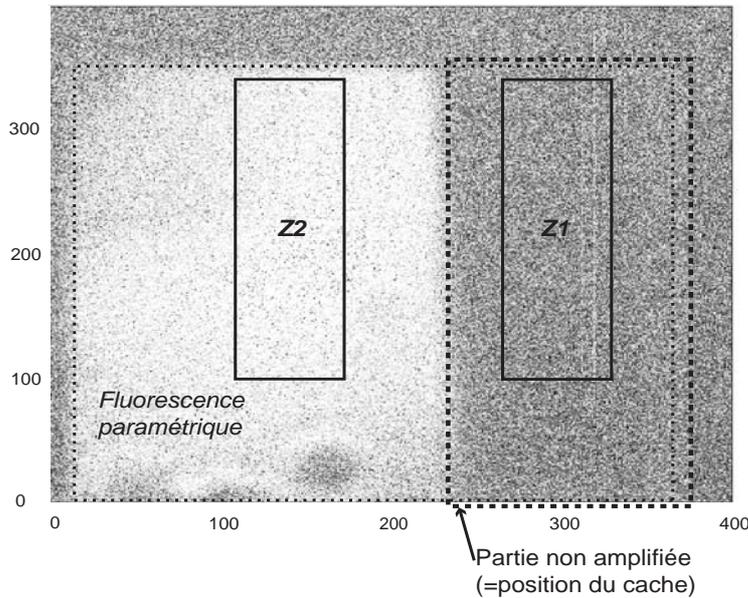


FIG. 5.10 – Image de la fluorescence paramétrique de la configuration AIP. Les coordonnées sont en pixels.

enregistrée. Le cadre en gros pointillés symbolise le cache placé sur le faisceau pompe

préservant la zone de référence  $Z_1$ . Nous avons également représenté la zone  $Z_2$  de mesure du  $SNR_{out}$ . Nous donnons les grandeurs expérimentales corrigées typiques de la moyenne et de la variance calculées en  $Z_2$  sur une série d'images similaires à 5.10 :

$$\bar{n}_{pe^-}^{fluoAIP} = 12.4 pe^- .pix^{-1}, \quad (5.18a)$$

$$(\Delta n_{pe^-}^{fluoAIP})^2 = 15.4 pe^- .pix^{-1}. \quad (5.18b)$$

La statistique ne paraît pas parfaitement poissonnienne car le profil n'est pas absolument plat. Néanmoins, nous considérons que la fluorescence paramétrique suit une distribution de Poisson car nous conservons les hypothèses explicitées en 5.4.2 et nous posons  $(\Delta n_{pe^-}^{fluo})^2 = \bar{n}_{pe^-}^{fluo}$ .

Nous opérons de façon identique pour la configuration ASP. La figure 5.11 est une image typique de la fluorescence paramétrique produite dans ce cas. Les valeurs caractéristiques

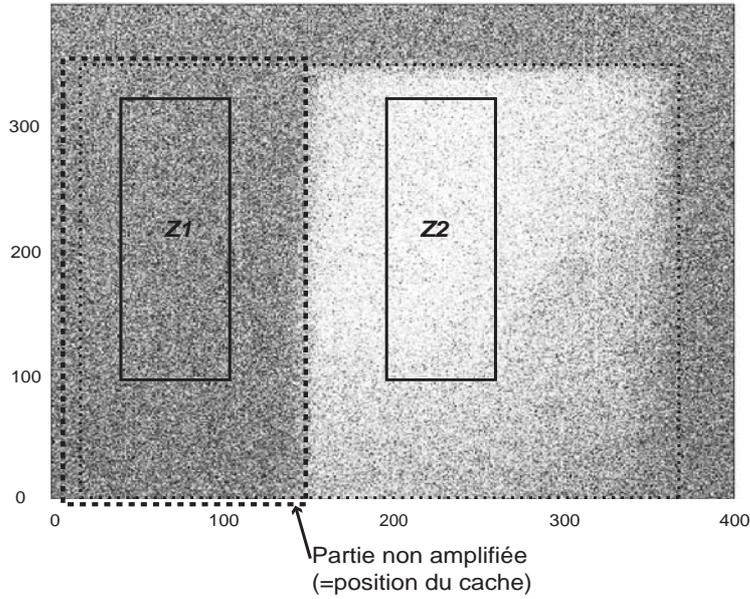


FIG. 5.11 – Image de la fluorescence paramétrique de la configuration ASP. Les coordonnées sont en pixels.

sont ( $Bin=1$ ) :

$$\bar{n}_{pe^-}^{fluoASP} = 10.8 pe^- .pix^{-1}, \quad (5.19a)$$

$$(\Delta n_{pe^-}^{fluoASP})^2 = 12 pe^- .pix^{-1}. \quad (5.19b)$$

Nous considérons toujours l'hypothèse poissonnienne valide.

#### 5.4.4 Calcul du $SNR_{out}$

Nous utilisons la différence de deux images identiques choisies. Pour cela nous adaptons les niveaux d'intensité bruts avant de réaliser la soustraction. Ensuite, la moyenne est calculée à partir d'une des deux images choisies dans la zone  $Z_2$  après le regroupement des pixels si c'est le cas. La moyenne brute de l'image,  $\bar{n}_{gl}^{Z_2bin}$ , est corrigée en soustrayant le fond électronique,  $\bar{n}_b^{bin}$ , puis convertie en photo-électrons à l'aide du gain électronique de la caméra CCD,  $g_\epsilon$ . Enfin, on soustrait la moyenne de la fluorescence paramétrique ( $\bar{n}_{pe^-}^{fluo} \times Bin^2$ ) en tenant compte du regroupement des pixels pour obtenir la moyenne de l'image amplifiée exprimée en photo-électrons. L'équation 5.20 résume ce calcul :

$$\bar{n}_{pe^-}^{Z_2bin} = g_\epsilon \times (\bar{n}_{gl}^{Z_2bin} - \bar{n}_b^{bin}) - (\bar{n}_{pe^-}^{fluo} \times Bin^2), \quad (5.20)$$

Pour connaître la variance des photons du signal amplifié, nous mesurons la demi-variance de la différence des deux images [18]. A partir des données brutes, nous apportons les corrections nécessaires en termes de bruit électronique et de fluorescence paramétrique résumé par l'équation suivante :

$$(\Delta n_{pe^-}^{diffbin})^2 = \frac{1}{2} \left\{ g_\epsilon^2 \times [(\Delta n_{gl}^{diffbin})^2 - (\Delta n_b^{diffbin})^2] - 2 \times (\bar{n}_{pe^-}^{fluo} \times Bin^2) \right\}. \quad (5.21)$$

L'exposant  $bin$  indique que la mesure est effectuée après le regroupement des pixels.

Le  $SNR_{out}$  calculé pour chaque valeur de  $Bin$  est :

$$SNR_{out} = \frac{(\bar{n}_{pe^-}^{Z_2bin})^2}{(\Delta n_{pe^-}^{diffbin})^2} \quad (5.22)$$

Ensuite, avec les valeurs de  $SNR_{in}$  également calculées pour chaque valeur de  $Bin$ , nous déterminons la valeur de la figure de bruit en fonction du regroupement des pixels.

#### 5.4.5 Estimation du rendement quantique total

Pour caractériser les figures de bruit en tenant compte de la détection, il est indispensable de connaître le rendement quantique du système optique global, conformément aux équations 4.26 ou 4.25. Pour cela, nous comparons les énergies mesurées avec et sans les éléments optiques entre la sortie du cristal et la caméra CCD. Le rapport donne le rendement quantique des éléments optiques. En tenant compte du capteur CCD on obtient le rendement total :

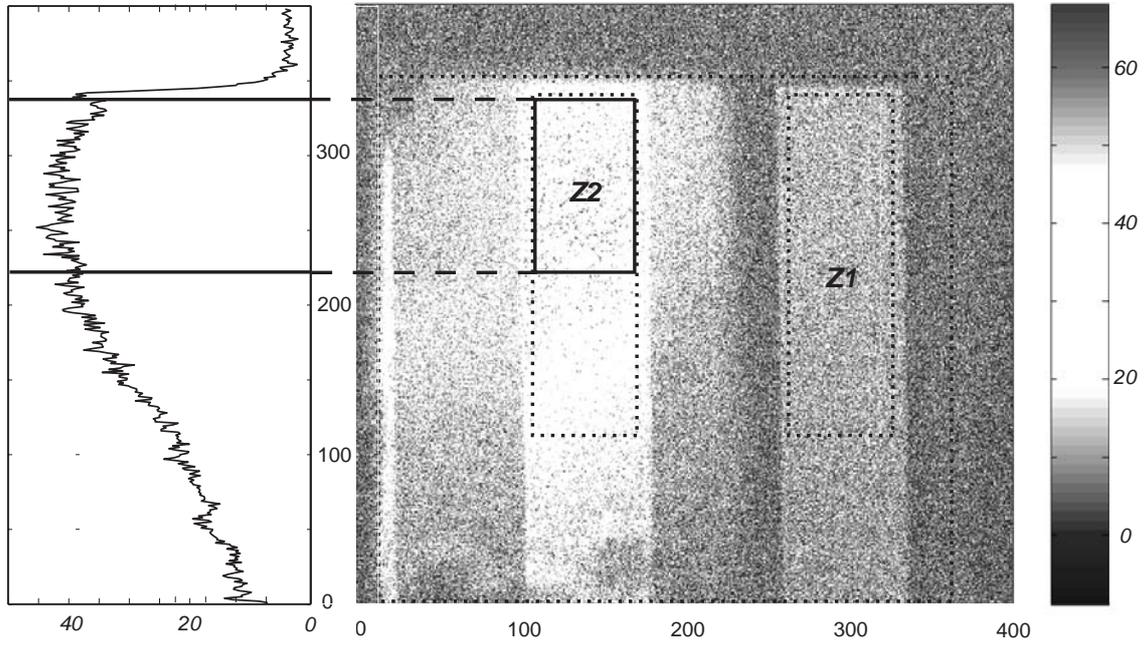
$$\eta_{tot} = \eta_{opt} \times \eta_{CCD} = 0.64 \times 0.9 = 0.58 \pm 0.10 \quad (5.23)$$

L'incertitude provient de la mesure d'énergie pour évaluer  $\eta_{opt}$ , tandis que  $\eta_{CCD}$  est une donnée constructeur.

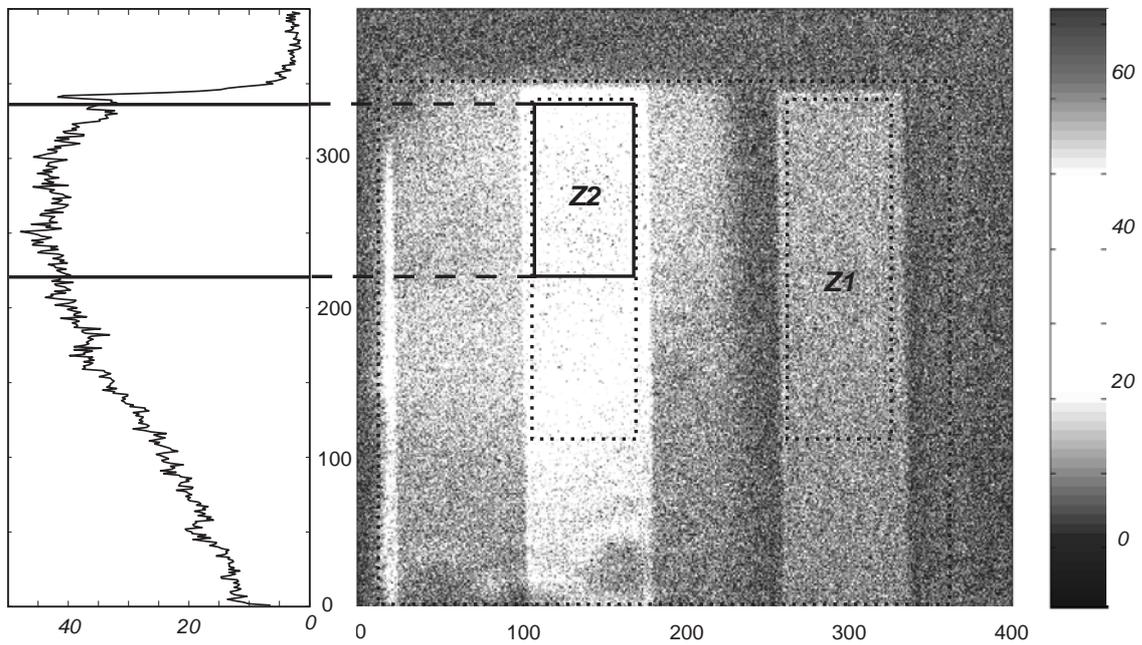
## 5.5 Figures de bruit expérimentales de l'APO

### 5.5.1 Figure de bruit insensible à la phase

Pour caractériser la figure de bruit de la configuration AIP, nous avons enregistré une cinquantaine d'images. Ensuite, nous avons estimé pour chaque image le gain réel. Théoriquement, le gain est identique pour toutes les images, aux fluctuations d'énergie du laser près, de l'ordre de 8% dans le quatrième harmonique. Mais une protection insuffisante du capteur de son environnement lumineux extérieur a apporté une incertitude sur l'évaluation du fond électronique de l'ordre de  $1.2 \text{ } pe^{-}.pix^{-1}$ . Et, en regard de l'intensité à l'entrée de l'APO (équations 5.12), l'incertitude sur l'évaluation du gain est de l'ordre de 17%. De plus, ce fond résiduel va contribuer à augmenter l'incertitude de mesure sur toutes les grandeurs expérimentales. Le gain n'est donc pas rigoureusement identique entre toutes les images. Il est calculé comme le rapport entre la moyenne estimée de la zone  $Z_2$  avant amplification et la moyenne mesurée après détection de la zone  $Z_2$  amplifiée. Ensuite, les images sont classées en fonction de leur gain et de leur  $SNR_{in}$ . Les couples d'images dont ces valeurs sont proches sont utilisés pour évaluer la figure de bruit. Nous retenons les couples dont le résultat de la différence d'images donne un profil d'intensité plat et homogène. Mais il est souvent nécessaire de réduire la zone de statistique car les profils de gain ne sont pas les mêmes sur tout le trait de mire considéré. Cette réduction impose d'estimer à nouveau les grandeurs statistiques. Néanmoins le coefficient  $\gamma_{AIP}$  reste inchangé car l'intensité avant amplification est suffisamment constante. Nous présentons figure 5.12 un couple d'images avec la zone de statistique  $Z_2$  symbolisée. La figure 5.13 montre le résultat de la différence des deux images présentées en 5.12. Les données statistiques de ces deux images sont dans le tableau 5.2. L'incertitude relative totale a été estimée à 29% en raison du fond lumineux résiduel, mais également à la difficulté de mesurer le niveau exact de fluorescence paramétrique à chaque tir laser. Ensuite, nous calculons le seuil théorique de la figure de bruit valable à partir du regroupement des pixels minimal estimé en 5.4.1 (i-e  $5 \times 5 \text{ } pix^2$ ). Pour cela, nous injectons le gain moyen du couple d'images et le rendement quantique total donné en 5.23 dans l'équation



(a) Image a11



(b) Image a15

FIG. 5.12 – Couple d'images utilisé pour caractériser la figure de bruit de l'AIP. Le profil vertical de l'intensité de  $Z_2$  est représenté sur la gauche des images.

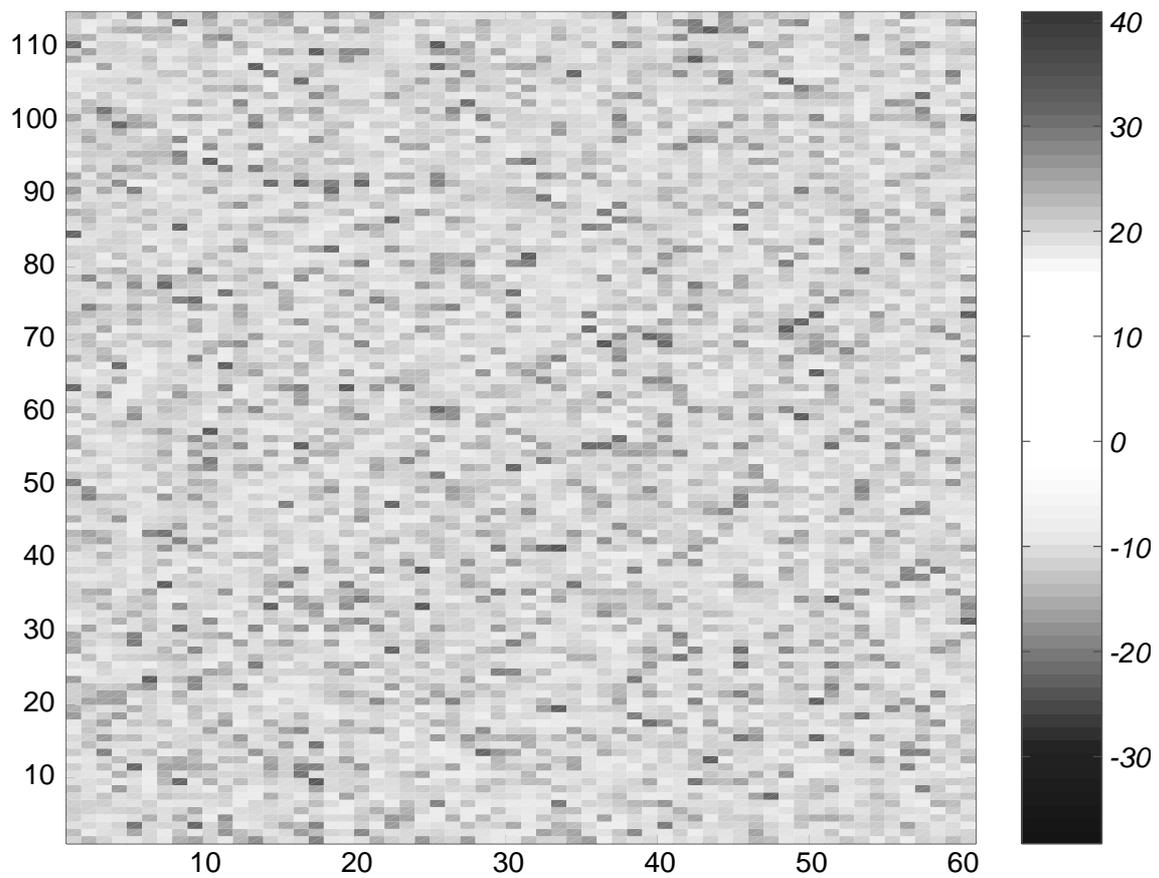


FIG. 5.13 – *Image de la différence des deux images présentées en 5.12. Les coordonnées sont en pixels.*

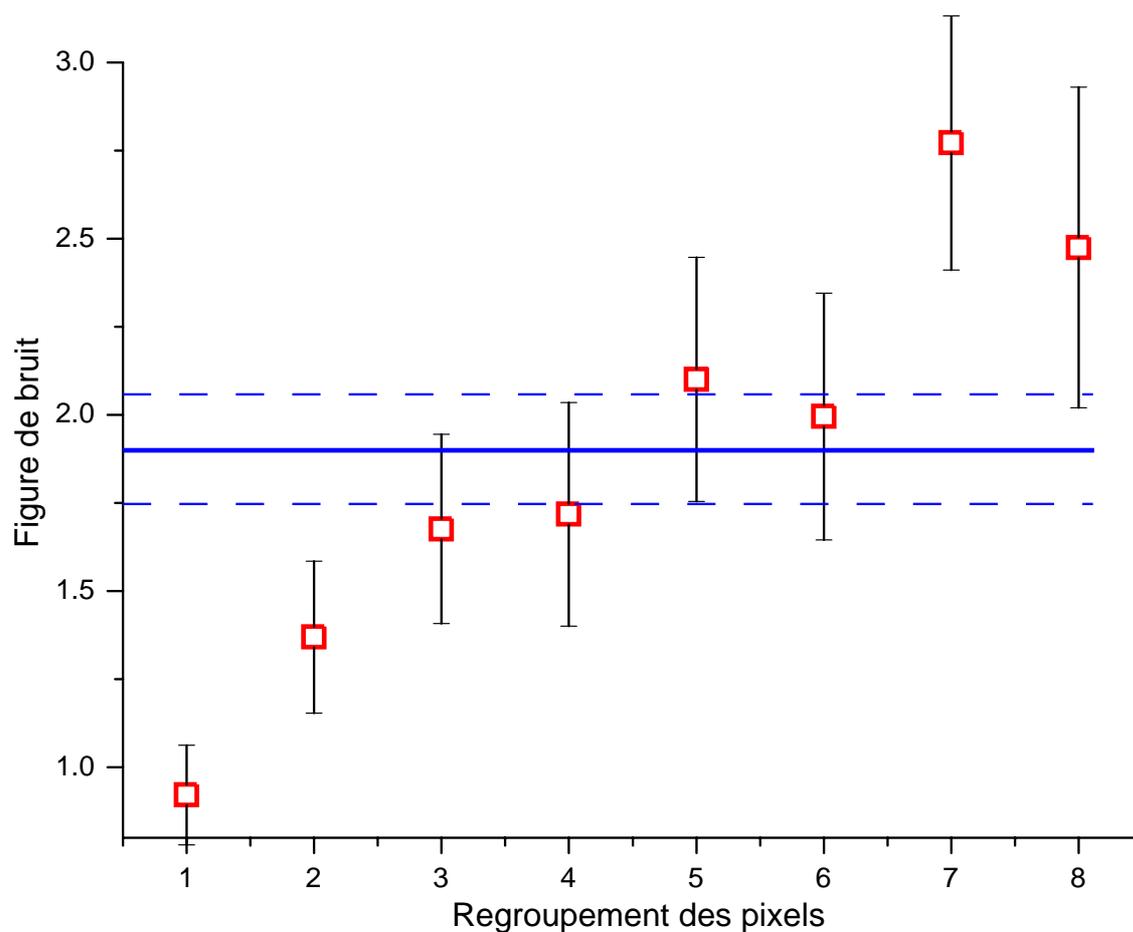


FIG. 5.14 – *Figure de bruit de la configuration AIP en fonction du regroupement des pixels. Les carrés rouges représentent les valeurs expérimentales. Le trait plein bleu représente le seuil théorique calculé. Les traits pointillés bleus sont les seuils extrêmes calculés d'après l'incertitude absolue de  $FB_{AIP}$ .*

	Image a11	Image a15
$SNR_{in}$	$7.1 pe^{-}.pix^{-1}$	$7.1 pe^{-}.pix^{-1}$
$\bar{n}_{pe^{-}}^{Z_2}$	$19.9 pe^{-}.pix^{-1}$	$21.0 pe^{-}.pix^{-1}$
$G_{AIP}$	2.80	2.96

TAB. 5.2 – Valeurs caractéristiques des images sélectionnées sans regroupement de pixels.

4.26. La valeur seuil est :

$$FB_{AIP} = 1.90 \pm 0.15 \quad (5.24)$$

L'incertitude sur la valeur de  $FB_{AIP}$  provient de la mesure du rendement quantique total. La figure 5.14 montre l'évolution de la figure de bruit en fonction du regroupement des pixels. Pour un regroupement de pixels insuffisant (i-e  $Bin \leq 4$ ), il est normal d'obtenir une valeur de figure de bruit inférieure à la valeur attendue. Comme nous l'avons déjà expliqué, cela est dû à l'effet de filtre de l'APO. Pour un regroupement des pixels de  $5 \times 5$  et de  $6 \times 6$ , la figure de bruit forme un palier ce qui indique que nous caractérisons expérimentalement la figure de bruit minimal de l'AIP après détection. Pour une valeur  $Bin=7$ , un très faible bruit déterministe résiduel initial peut provoquer de fortes variations d'intensité après regroupement altérant ainsi la statistique. Néanmoins, le nombre d'éléments statistiques est suffisant pour valider la mesure hormis pour le regroupement des pixels  $8 \times 8$  comme le montre le tableau 5.3.

Bin	$1 \times 1$	$2 \times 2$	$3 \times 3$	$4 \times 4$	$5 \times 5$	$6 \times 6$	$7 \times 7$	$8 \times 8$
Nombre de pixels	6440	1596	684	392	253	171	128	98

TAB. 5.3 – Nombre d'éléments statistiques considérés.

### 5.5.2 Figure de bruit sensible à la phase

La démonstration expérimentale de la figure de bruit de la configuration ASP est beaucoup plus difficile. En effet, le gain sensible à la phase réduit fortement la possibilité d'enregistrer deux images identiques possédant une phase relative proche. Cette condition s'avère très contraignante. En effet, le contact optique doit être réalisé pour une surface supérieure à celle d'un trait de mire pour obtenir un profil d'amplification plat et homogène. Cela est effectué en réglant l'inclinaison du dichroïque  $D1$  à l'aide de platines de contrôle, mais la précision insuffisante des platines rend l'optimisation du réglage très délicate. C'est pourquoi, nous

avons enregistré trois cents images amplifiées afin d'obtenir au moins deux couples d'images favorables pour valider la mesure. La sélection des images est identique à celle présentée en 5.5.1. Seules les images présentant le plus grand gain ont été étudiées, car cela traduit une phase relative a priori favorable à l'amplification sans bruit. La figure 5.15 montre un couple d'images choisi. Ici, la zone de mesure statistique ne correspond pas à un gain maximal mais à un profil plat et homogène dans la différence des deux images comme l'illustre la figure 5.16. Les données statistiques de ces deux images sont dans le tableau 5.4. La statistique est

	Image a36	Image a121
$SNR_{in}$	$7.8 pe^{-}.pix^{-1}$	$8.1 pe^{-}.pix^{-1}$
$\bar{n}_{pe^{-}}^{Z_2}$	$38.2 pe^{-}.pix^{-1}$	$43.8 pe^{-}.pix^{-1}$
$G_{ASP}$	4.90	5.40

TAB. 5.4 – Valeurs caractéristiques des images sélectionnées en l'absence de regroupement des pixels.

réalisée pour plus de cents pixels pour un regroupement  $7 \times 7$  comme le confirme le tableau 5.5. Le seuil théorique de la figure de bruit est également valable à partir du regroupement

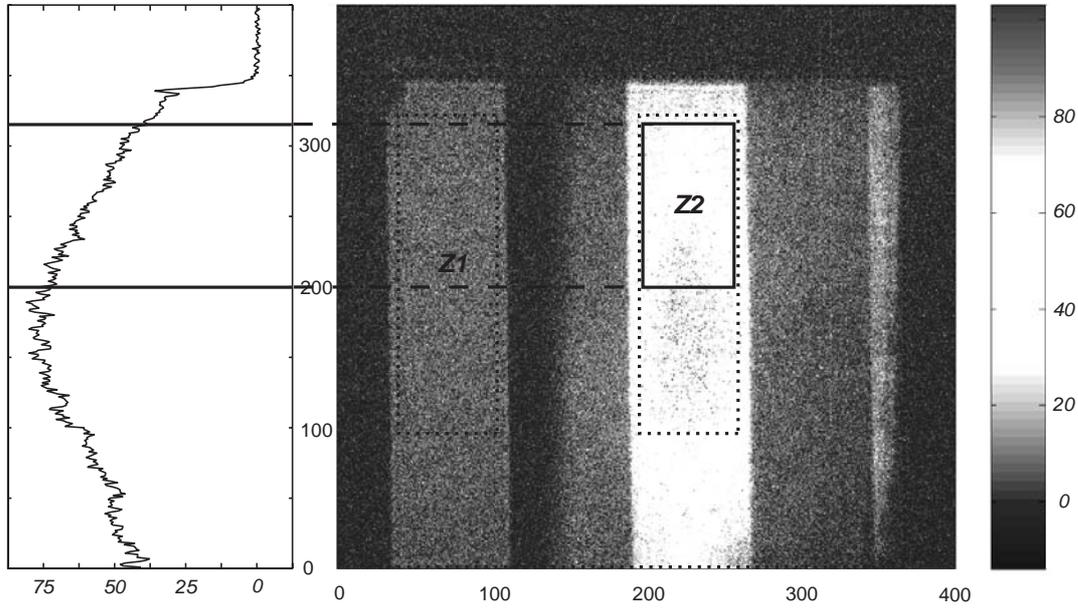
Bin	$1 \times 1$	$2 \times 2$	$3 \times 3$	$4 \times 4$	$5 \times 5$	$6 \times 6$	$7 \times 7$	$8 \times 8$
Nombre de pixels	7076	1740	760	435	276	190	128	98

TAB. 5.5 – Nombre d'éléments statistiques considérés.

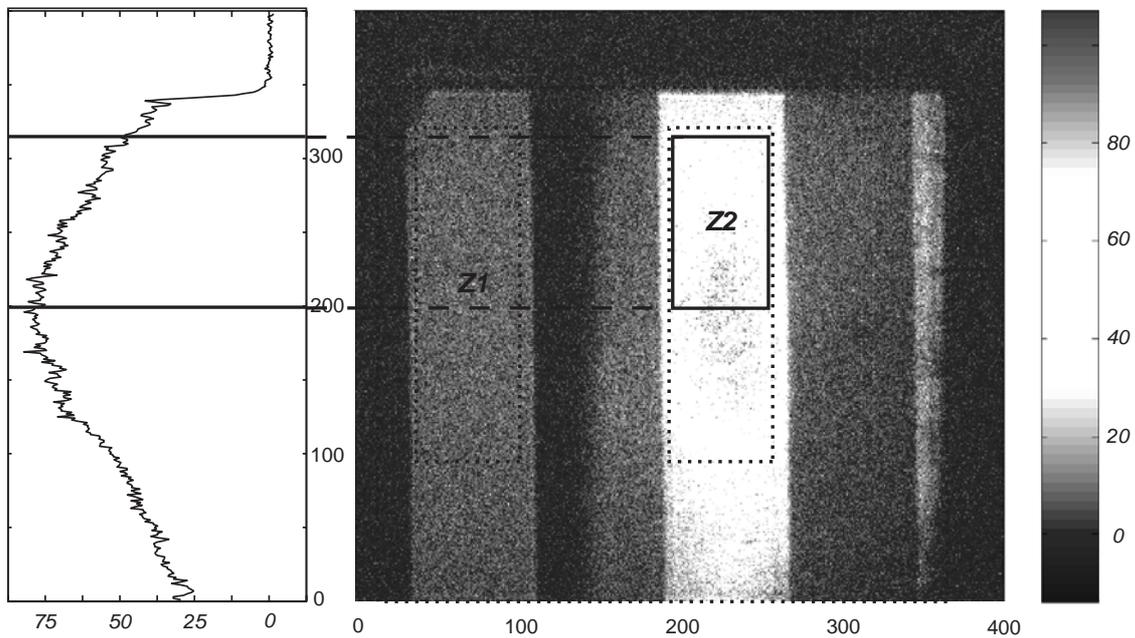
des pixels minimal estimé en 5.4.1 (i-e  $5 \times 5 pix^2$ ). Nous injectons le gain moyen du couple d'images et le rendement quantique total donné en 5.23 dans l'équation 4.25. La valeur seuil est :

$$FB_{ASP} = 1.14 \pm 0.09 \quad (5.25)$$

La figure 5.17 présente l'évolution de la figure de bruit en fonction du regroupement des pixels et le seuil théorique. Pour un regroupement des pixels insuffisant, la figure de bruit est normalement inférieure. Ensuite, pour un regroupement des pixels conforme aux dimensions de la cellule de résolution, les valeurs expérimentales de la figure de bruit forment un palier ce qui est en bon accord avec la théorie. Les incertitudes de mesures sont moins importantes que précédemment ( $\sim 10\%$ ) en raison de l'absence de fond lumineux résiduel. La démonstration



(a) Image a36



(b) Image a121

FIG. 5.15 – Couple d'images utilisé pour caractériser la figure de bruit de l'ASP. Le profil vertical de l'intensité de  $Z_2$  est représenté sur la gauche des images.

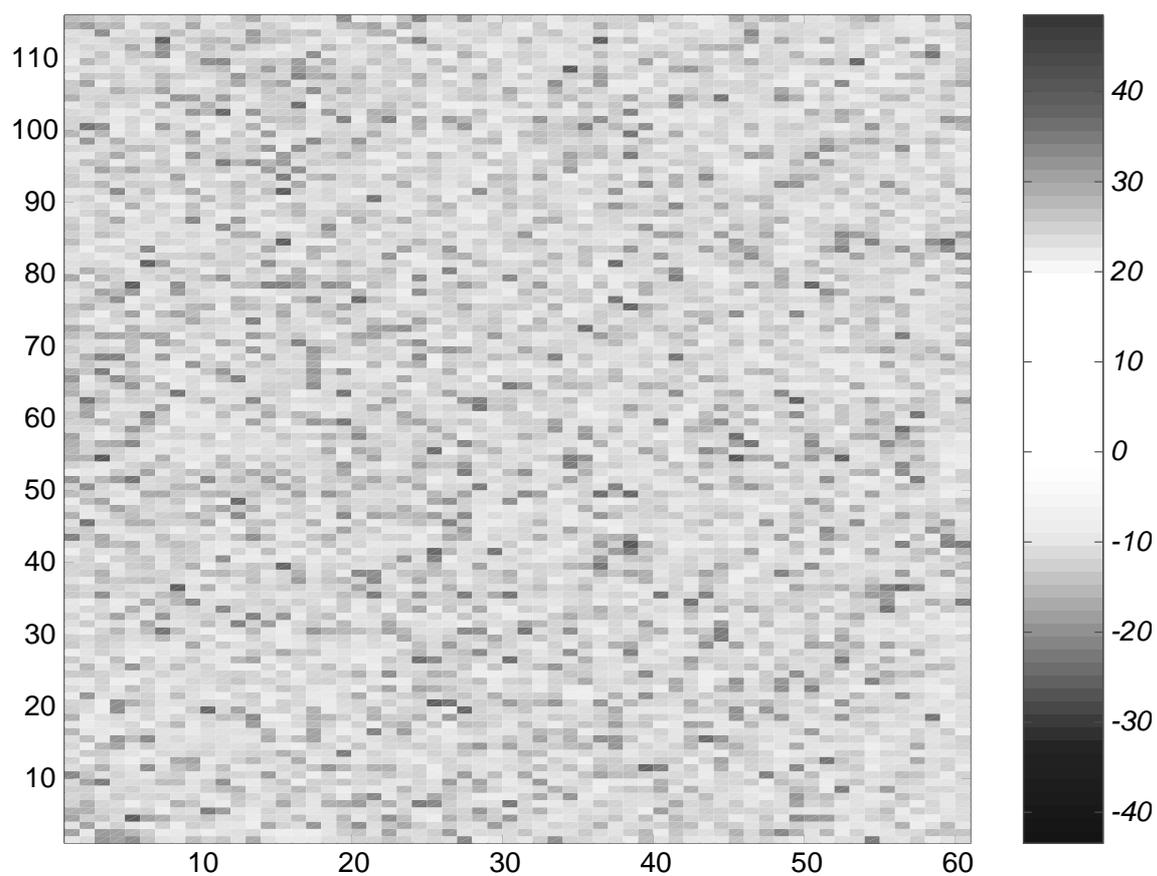


FIG. 5.16 – Image de la différence des deux images présentées en 5.15. Les coordonnées sont en pixels.

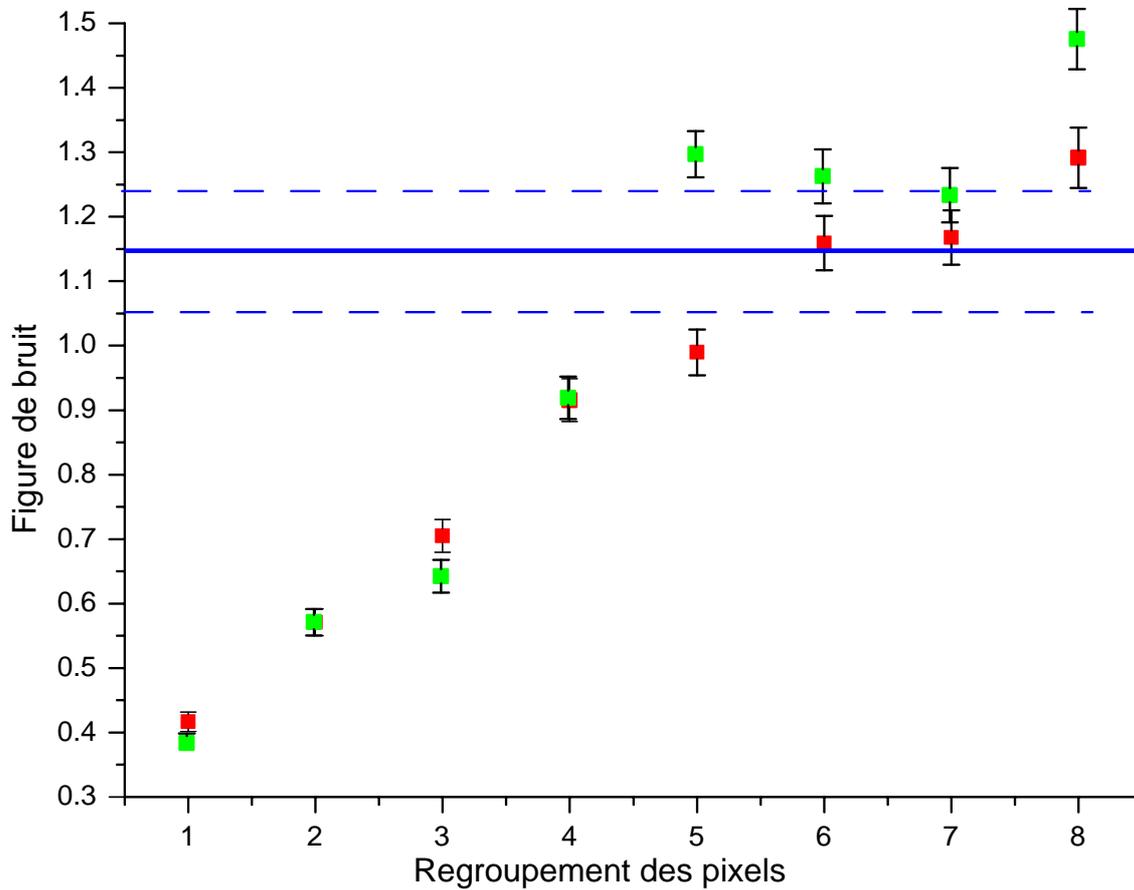


FIG. 5.17 – *Figure de bruit de la configuration ASP en fonction du regroupement des pixels. Les carrés rouges représentent les valeurs expérimentales avec leur incertitude relative des deux images présentées. Les carrés verts correspondent à un autre couple d'images non présenté. Le trait plein bleu représente le seuil théorique calculé. Les traits pointillés bleus sont les seuils extrêmes calculés d'après l'incertitude absolue de  $FB_{PSA}$ .*

expérimentale de l'amplification sans bruit est concluante et ce pour un nombre de cellules de résolution important ( $> 100$ ).

### 5.5.3 Conclusion : Synthèse et comparaison des configurations d'amplification

Afin de démontrer expérimentalement l'amplification paramétrique d'images sans bruit spatial, nous avons caractérisé les figures de bruit d'un APO de type 1. Les conditions expérimentales identiques et le respect d'un même protocole statistique nous permettent de comparer les figures de bruit des deux configurations d'amplification. La figure 5.18 rassemble tous les résultats précédents afin de les comparer. Ainsi, l'ASP n'ajoute pas de bruit contrairement à l'AIP qui dégrade le *SNR*. Malgré l'absence de contrôle de la phase relative qui limite fortement le nombre d'images présentant un gain sensible à la phase favorable, la mesure expérimentale est fiable car elle est réalisée pour plus d'une centaine de cellules de résolution.

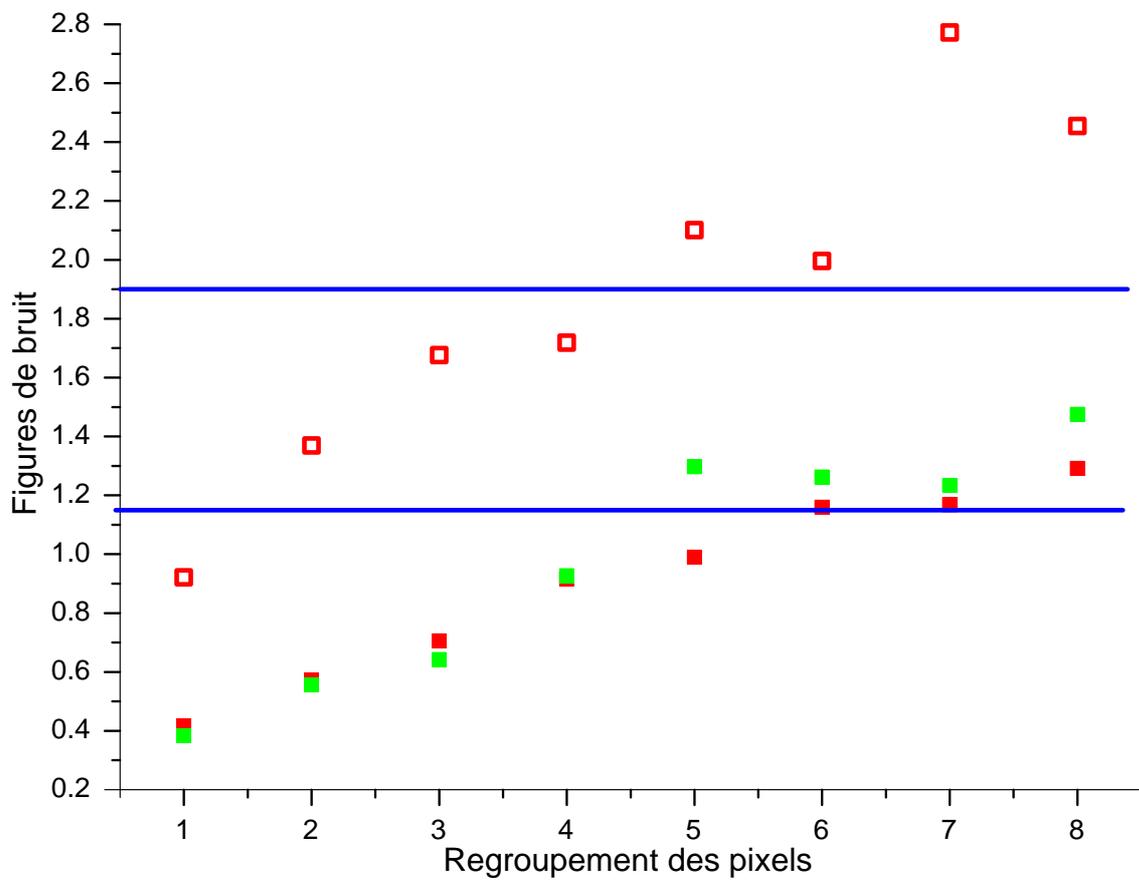


FIG. 5.18 – *Figures de bruit AIP et ASP en fonction du regroupement des pixels.*

## Bibliographie

- [1] J. W. Goodman, *Statistical Optics*, Wiley Classics Library, New York (2000).
- [2] S. P. Kravis et L. Allen, “Measurement of the statistics and spatial distribution of pulsed amplified spontaneous emission”, *Opt. Commun.*, **23**, pp. 289 (1977).
- [3] I. A. Walmsley et M. G. Raymer, “Observation of macroscopic quantum fluctuations in stimulated Raman scattering”, *Phys. Rev. Lett.*, **50**, pp. 962 (1983).
- [4] W. S. Wong, H. Haus, L. A. Jiang, P. B. Jansen et M. Margalit, “Photon statistics of amplified spontaneous emission noise in a 10-Gbit/s optically preamplified direct-detection receiver”, *Opt. Lett.*, **23**, pp. 1832 (1998).
- [5] S. M. Pietralunga, P. Martelli et M. Martinelli, “Photon statistics of amplified spontaneous emission in a dense wavelength-division multiplexing regime”, *Opt. Lett.*, **28**, pp. 152 (2003).
- [6] M. Vasilyev, S.-K. Choi, P. Kumar et G. M. D’Ariano, “Investigation of the photon statistics of parametric fluorescence in a traveling-wave parametric amplifier by means of self-homodyne tomography”, *Opt. Lett.*, **23**, pp. 1393 (1998).
- [7] A. Berzanskis, W. Chinaglia, L. A. Lugiato, K.-H. Feller et P. D. Trapani, “Spatial structures in optical parametric amplification.” *Phys. Rev. A*, **60**, pp. 1626 (1999).
- [8] 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).
- [9] E. Lantz et F. Devaux, “Numerical simulation of spatial fluctuations in parametric image amplification”, *Eur. Phys. J. D*, **17**, pp. 93 (2001).
- [10] J. W. Goodman, *Laser speckle and related phenomena*, Dainty, Springer-Verlag (1984).
- [11] L. Oriat et E. Lantz, “Subpixel detection of the center of an object using a spectral phase algorithm on the image”, *Patt. Recogn.*, **31**, pp. 761 (1998).
- [12] F. Devaux, *Amplification paramétrique d’images*, Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté (1996).
- [13] G. Fanjoux, F. Devaux, E. Lantz et H. Maillotte, “Generation of spatial soliton arrays in a planar Kerr waveguide from seeded spontaneous parametric down conversion”, *J. Opt. B*, **6**, pp. S250 (2004).

- [14] A. Gatti, E. Brambilla, L. A. Lugiato et M. Kolobov, “Quantum entangled images”, *Phys. Rev. Lett.*, **83**, pp. 1763 (1999).
- [15] E. Lantz, N. Treps, C. Fabre et E. Brambilla, “Spatial distribution of quantum fluctuations in spontaneous down-conversion in realistic situations”, *Eur. Phys. J. D*, **29**, pp. 437 (2004).
- [16] E. Brambilla, A. Gatti, M. Bache et L. A. Lugiato, “Simultaneous near-field and far-field spatial quantum correlations in the high-gain regime of parametric down-conversion”, *Phys. Rev. A*, **69**, pp. 023802 (2004).
- [17] O. Jedrkiewicz, Y. Jiang, P. D. Trapani, E. Brambilla, A. Gatti et L. A. Lugiato-CLEO/EQEC 2003 (Munich) (Juin 2003), EH5-4-THU.
- [18] Y. Jiang, O. Jedrkiewicz, S. Minardi, P. D. Trapani, A. Mosset, E. Lantz et F. Devaux, “Retrieval of spatial shot-noise in the full dynamics range of calibrated CCD cameras”, *Eur. Phys. J. D*, **22**, pp. 521 (2003), Special Issue on : Quantum fluctuations and coherence in optical and atomic structures.
- [19] 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).
- [20] S.-K. Choi, M. Vasilyev et P. Kumar, “Noiseless optical amplification of images”, *Phys. Rev. Lett.*, **83**, pp. 1938 (1999).