



HAL
open science

Étude expérimentale des fluctuations d'origine quantique en amplification paramétrique d'images

Alexis Mosset

► **To cite this version:**

Alexis Mosset. Étude expérimentale des fluctuations d'origine quantique en amplification paramétrique d'images. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université de Franche-Comté, 2004. Français. NNT: . tel-00009322

HAL Id: tel-00009322

<https://theses.hal.science/tel-00009322>

Submitted on 26 May 2005

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

Présentée à Besançon

Pour obtenir le

**GRADE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ
DE FRANCHE COMTÉ**
Spécialité Sciences pour l'ingénieur

**Étude expérimentale des fluctuations
spatiales d'origine quantique en
amplification paramétrique d'images**

Par

Alexis MOSSET

Soutenue le 5 novembre 2004 devant la commission d'examen :

Rapporteurs

Paolo Di TRAPANI Professeur à l'Université d'Insubria (Côme, Italie)
Claude FABRE Professeur à l'Université Pierre et Marie Curie (Paris VI)

Examineurs

Fabrice DEVAUX Professeur à l'Université de Franche-Comté
Eric LANTZ Professeur à l'Université de Franche-Comté
Daniel VAN LABEKE Professeur à l'Université de Franche-Comté

Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit a été réalisé au Département d'Optique P.M. Duffieux de l'Institut FEMTO-ST et de l'Université de Franche-Comté, à Besançon, U.M.R. C.N.R.S. n°6174.

Je remercie Messieurs J.-P. GOEDGEBUER et D. VAN LABEKE, Professeurs à l'Université de Franche-Comté, qui se sont succédés en tant que directeurs du département d'Optique P. M. Duffieux au cours de mon doctorat, de m'avoir accueilli pour effectuer ce travail de thèse.

J'exprime ma profonde gratitude à Eric LANTZ mon directeur de Thèse, de même qu'à Fabrice DEVAUX, qui m'ont encadrés et soutenus durant ce travail. Leur accueil, leur gentillesse et leur disponibilité permanente, témoignés depuis mon DEA, restera pour moi un grand souvenir.

Je souhaite remercier chacun des membres du jury qui ont accepté de lire et d'apprécier mes travaux. Je remercie plus particulièrement Messieurs Claude FABRE, Professeur à l'Université Pierre et Marie Curie (ParisVI), et Paolo DI TRAPANI, Professeur à l'Université d'Insubria, qui ont eu l'amabilité d'accepter d'être les rapporteurs de cette thèse.

Je tiens également à remercier le projet QUANTIM dans son ensemble. Plus particulièrement, je remercie les équipes de recherche des Professeurs Luigi LUGIATO et Paolo DI TRAPANI de l'Istituto Nazionale per la Fisica della Materia (Côme, Italie) et l'équipe de recherche du Professeur Claude FABRE de l'Ecole Normale Supérieure (Paris). Je garderai un bon souvenir des discussions lors des "workshops QUANTIMien".

Quant à l'équipe d'Optique Non Linéaire je la remercie énormément et je conserve le souvenir de l'excellente ambiance qui y règne. Quoi de plus idéal que de venir travailler avec le sourire.

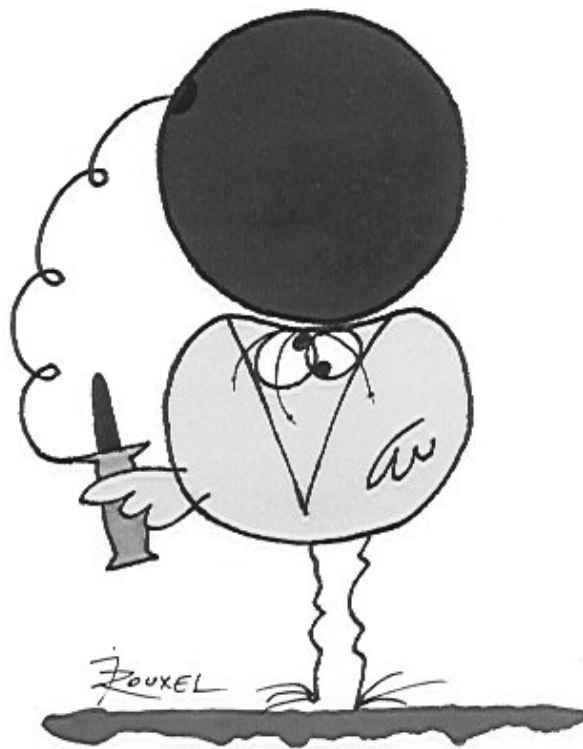
Je remercie également les gens du "labo" qui m'ont aidé dans mon travail, avec une mention spéciale pour Denis BITSCHENE, Robert DEVILLERS et Gilbert TRIBILLON.

Bien sûr, il n'est pas question d'oublier dans mes remerciements, tous les potes du labo en particulier Zou mon quasi frère, Nono, Jonjon, Gillours, Thibaut, Nadège, Thierry, Mil, Andreï, Tof,... et beaucoup d'autres thésards cotoyés durant ses années. Mais également des gens normaux qui ne font pas de la physique, Mike, Laurent², JF, Stèph, Fabos, ceux de l'escalade et d'autres encore.

Je garde le meilleur pour la fin avec un grand merci à ma maman et mon frangin Ludo qui ont toujours été présents. Et que dire à part un immense merci à mon rayon de soleil Audrey qui a changé ma vie.

À mon père

Les devises Shadok



EN ESSAYANT CONTINUUELLEMENT
ON FINIT PAR RÉUSSIR. DONC:
PLUS ÇA RATE, PLUS ON A
DE CHANCES QUE ÇA MARCHE.

Table des matières

Introduction générale	1
Bibliographie	4
I Fluctuations spatiales d'origine quantique dans les images non amplifiées.	7
1 Cadre théorique.	9
1.1 Introduction et point de vue	9
1.2 Point de vue spatio-temporel	10
1.2.1 Rappel sur les grandeurs statistiques	10
1.2.2 Caractéristiques temporelles des sources lumineuses observées	12
1.3 Description quantique du champ lumineux libre et incident	13
1.3.1 Quantification continue du champ	13
1.3.2 Discrétisation des opérateurs	15
1.3.3 Intensité du champ pour un pixel	16
1.4 Comptage des photons	17
1.4.1 Source thermique continue	18
1.4.2 Fluorescence paramétrique	19
1.4.3 Impulsion laser	22
1.5 Conclusion	23
Bibliographie	25

2	Détection des photons à l'aide d'une caméra C. C. D.	27
2.1	Introduction	27
2.2	Le détecteur idéal : lien théorique photons/niveaux de gris	28
2.2.1	Principe de fonctionnement et caractéristiques générales du capteur	28
2.2.2	Rendement quantique η	32
2.2.3	Lien photo-électrons/niveaux de gris	33
2.3	Le détecteur réel : bruits, limites de mesure, et corrections	34
2.3.1	Mode de calcul d'une statistique de pixels	38
2.4	La détection du proche infrarouge par un capteur silicium	39
2.5	Conclusion	43
	Bibliographie	44
3	Mesure expérimentale du bruit de photons.	45
3.1	Introduction	45
3.2	Schéma expérimental	46
3.3	Mesure du bruit spatial de photons	47
3.3.1	Évaluation expérimentale du gain électronique de la caméra	47
3.3.2	Mesure expérimentale du bruit spatial de photons	51
3.3.3	Calibrage du capteur CCD	53
3.4	Mesure du bruit de photons sur des images décalées	57
3.5	Conclusion	59
	Bibliographie	61
II Fluctuations spatiales des photons dans les images amplifiées par un amplificateur paramétrique optique en régime linéaire. 63		
4	Amplification paramétrique d'images : propriétés classiques et quantiques. 65	
4.1	Introduction	65
4.2	Propriétés classiques	67
4.2.1	Rappels sur l'amplification paramétrique	67
4.2.2	Cas insensible à la phase	70
4.2.3	Cas sensible à la phase	73

TABLE DES MATIÈRES

4.2.4	Accord de phase	73
4.3	Propriétés quantiques	77
4.3.1	Figure de bruit	77
4.3.2	Aspects pratiques	81
4.4	Description de l'APO	83
4.4.1	Choix du cristal	83
4.4.2	Résolutions théorique et expérimentale	87
4.5	Conclusion	89
	Bibliographie	90
5	Mesures expérimentales après détection des fluctuations spatiales...	93
5.1	Introduction	93
5.2	Caractérisation de la distribution de Bose-Einstein...	94
5.2.1	Schéma expérimental	95
5.2.2	Estimation du facteur de dégénérescence	96
5.2.3	Résultats expérimentaux	97
5.2.4	Confrontation des résultats avec des simulations numériques	101
5.2.5	Conclusion sur la caractérisation de la distribution de Bose-Einstein des fluctuations spatiales de la fluorescence paramétrique	103
5.3	Montage expérimental de l'amplification d'images	104
5.4	Protocole de mesure des figures de bruit de l'APO	108
5.4.1	Dimensions de la cellule de résolution	108
5.4.2	Description pratique de la mesure et calcul du SNR_{in}	110
5.4.3	Impact de la fluorescence paramétrique	114
5.4.4	Calcul du SNR_{out}	116
5.4.5	Estimation du rendement quantique total	116
5.5	Figures de bruit expérimentales de l'APO	117
5.5.1	Figure de bruit insensible à la phase	117
5.5.2	Figure de bruit sensible à la phase	121
5.5.3	Conclusion: Synthèse et comparaison des configurations d'amplifica- tion	126
	Bibliographie	128

TABLE DES MATIÈRES

Conclusion générale	131
Publications	135

Principales notations

$\langle x \rangle$: Moyenne vraie.

σ^2 : Variance vraie.

σ : Écart-type vrai.

\bar{x} : Moyenne arithmétique, appelée moyenne.

$(\Delta x)^2$: Variance.

(Δx) : Écart-type.

T_d : Temps de détection.

t_c : Temps de cohérence de la source considérée.

$\delta\lambda$: Largeur de bande en longueur d'onde.

δt : Durée d'une impulsion.

$\chi^{(2)}$: Susceptibilité non linéaire d'ordre 2.

$\delta\nu$: Largeur de bande en fréquence temporelle.

$\hat{E}(\vec{r}, t)$: Opérateur champ électrique.

$\hat{E}^{(+)}(\vec{r}, t)$: Opérateur champ électrique de fréquence positive.

\vec{r} : Vecteur position du champ.

t : Variable temporelle.

ω_0 : Pulsation du champ sur l'axe optique.

\vec{k}_0 : Vecteur d'onde du champ sur l'axe optique.

z : Direction de propagation.

z_0 : Abscisse fixée de la direction de propagation.

$\vec{\rho}$: Vecteur position transverse.

c : Vitesse de la lumière dans le vide.

- $\hat{\mathcal{E}}^{(+)}$: Opérateur enveloppe du champ de fréquence positive exprimée dans l'espace directe.
- $\tilde{\mathcal{E}}^{(+)}$: Opérateur enveloppe du champ de fréquence positive exprimée dans l'espace réciproque ou coefficient de Fourier.
- \vec{k} : Vecteur d'onde du champ ou variable réciproque de \vec{r} .
- k_z : Composante longitudinale du vecteur d'onde \vec{k} .
- \vec{q} : Composante transverse du vecteur d'onde \vec{k} ou variable réciproque de $\vec{\rho}$.
- $\omega(k)$: Pulsation du champ de vecteur d'onde \vec{k} .
- \hbar : Constante de Planck.
- \hat{a} : Opérateur d'annihilation de photons.
- \hat{a}^\dagger : Opérateur de création de photons.
- \hat{a}_i : Opérateur discret d'annihilation de photons.
- \hat{a}_i^\dagger : Opérateur discret de création de photons.
- $\delta(x - x')$: Distribution de Dirac.
- δ_{ij} : Symbole de Kronecker.
- S_{pix} : Surface d'un pixel.
- \hat{I} : Opérateur intensité.
- ϵ_0 : Perméabilité électrique du vide.
- I_{pix} : Intensité incidente sur un pixel.
- N_i : Opérateur numération discret du pixel i .
- n_i : Nombre de photons du pixel i , $n_i \in \mathbb{N}$.
- p : Nombre de pixel considérés dans la statistique, $p \in \mathbb{N}$.
- S_d : Surface de détection considérée pour la statistique.
- \bar{n}_{pht} : Moyenne du nombre de photons.
- $(\Delta n_{pht})^2$: Variance du nombre de photons.
- Δn_{pht} : Écart-type du nombre de photons.
- M : Facteur de dégénérescence.
- M_t : Facteur de dégénérescence temporelle.
- M_p : Facteur de dégénérescence spatiale.
- m : Nombre de photons par mode $m \in \mathbb{N}$.
- \bar{m} : Nombre moyen de photons par mode.
- $(\Delta m)^2$: Variance du nombre de photons par mode.

- Δm : Écart-type du nombre de photons par mode.
- λ : Longueur d'onde.
- ω_p : Pulsation de l'onde pompe.
- ω_s : Pulsation de l'onde signal.
- ω_i : Pulsation de l'onde idler.
- \vec{k}_p : Vecteur d'onde pompe.
- \vec{k}_s : Vecteur d'onde signal.
- \vec{k}_i : Vecteur d'onde idler.
- P_x : Probabilité de compter x événements (photo-événements).
- C : Contraste.
- η : Rendement quantique.
- \mathcal{P} : Probabilité.
- \bar{n}_{pe^-} : Moyenne du nombre de photo-électrons.
- $(\Delta n_{pe^-})^2$: Variance du nombre de photo-électrons.
- Δn_{pe^-} : Écart-type du nombre de photo-électrons.
- g_ε : Gain électronique de la caméra CCD.
- \bar{n}_{gl} : Moyenne du nombre de niveaux de gris.
- $(\Delta n_{gl})^2$: Variance du nombre de niveaux de gris.
- Δn_{gl} : Écart-type du nombre de niveaux de gris.
- Δ_{dc} : Bruit du courant d'obscurité.
- Δ_l : Bruit de lecture.
- Δn_b : Bruit électronique total ou écart-type du nombre d'électrons de bruit.
- \bar{n}_b : Moyenne du nombre d'électrons de bruit.
- $(\Delta n_{gl}^{diff})^2$: Variance du nombre de niveaux de gris de la différence de deux images.
- $(\Delta n_{pe^-}^{diff})^2$: Variance du nombre de photo-électrons de la différence de deux images.
- \bar{n}_{gl}^{lum} : Moyenne du nombre de niveaux de gris du fond lumineux considéré.
- \vec{P} : Vecteur polarisation du milieu.
- \vec{E} : Vecteur champ électrique classique.
- d_{ijk} : Élément du tenseur non linéaire.
- A : Amplitude du champ électrique.
- κ : Coefficient non linéaire tenant compte du milieu et des ondes en interactions.

- μ_0 : Susceptibilité magnétique du vide.
- $n_{1,2,3,s,i,p}$: Indices de réfraction optique.
- Δk : Désaccord de phase.
- g : Gain paramétrique.
- b : Gain paramétrique en fonction du désaccord de phase.
- G : Gain total après amplification.
- G_{AIP} : Gain insensible à la phase.
- G_{ASP} : Gain sensible à la phase.
- φ_p : Phase de la pompe.
- φ : Phase du signal.
- $n_{o,e}$: Indices de réfraction optique ordinaire et extraordinaire.
- θ_m : Angle d'accord de phase parfait.
- d_{eff} : Coefficient non linéaire effectif.
- θ_{0s}, ϕ_{0s} : Angle d'incidence du vecteur d'onde du signal associé à la fréquence spatiale nulle.
- θ_s, ϕ_s : Angle d'incidence d'un vecteur d'onde du signal.
- $\Delta\theta_s$: Acceptance angulaire du signal.
- $\nu_{sp,x,y}$: Fréquence spatiale du signal.
- SNR : Rapport signal à bruit.
- FB : Figure de bruit.
- φ_q : Phase relative du signal par rapport à la quadrature amplifiée sans bruit.
- L : Longueur du cristal.
- $\langle n \rangle$: Moyenne vraie du nombre de photons.
- σ_{ph}^2 : Variance vraie du nombre de photons.
- $\langle m \rangle_{in}$: Moyenne vraie du nombre de photons par mode à l'entrée de l'APO.
- σ_p : Demi-largeur à $1/e$ exprimant le décalage temporel théorique de l'impulsion pompe par rapport à l'impulsion signal à l'entrée de l'APO.
- f' : Longueur focale d'une lentille.
- Bin : Valeur du regroupement des pixels.
- γ : Coefficient de proportionnalité.

Introduction générale

Le développement de la physique quantique au cours du siècle dernier a décrit de nombreux phénomènes d'interaction lumière/matière. L'invention du laser a permis la mise en œuvre expérimentale des processus d'absorption ou de diffusion à plusieurs photons. Ainsi, la génération de second harmonique réalisée en 1961 [1] peut être considérée comme l'acte de naissance de l'optique non linéaire. Elle est suivie quelques années plus tard par l'amplification paramétrique d'un signal optique [2]. Ensuite, les efforts se portent essentiellement sur la recherche de nouveaux milieux non linéaires et sur les conditions d'interactions afin d'augmenter l'ampleur des effets non linéaires. Les applications à l'imagerie suscite également de l'intérêt, tout d'abord par conversion haute de fréquences [3] puis en amplification paramétrique [4]. La caractérisation tant théorique qu'expérimentale de l'amplification paramétrique d'images en termes de gain et de résolution est réalisée au laboratoire [5]. Ces capacités de traitement de l'information par des méthodes tout optiques offrent notamment des applications pour l'imagerie à travers les milieux diffusants [6, 7]. Mais, les propriétés les plus étonnantes et remarquables de l'optique non linéaire sont d'ordre quantique.

La nature quantique de la lumière se manifeste notamment au travers de la relation d'incertitude de Heisenberg sur le produit entre les fluctuations de l'intensité et celles de la phase d'un champ lumineux monomode. A la limite quantique standard, ce produit est égal à une valeur minimale définissant la précision ultime de la mesure de l'énergie et/ou de la phase du champ lumineux considéré; cette incertitude se traduit par le bruit de photons. En optique classique, l'incertitude sur la mesure de l'intensité et sur celle de la phase est égale. Du point

de vue quantique, le bruit de photon peut être abaissé en dessous de la limite classique soit en intensité, soit en phase afin que le produit des fluctuations respecte toujours le principe d'Heisenberg. Dans ce cas la lumière est dite comprimée. Cela permet notamment de réaliser des mesures optiques avec une précision en dessous de la limite standard [8]. La génération de tels états quantiques utilise des effets non linéaires. Dans ce sens, Caves [9] étudie les propriétés quantiques en termes de bruit des amplificateurs paramétriques. Il montre que lorsque l'amplificateur est dans une configuration qualifiée d'“insensible à la phase”, le bruit d'amplification s'ajoute au bruit quantique initialement présent, ce qui correspond à une situation classique. Cela présente un inconvénient majeur pour l'amplification des signaux de faible niveau, là où le bruit quantique est prédominant car le rapport signal à bruit initialement présent est dégradé au minimum d'un facteur 2. Et si le gain en intensité rend le signal plus facilement détectable, l'augmentation du bruit réduit la lisibilité de l'information. Par contre, dans une autre configuration dite “sensible à la phase” le signal peut être amplifié sans ajout de bruit, préservant ainsi le rapport signal à bruit initialement présent. La première démonstration expérimentale de l'amplification paramétrique sans bruit d'un signal optique est réalisée par Levenson et al [10] qui s'intéressent alors aux propriétés temporelles de la lumière. Puis, la possibilité d'amplifier une image sans bruit spatial à l'aide d'un amplificateur paramétrique est étudiée théoriquement [11]. Les aspects quantiques spatiaux de la lumière sont également explorés au travers des corrélations quantiques [12]. La référence [13] rassemble les études faites dans ce domaine.

En outre, l'intérêt pratique de l'amplification sans bruit réside dans sa capacité à compenser les pertes dues à la détection du signal par un capteur peu sensible [14]. Cette situation est typique des capteurs d'images en proche infrarouge dont la sensibilité est limitée par leur faible rendement quantique et/ou par leur fort bruit électronique interne. Ainsi, l'amplification paramétrique d'images sans bruit est une solution quant à la détection d'images dominées par le bruit quantique et qui sont peu ou pas détectables sans amplification.

Les travaux expérimentaux présentés dans ce manuscrit de thèse constituent la première étape en vue de l'utilisation pratique des propriétés quantiques de l'amplification paramétrique optique d'images.

Dans une première partie, formée des trois premiers chapitres, nous étudions les fluctua-

tions spatiales d'origine quantique dans des images non amplifiées. En effet, la mesure du bruit de photons dans une image avant son amplification constitue un préalable indispensable avant la caractérisation expérimentale des propriétés de bruit quantique des amplificateurs paramétriques. Le premier chapitre fixe le cadre théorique dans lequel nous nous plaçons, en rappelant le lien entre les propriétés spatiales du champ électromagnétique et l'intensité lumineuse reçue par un photo-détecteur élémentaire. Nous y présentons également les différentes sources lumineuses observées en termes de distribution spatiale de l'intensité lumineuse. Dans le deuxième chapitre, nous abordons les aspects pratiques de la photo-détection et de la caractérisation de la statistique spatiale de la lumière observée à l'aide d'une caméra CCD. En troisième chapitre, nous utilisons notre caméra CCD pour retrouver le bruit de photons dans une image et nous présentons une méthode de calibrage des pixels permettant d'uniformiser la réponse du capteur.

La deuxième partie, constituée des deux derniers chapitres, est consacrée à l'amplification d'images proprement dite. Le quatrième chapitre rappelle les propriétés classiques et expose les aspects quantiques de l'amplification paramétrique d'images en explicitant la notion de figure de bruit. Nous y décrivons également le type d'amplificateur choisi. Enfin, dans le dernier chapitre nous présentons nos résultats sur la caractérisation expérimentale du bruit des amplificateurs paramétriques optiques. Dans un premier temps, nous étudions la lumière produite par l'amplification du bruit quantique seul, caractérisée par une distribution de Bose-Einstein. Puis, nous rapportons nos mesures expérimentales des figures de bruit des configurations d'amplification d'images insensible et sensible à la phase.

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. E. Midwinter, “Image conversion from 1.6 μm to the visible in lithium niobate”, *Appl. Phys. Lett.*, **12**, pp. 68 (1968).
- [4] P. Laferriere, C. Wetterer, L. Schelonka et M. Kramer, “Spatial-frequency selection using downconversion optical parametric amplification”, *J. Appl. Phys.*, **65**, pp. 3347 (1989).
- [5] F. Devaux, *Amplification paramétrique d’images*, Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté (1996).
- [6] G. L. Tolguenec, *Imagerie à travers les milieux diffusants par amplification paramétrique d’images*, Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté (1998).
- [7] 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).
- [8] N. Treps, U. Andersen, B. B. P. K. Lam, A. Maitre, H. A. Bachor et C. Fabre, “Surpassing the Standard Quantum Limit for optical imaging using nonclassical multimode light”, *Phys. Rev. Lett.*, **88**, pp. 203601 (2002).
- [9] C. M. Caves, “Quantum limits on noise in linear amplifiers”, *Phys. Rev. D*, **26**, n° 8, pp. 1817 (1982).
- [10] 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).
- [11] M. I. Kolobov et L. A. Lugiato, “Noiseless amplification of optical images”, *Phys. Rev. A*, **52**, pp. 4930 (1995).
- [12] A. Gatti, E. Brambilla, L. A. Lugiato et M. Kolobov, “Quantum entangled images”, *Phys. Rev. Lett.*, **83**, pp. 1763 (1999).
- [13] M. I. Kolobov, “The spatial behavior of nonclassical light”, *Rev. Mod. Phys.*, **71**, pp. 1539 (1999).

- [14] 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).

PREMIÈRE PARTIE

Fluctuations spatiales d'origine
quantique dans les images non
amplifiées.

Cadre théorique.

1.1 Introduction et point de vue

L'objectif de ce chapitre est d'exposer simplement les notions physiques nécessaires à la compréhension des phénomènes expérimentaux étudiés dans cette thèse. Nous étudierons les propriétés statistiques de certaines distributions spatiales de la lumière observées dans le plan transverse à la propagation du champ électromagnétique libre. Lors de nos expériences nous serons confrontés à la détection de faibles intensités lumineuses. Nous emploierons pour cela une caméra CCD très sensible, décrite dans le deuxième chapitre. Compte tenu des faibles flux lumineux observés et du processus particulier de la détection, le comportement de la lumière est corpusculaire. Le champ électromagnétique libre doit donc être quantifié afin de décrire précisément les observations expérimentales. La quantification traduit l'interaction lumière/matière lors de la détection en discrétisant l'énergie contenue dans le champ lumineux. Nous présenterons un modèle "allégé" par souci de simplification, car la quantification du champ électromagnétique exige un traitement beaucoup plus complet [1, 2], sortant du cadre de cette thèse. Tout d'abord l'optique quantique s'appuie classiquement sur un formalisme nommé "Point de vue de Heisenberg", dans lequel les opérateurs évoluent au cours du temps et sont appliqués aux fonctions d'ondes d'entrée du système traité. Nous nous appuierons implicitement sur ce formalisme [3].

1.2 Point de vue spatio-temporel

La description statistique de la lumière est généralement présentée du point de vue temporel [1, 2, 4, 5]. Ceci se justifie par l'emploi de photo-détecteurs sans résolution spatiale. Dans ce cas, on s'intéresse à la distribution temporelle des photo-événements rencontrés en regard de la résolution temporelle du détecteur. Notre point de vue est fondamentalement différent. Nous nous intéressons à des distributions purement spatiales de la lumière. Pour cela nous utilisons un détecteur CCD ayant une résolution spatiale dans le plan transverse à la propagation du champ électromagnétique.

Au cours de cette thèse trois sources lumineuses différentes seront utilisées. La première, abordée dans le troisième chapitre de ce manuscrit, est une source thermique à flux lumineux continu qui sera une lampe à vapeur de mercure. Les deux autres sources sont impulsionnelles. L'une correspond à de la fluorescence paramétrique [6] et sera étudiée dans le cinquième chapitre. L'autre est une impulsion laser gaussienne, nous en parlerons dans le troisième et le cinquième chapitre.

1.2.1 Rappel sur les grandeurs statistiques

Tout d'abord, les distributions statistiques observées dans cette thèse s'appuient sur des lois probabilistes. Nous étudions la probabilité qu'un photo-événement ait lieu en un endroit donné du plan transverse à la propagation du champ lumineux. Pour cela nous effectuons des mesures expérimentales traitées statistiquement. Nous utilisons donc un vocabulaire commun aux probabilités et à la statistique. Par ailleurs, les distributions sont décrites par des moyennes d'ensemble, si le signal considéré est stationnaire [5]. Dans notre cas, les distributions spatiales de la lumière sont décrites par des moyennes spatiales, si l'intensité lumineuse considérée est stationnaire dans l'espace sur une surface suffisamment grande.

Soit une grandeur physique X aléatoire et inconnue. Sa mesure donne une valeur x . Afin d'estimer au mieux X , on répète la mesure un grand nombre de fois et on effectue un traitement statistique des mesures. Ce travail consiste à vérifier expérimentalement la loi étudiée, qui est modélisée par la densité de probabilité $p(x)$. On définit les paramètres utilisés dans

cette thèse pour caractériser la loi de probabilité :

- La moyenne vraie $\langle x \rangle$, ou moment d'ordre 1, est tel que :

$$\langle x \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} xp(x)dx \quad (1.1)$$

Elle est obtenue pour une infinité de mesure. Elle n'est donc pas accessible expérimentalement.

- La variance vraie σ^2 , ou moment d'ordre 2, est tel que :

$$\sigma^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} x^2p(x)dx \quad (1.2)$$

Elle est également inaccessible expérimentalement.

- La moyenne arithmétique¹ \bar{x} , est telle que :

$$\bar{x} = \frac{1}{p} \sum_{i=1}^p x_i \quad (1.3)$$

C'est une estimation de la moyenne vraie telle que :

$$\lim_{p \rightarrow \infty} \bar{x} = \langle x \rangle$$

- La variance $(\Delta x)^2$, est telle que :

$$(\Delta x)^2 = \frac{1}{p-1} \sum_{i=1}^p (x_i - \bar{x})^2 \quad (1.4)$$

C'est une estimation de la variance vraie telle que :

$$\lim_{p \rightarrow \infty} (\Delta x)^2 = \sigma^2$$

Les grandeurs exprimées par les équations 1.3 et 1.4 sont accessibles expérimentalement ; ce sont donc elles que nous utiliserons en lieu et place de la moyenne vraie (1.1) et de la variance vraie (1.2) afin de caractériser les distributions étudiées. La moyenne renseigne sur l'ampleur du phénomène physique étudié tandis que la variance $(\Delta x)^2$ exprime la dispersion des données statistiques par rapport à la moyenne. On définit également l'écart-type Δx comme la racine carrée de la variance. L'écart-type traduit les fluctuations de la grandeur physique considérée et exprime également l'incertitude de mesure. Par ailleurs, il est important de préciser que les calculs de probabilités et de statistiques se font avec les moments. Donc, nous effectuerons les calculs statistiques avec les grandeurs disponibles que sont la moyenne (1.3) et la variance (1.4), l'écart-type n'étant pas un moment.

1. Appelée ensuite "moyenne" pour simplifier l'écriture.

1.2.2 Caractéristiques temporelles des sources lumineuses observées

L'essence de ce paragraphe réside dans le rapport entre la caractéristique temporelle de la source et le temps de détection de la caméra CCD. Le but est de justifier l'absence d'aspects temporels de la lumière dans l'écriture de l'opérateur enveloppe du champ électrique décrit en 1.3.1. Le sujet majeur de cette thèse est l'étude des fluctuations quantiques spatiales de la lumière dans une image amplifiée paramétriquement. Ce sont donc les conditions expérimentales de l'amplification paramétrique qui déterminent le temps de détection, T_d , pour toutes les expériences réalisées.

L'amplification paramétrique d'images utilise une source laser délivrant des impulsions à une cadence de tirs de 33 *Hz*. Or l'absence de synchronisation entre la caméra CCD et le laser nous impose un temps de détection de 30 *ms* afin d'obtenir un seul tir laser pendant ce temps-là. Nous avons utilisé un temps de détection $T_d = 30 \text{ ms}$, pour toutes les expériences présentées dans ce manuscrit.

Nous allons présenter pour chaque source les raisons permettant de se soustraire des aspects temporels dans l'écriture de l'opérateur enveloppe du champ électrique.

La première source présentée est la lampe à flux lumineux continu. C'est une source thermique. De ce fait elle est totalement incohérente temporellement [1, 2, 4, 5]. L'emploi, non systématique, d'un filtre interférentiel étroit ($\delta\lambda_{FWHM} = 0.4 \text{ nm} @ 527.5 \text{ nm}$) augmente le temps de cohérence (t_c) de la source thermique tel que $t_c \approx 1 \text{ ps}$ [7]. Sans filtre interférentiel nous avons $t_c \ll 1 \text{ ps}$. Quoiqu'il en soit, le temps de détection ($T_d = 30 \text{ ms}$) est toujours très supérieur au temps de cohérence de la source thermique, $T_d \gg t_c$. Par conséquent, la vitesse des variations temporelles de la lumière est très supérieure à la vitesse des détecteurs. Ces variations sont donc totalement intégrées pendant le temps de détection, et tous les aspects temporels de la source sont perdus.

La fluorescence paramétrique est générée spontanément par un cristal non linéaire $\chi^{(2)}$ pompé par une source laser intense. Nous y reviendrons en détail dans le cinquième chapitre. Pour l'instant l'idée intéressante est la suivante : le laser pompe est impulsionnel ($\delta t \approx 1 \text{ ps}$), la fluorescence paramétrique ainsi produite est aussi impulsionnelle avec une durée d'impulsion du même ordre de grandeur que celle de la pompe. En regard du temps d'acquisition ($T_d = 30 \text{ ms}$), l'impulsion est totalement intégrée temporellement pendant la détection car

$T_d \gg \delta t$. Donc tous les aspects temporels de la fluorescence paramétrique sont intégrés pendant le temps d'acquisition.

Pour terminer, nous considérons ici le cas d'une impulsion laser gaussienne telle que $\delta t \cdot \delta \nu < 0.6$ avec $\delta t \approx 1 \text{ ps}$. Le laser est temporellement mono-mode, de plus nous restons dans la situation où $T_d \gg \delta t$. Ainsi toute l'impulsion est intégrée lors de la détection.

Ainsi, pour les trois sources lumineuses observées, l'intégration des variations temporelles de la lumière lors de la détection permet de ramener la description du champ électrique aux stricts aspects spatiaux. La nature spatiale de la distribution statistique de chaque source étudiée est présentée dans le paragraphe 1.4.

1.3 Description quantique du champ lumineux libre et incident

1.3.1 Quantification continue du champ

La description quantique du champ lumineux exprime la dualité onde/corpuscule [3]. L'énergie contenue dans le champ est décrite comme une somme discrète de quanta d'énergie appelés photons [1]. Ce champ électromagnétique sera considéré libre et incident avec une polarisation unique et bien déterminée. "Libre" signifie un champ se propageant librement dans l'espace, par opposition aux champs stationnaires intra-cavités optiques. "Incident" désigne un champ dont l'abscisse du plan transverse est située dans le plan de détection du capteur. La description quantique s'appuie sur l'opérateur champ électrique $\hat{E}(\vec{r}, t)$ décomposé en une somme entre l'opérateur de fréquence positive et son adjoint [8] :

$$\hat{E}(\vec{r}, t) = \hat{E}^{(+)}(\vec{r}, t) + \hat{E}^{(-)}(\vec{r}, t) \quad (1.5)$$

Cet opérateur représente un champ de pulsation ω_0 , se propageant selon la direction privilégiée z , avec un vecteur d'onde \vec{k}_0 . C'est ce que nous admettrons tout au long de cette thèse. Les aspects spatiaux de la lumière sont décrits par la variable \vec{r} . Sa décomposition en deux variables d'espace, z et $\vec{\rho}$, permet de distinguer ce qui est lié à la propagation (z), de ce qui caractérise les propriétés spatiales de la lumière ($\vec{\rho}$), accessibles à la détection. La détection se déroulant dans un plan transverse déterminé, nous décrivons donc le champ pour une valeur de z fixée, telle que $z = z_0$. Cela élimine la dépendance en z . Le vecteur $\vec{\rho}$

décrit le champ dans le plan transverse à la propagation, en regroupant les composantes x et y tel que : $\|\vec{\rho}\| = \sqrt{x^2 + y^2}$. Ainsi l'opérateur champ électrique prend la forme suivante, en $z = z_0$:

$$\hat{E}^{(+)}(\vec{\rho}, t) = \hat{\mathcal{E}}^{(+)}(\vec{\rho}) e^{-i(\omega_0 t)} \quad (1.6)$$

avec $\hat{\mathcal{E}}^{(+)}(\vec{\rho})$ l'opérateur enveloppe et $e^{-i(\omega_0 t)}$ la porteuse de l'onde plane progressive associée, de vitesse $c = \frac{\omega_0}{\|k_0\|}$.

Ici, l'écriture de l'opérateur enveloppe néglige les aspects temporels de la lumière. Ce choix a été justifié dans le paragraphe 1.2.2. Ainsi les fluctuations spatiales de la lumière peuvent être étudiées indépendamment des fluctuations temporelles. Nous quantifions l'énergie contenue dans l'enveloppe du champ, sur toute sa distribution spatiale, pendant le temps de détection T_d . Pour cela, l'opérateur champ électrique est exprimé à l'aide de sa transformée de Fourier spatiale transverse :

$$\hat{E}^{(+)}(\vec{\rho}, t) = \int \frac{d^2 q}{(2\pi)^2} \tilde{\mathcal{E}}^{(+)}(\vec{q}) e^{-i(\vec{q} \cdot \vec{\rho} - (\omega(k) - \omega_0)t)} \quad (1.7)$$

Avec $\omega(k)$ donné par la relation de dispersion dans le vide ($\omega(k) = c.k$), \vec{q} la partie transverse du vecteur d'onde \vec{k} et $\tilde{\mathcal{E}}^{(+)}(\vec{q})$ le coefficient de Fourier.

Cette nouvelle écriture du champ dans l'espace réciproque (équation 1.7) permet de traduire la quantification du champ. En effet, le système considéré est échantillonné spatialement en cellules élémentaires. L'intérêt réside dans l'association de chaque coefficient de Fourier à une cellule élémentaire [9], tel que :

$$\tilde{\mathcal{E}}^{(+)}(\vec{q}) = i \sqrt{\frac{\hbar \omega(k)}{2\epsilon_0 c}} \hat{a}(\vec{q}) \quad (1.8)$$

où ϵ_0 est la constante diélectrique du vide, $\hat{a}(\vec{q})$ et $\hat{a}^\dagger(\vec{q})$ sont respectivement les opérateurs annihilation et création d'un photon, de vecteur d'onde $\vec{k} = \vec{q} + \vec{k}_{z_0}$ et d'énergie $\hbar \omega(k)$. Ces opérateurs vérifient les relations de commutation suivantes :

$$[\hat{a}(\vec{q}), \hat{a}^\dagger(\vec{q}')] = (2\pi)^2 \delta(\vec{q} - \vec{q}') \quad (1.9a)$$

$$[\hat{a}(\vec{q}), \hat{a}(\vec{q}')] = 0 \quad (1.9b)$$

$$[\hat{a}^\dagger(\vec{q}), \hat{a}^\dagger(\vec{q}')] = 0 \quad (1.9c)$$

En réalisant la transformée de Fourier inverse de l'opérateur enveloppe, son expression dans l'espace direct correspond à :

$$\mathcal{E}^{(+)}(\vec{\rho}) = i \sqrt{\frac{\hbar \omega_0}{2\epsilon_0 c}} \hat{a}(\vec{\rho}) \quad (1.10)$$

Nous déduisons aisément des relations 1.7, 1.8 et 1.10, le lien entre l'espace direct et l'espace réciproque, pour les opérateurs annihilation et création :

$$\hat{a}(\vec{\rho}) = \int \frac{d^2q}{(2\pi)^2} \sqrt{\frac{\omega(k)}{\omega_0}} \hat{a}(\vec{q}) e^{-i(\vec{q}\cdot\vec{\rho} - (\omega(k) - \omega_0)t)} \quad (1.11)$$

Cette expression nous permet de réexprimer les relations de commutations précédentes, dans l'espace direct :

$$[\hat{a}(\vec{\rho}), \hat{a}^\dagger(\vec{\rho}')] = \delta(\vec{\rho} - \vec{\rho}') \quad (1.12a)$$

$$[\hat{a}(\vec{\rho}), \hat{a}(\vec{\rho}')] = 0 \quad (1.12b)$$

$$[\hat{a}^\dagger(\vec{\rho}, z), \hat{a}^\dagger(\vec{\rho}', z')] = 0 \quad (1.12c)$$

Les aspects proprement quantiques sont contenus dans les relations de commutation 1.9 et 1.12. Néanmoins, ce modèle doit être adapté à nos moyens de détection pour parfaire la description quantique du champ lumineux.

1.3.2 Discrétisation des opérateurs

La description précédente du champ transverse (équations 1.7 et 1.10) s'appuie implicitement sur une représentation continue. Or, du point de vue expérimental, la détection s'effectue à l'aide d'un capteur CCD composé de photo-cellules ou pixels², discrétisant le plan transverse. Il est donc logique de décrire le système en utilisant une représentation discrète. Nous allons ainsi présenter une “pixelisation” du champ électromagnétique transverse [10], en considérant le pixel comme une cellule élémentaire de résolution du champ ou un mode spatial [11]. Pour cela nous établissons deux hypothèses. Premièrement, l'espace transverse est “découpé” en pixels carrés, de surface S_{pix} , disjoints et jointifs, repérés par l'indice i . Deuxièmement, nous supposons des fluctuations spatiales transverses du champ lumineux supérieures aux dimensions finies du pixel. Cela signifie que le champ est constant à l'intérieur du pixel. En d'autres termes, toutes les fluctuations spatiales de l'intensité, dont les dimensions sont inférieures à celle du pixel, sont intégrées par le détecteur. Nous redéfinissons ainsi les opérateurs annihilation et création de photons pour chaque pixel, tel que :

$$\hat{a}_i = \frac{1}{\sqrt{S_{pix}}} \int_{S_{pix(i)}} \hat{a}(\vec{\rho}) d^2\rho \quad \hat{a}_i^\dagger = \frac{1}{\sqrt{S_{pix}}} \int_{S_{pix(i)}} \hat{a}^\dagger(\vec{\rho}) d^2\rho \quad (1.13)$$

2. Le mot “pixel” est la contraction de “picture element”, ce qui en anglais signifie : élément d'image.

A l'aide de l'équation 1.12, nous calculons le commutateur des opérateurs que nous venons de définir.

$$\begin{aligned}
 [\hat{a}_i, \hat{a}_j^\dagger] &= \hat{a}_i \hat{a}_j^\dagger - \hat{a}_j^\dagger \hat{a}_i \\
 &= \frac{1}{S_{pix}} \int_{S_{pix(i)}} d^2\rho \int_{S_{pix(j)}} d^2\rho' \hat{a}(\vec{\rho}) \hat{a}^\dagger(\vec{\rho}') - \frac{1}{S_{pix}} \int_{S_{pix(j)}} d^2\rho' \int_{S_{pix(i)}} d^2\rho \hat{a}^\dagger(\vec{\rho}') \hat{a}(\vec{\rho}) \\
 &= \frac{1}{S_{pix}} \int_{S_{pix(i)}} d^2\rho \int_{S_{pix(j)}} d^2\rho' \hat{a}(\vec{\rho}) \hat{a}^\dagger(\vec{\rho}') - \hat{a}^\dagger(\vec{\rho}') \hat{a}(\vec{\rho}) \\
 &= \frac{1}{S_{pix}} \int_{S_{pix(i)}} d^2\rho \int_{S_{pix(j)}} d^2\rho' \delta(\vec{\rho} - \vec{\rho}') \\
 &= \begin{cases} \frac{1}{S_{pix}} \int_{S_{pix}} d^2\rho = 1 & \text{si } i = j, \\ 0 & \text{si } i \neq j. \end{cases}
 \end{aligned}$$

La relation de commutation dans le plan discretisé se résume par :

$$[\hat{a}_i, \hat{a}_j^\dagger] = \delta_{ij} \quad (1.14)$$

Mais le champ n'est pas une grandeur directement mesurable expérimentalement. Les détecteurs étant sensibles à l'intensité lumineuse, nous devons définir des opérateurs décrivant l'intensité du champ.

1.3.3 Intensité du champ pour un pixel

Définissons un opérateur intensité en fonction des opérateurs champ, donnés par l'équation 1.6, par la relation :

$$\hat{I}(\vec{\rho}, t) = 2\epsilon_0 c \hat{E}^{(+)\dagger}(\vec{\rho}, t) \cdot \hat{E}^{(+)}(\vec{\rho}, t) \quad (1.15)$$

A l'aide des équations 1.6 et 1.10 introduites dans 1.15, on obtient l'expression de l'intensité lumineuse incidente en fonction des opérateurs annihilation et création, que l'on définit pour un pixel, de surface S_{pix} , éclairé pendant un temps T_d telle que :

$$I_{pix} = \frac{1}{T_d} \int_{S_{pix}} d\vec{\rho} \hat{I}(\vec{\rho}, t) = \frac{\hbar\omega_0}{T_d} \int_{S_{pix}} d\vec{\rho} \hat{a}^\dagger(\vec{\rho}) \cdot \hat{a}(\vec{\rho}) \quad (1.16)$$

A l'aide des équations présentées en 1.13, nous discrétisons la relation 1.16 telle que :

$$I_{pix} = \frac{\hbar\omega_0}{S_{pix} T_d} \langle \hat{a}_i^\dagger \cdot \hat{a}_i \rangle \quad (1.17)$$

Ce qui permet d'introduire un nouvel opérateur, plus proche de la réalité expérimentale, l'opérateur numération N_i , tel que :

$$N_i \equiv \hat{a}_i^\dagger \cdot \hat{a}_i \quad (1.18)$$

Ainsi l'intensité reçue par le pixel i s'exprime en fonction de l'opérateur numération, tel que :

$$I_{pix} = \frac{\hbar\omega_0}{S_{pix}T_d} \langle N_i \rangle \quad (1.19)$$

L'action de l'opérateur, sur la base discrète propre au pixel i , exprime l'intensité lumineuse incidente en fonction du nombre de photons :

$$I_{pix} = \frac{n_i \hbar\omega_0}{S_{pix}T_d} \quad (1.20)$$

Avec n_i ($n_i \in \mathbb{N}$) le nombre total de photons incidents sur le pixel i .

Nous venons de quantifier l'intensité du champ lumineux, en un nombre entier et fini de photons incidents, pour un photo-détecteur élémentaire. Maintenant, nous allons utiliser cette quantification, afin de décrire l'intensité lumineuse et ses fluctuations spatiales, au travers des distributions statistiques spatiales observées sur un ensemble de pixels.

1.4 Comptage des photons

Les fluctuations quantiques sont décrites par des moyennes d'ensembles, souvent estimées par des moyennes temporelles, si le signal considéré est stationnaire dans le temps. Toutefois, elles peuvent aussi être estimées par des moyennes spatiales, si le signal est stationnaire dans l'espace sur une surface suffisamment grande. C'est dans ce dernier cas que l'on se place. De plus, les aspects spatiaux de la lumière sont complètement différents des aspects temporels (cas de la diffraction), ainsi les fluctuations spatiales de la lumière sont étudiées indépendamment des fluctuations temporelles. Les propriétés spatiales de la lumière sont observées à l'aide de caméras CCD détectant des photons par effet photo-électrique [12]. C'est un processus aléatoire et destructif dans lequel la lumière échange son énergie avec la matière de façon quantifiée. La quantité d'énergie détectée est proportionnelle à l'intensité du champ mesurée au travers du rendement quantique η qui correspond à la probabilité de détecter un photon. Par souci de simplification, nous considérons pour l'instant un détecteur parfait avec un rendement quantique unitaire ($\eta = 1$). Les photons incidents sont donc détectés avec une probabilité unité. Ainsi, la distribution du nombre de photons incidents

est rigoureusement identique à celle du nombre de photons détectés.

Nous allons décrire la répartition spatiale du nombre de photons sur un ensemble de pixels pour les trois types de sources décrites précédemment. Le nombre de pixels étant fini, nous emploierons donc les estimations de la moyenne vraie et de la variance vraie pour caractériser la distribution. Ainsi, pour une intensité lumineuse décrite par l'opérateur $\hat{I}(\vec{\rho}, t)$ illuminant un ensemble de p pixels de surface totale $S_d = p \times S_{pix}$, la moyenne est donnée par la relation :

$$\bar{n}_{pht} = \frac{1}{p} \sum_{i=1}^p n_i \quad (1.21)$$

où \bar{n}_{pht} est le nombre moyen de photons par pixel. Les fluctuations d'intensité s'expriment au travers de la dispersion des données statistiques par rapport à la moyenne :

$$(\Delta n_{pht})^2 = \frac{1}{p-1} \sum_{i=1}^p (n_i - \bar{n}_{pht})^2 \quad (1.22)$$

où $(\Delta n_{pht})^2$ est la variance du nombre de photons par pixel.

Nous allons utiliser ces deux grandeurs pour caractériser les distributions spatiales du nombre de photons observées.

1.4.1 Source thermique continue

La distribution du nombre de photons d'une source thermique incohérente suit une statistique de Bose-Einstein. Ainsi la variance de la distribution du nombre de photons incidents est telle que [2, 5]:

$$(\Delta n_{pht})^2 = \bar{n}_{pht} + \frac{(\bar{n}_{pht})^2}{M} \quad (1.23)$$

où le facteur de dégénérescence M représente le nombre de modes spatio-temporel (ou cellules cohérentes) contenu dans le volume de détection. Ce volume est le produit de la surface de détection par le temps de détection et par la vitesse de la lumière. L'indépendance des aspects temporels et spatiaux nous permet de décomposer le facteur M , en un produit d'un facteur de dégénérescence temporel M_t et d'un facteur de dégénérescence spatial M_p tel que :

$$M = M_t \times M_p \quad (1.24)$$

Nous avons vu précédemment que la cohérence temporelle de la source thermique continue était faible. Le facteur M_t se calcule comme suit : $M_t = T_d/t_c$ [7]. Étant donné les ordres

de grandeur considérés (§ 1.2.2), nous avons $M_t \gg 1$. Du point de vue spatial, la source est quasi-ponctuelle assurant ainsi une certaine cohérence spatial, donnant $M_p > 1$. Donc, pour notre source thermique continue, nous avons $M \gg 1$.

Mais nous n'avons pas explicité complètement l'équation 1.23. Le premier terme de droite, (\bar{n}_{pht}) , correspond au bruit propre des photons. La distribution le décrivant est poissonnienne. Le second terme, $((\bar{n}_{pht})^2/M)$, traduit les fluctuations incohérentes de l'intensité. La description complète de la source est une superposition de ces deux contributions. Afin d'expliciter facilement la distribution, nous allons raisonner par modes. L'équation 1.23 devient :

$$(\Delta m)^2 = \bar{m} + \bar{m}^2 \quad (1.25)$$

où m est le nombre de photons par mode, tel que $\bar{m} = \bar{n}_{pht}/M$ et $(\Delta m)^2 = (\Delta n_{pht})^2/M$. Or pour les sources thermiques classiques, le nombre moyen de photons par mode, pour le domaine visible, est très inférieur à l'unité ($\bar{m} \ll 1$)³. Ainsi, le terme \bar{m}^2 devient négligeable devant le terme \bar{m} . Dans ces conditions particulières, une source thermique n'est statistiquement pas discernable d'une source cohérente [7]. Donc, notre source thermique suit une distribution statistique de Poisson se caractérisant ainsi :

$$(\Delta n_{pht})^2 = \bar{n}_{pht} \quad (1.26)$$

Mais pour obtenir une statistique de Poisson, il faut avoir une intensité classique stationnaire sur tout l'espace statistique considéré. Si la condition de l'intensité constante n'est pas respectée, alors la statistique obtenue n'est pas poissonnienne. Nous détaillerons nos mesures de distributions statistiques spatiales de Poisson dans le troisième chapitre.

1.4.2 Fluorescence paramétrique

Nous allons présenter les raisons déterminant la nature de la distribution rencontrée sans détailler le montage expérimental. Nous reviendrons complètement sur ce sujet dans le cinquième chapitre.

3. Le rayonnement d'un corps noir, tel que le soleil (T=3000 K), nous donne $\bar{m} \simeq 0.01$ pour $\lambda = 600nm$. Pour obtenir $\bar{m} \simeq 1$, à la même longueur d'onde, il faudrait une source avec une température d'au moins 35000 K. Néanmoins, un calcul basé sur la luminance, appliqué à des lampes au sodium basse pression, utilisées pour l'éclairage publique nous donne $\bar{m} \approx 1$. Ces lampes ont une grande pureté spectrale et sont donc très différentes d'un corps noir.

Le pompage d'un cristal $\chi^{(2)}$ produit spontanément de la fluorescence paramétrique [6]. L'image la plus simple expliquant ce phénomène est la suivante: Un photon pompe, de fréquence ω_p , incident dans un milieu non linéaire, donne naissance à deux photons en respectant les lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement :

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i \quad (1.27)$$

$$\vec{k}_p = \vec{k}_s + \vec{k}_i \quad (1.28)$$

Les deux photons ainsi créés sont nommés "signal" et "idler", en référence au processus d'amplification paramétrique, bien qu'il y ait uniquement les photons de la pompe à l'entrée du cristal. Seule la théorie quantique prévoit ce phénomène qui correspond à l'amplification du vide quantique. L'intensité initiale du vide quantique est de un photon par mode spatio-temporel [6]. L'amplification s'initie à partir des fluctuations du vide quantique qui sont totalement aléatoires. Par conséquent, la fluorescence paramétrique est une source lumineuse chaotique dont le nombre de photons par mode est supérieur à un, proportionnellement au gain de l'amplificateur. Il est admis que la statistique correspondante est celle de Bose-Einstein. Ainsi, d'un point de vue spatial, la probabilité de détecter n_i photons sur un pixel est [2]:

$$P_{n_i} = \frac{\Gamma(n_i + M)}{\Gamma(n_i + 1)\Gamma(M)} \times \left(1 + \frac{M}{\bar{n}_{pht}}\right)^{-n_i} \times \left(1 + \frac{\bar{n}_{pht}}{M}\right)^{-M} \quad (1.29)$$

où $\Gamma(x)$ est la fonction Gamma d'argument x et M le facteur de dégénérescence. La variance associée est donnée par l'équation 1.23. L'écart-type associé à cette distribution est :

$$(\Delta n_{pht}) = \bar{n}_{pht} \times \sqrt{\frac{1}{\bar{n}_{pht}} + \frac{1}{M}} \quad (1.30)$$

Or, la fluorescence paramétrique est une source dont le nombre moyen de photons par mode est plus grand que l'unité ($\bar{n} > 1$), proportionnellement au gain de l'amplification. Et, en considérant un protocole expérimental enregistrant un nombre limité de modes spatio-temporels, on peut négliger le terme en $1/\bar{n}_{pht}$ par rapport à $1/M$ dans 1.30 qui se simplifie, tel que :

$$(\Delta n_{pht}) \simeq \bar{n}_{pht} \times \frac{1}{\sqrt{M}} \quad (1.31)$$

Cette équation nous permet de définir la notion de contraste, tel que :

$$C = \Delta n_{pht}/\bar{n}_{pht} \simeq \frac{1}{\sqrt{M}} \quad (1.32)$$

Cette notion de contraste est équivalente à celle utilisée dans l'étude de speckle. Nous verrons l'intérêt de cette équivalence dans la partie consacrée aux expériences de fluorescence paramétrique, présentées dans le cinquième chapitre. Afin de bien comprendre le contraste, nous allons expliciter notre méthode de détection.

Nous nous intéressons à la distribution spatiale des photons émis. Pour cela le spectre spatial de la fluorescence paramétrique est détecté en plaçant le capteur dans le plan focal image d'une lentille simple. Ainsi, les photons associés à un mode spatial sont localisés, formant une structure granuleuse similaire à un speckle. La quantité de modes émis dépend de la bande passante de l'amplificateur excitée. Temporellement, la pompe étant impulsionnelle, la fluorescence paramétrique émise l'est également avec une durée peu différente de celle de la pompe. De plus, la fluorescence paramétrique est temporellement fortement multi-mode [11]. Nos conditions temporelles de détection étant toujours les mêmes ($T_d \gg \delta t$), nous avons une addition incohérente, sur le capteur, de tous les modes temporels émis. Cette addition provoque une baisse de contraste dans la structure granuleuse. C'est donc ce contraste qui va nous permettre de caractériser la distribution statistique. Ce processus est similaire à l'enregistrement d'un ou de plusieurs speckles. Dans le cas idéal où un seul mode temporel ($M_t = 1$) est détecté par un pixel infiniment petit ($M_p = 1$), nous avons $M = 1$. Le contraste obtenu est de un, et la distribution résultante est une statistique de Bose-Einstein pure. Dans un cas plus réaliste, les facteurs de dégénérescence spatial et temporel pondèrent la statistique.

Pour simplifier la compréhension du rôle de l'addition incohérente, nous considérons ici un pixel infiniment petit, donc $M_p = 1$. Ainsi, seul M_t va peser sur la nature réelle de la distribution. Expérimentalement le contrôle du nombre de modes temporels détectés s'effectue à l'aide d'un filtre interférentiel ou d'un Fabry-Pérot adaptés. Ainsi, nous pouvons nous placer dans des conditions de détection d'un unique mode temporel. La mesure du contraste permet d'évaluer expérimentalement le nombre de modes temporels enregistrés et de remonter à la distribution de Bose-Einstein, pondérée par les facteurs de dégénérescence M_p et M_t . Par ailleurs, il faut noter que dans des conditions très fortement multi-modes, telles que $M \gg \bar{n}_{pht} > 1$, l'interprétation de l'équation 1.30 est totalement modifiée. En effet dans ce cas, le terme en $1/M$ devient négligeable en regard du terme $1/\bar{n}_{pht}$. La conséquence est un résultat opposé à ce qui a été présenté auparavant, on tend alors vers une distribution

poissonienne.

Pour conclure, la fluorescence paramétrique est une source chaotique, qui peut comporter plus d'un photon par mode spatio-temporel dans le cas de grands gains⁴, décrite par une distribution de Bose-Einstein, pondérée par le nombre de modes considérés. Le cas parfaitement mono-mode, $M = 1$, suit une statistique de Bose-Einstein pure. A contrario, le cas très fortement multi-mode, $M \gg 1$, tend à l'extrême vers une statistique de Poisson.

1.4.3 Impulsion laser

La lumière émise par un laser est cohérente, tant spatialement que temporellement. La source employée est un laser déclenché à blocage de modes. Le laser est temporellement mono-mode et toute l'impulsion est intégrée car $T_d \gg \delta t$. La distribution statistique décrivant les sources cohérentes est celle de Poisson [1, 2, 4, 5]. En considérant une intensité spatialement constante, la loi de probabilité de Poisson est la suivante :

$$P_{n_i} = \frac{(\bar{n}_{pht})^{n_i}}{n_i!} \exp(-\bar{n}_{pht}) \quad (1.33)$$

Sa propriété principale est la suivante :

$$(\Delta n_{pht})^2 = \bar{n}_{pht} \quad (1.34)$$

Cette distribution traduit les fluctuations propres des photons au travers de sa variance. C'est un aspect fondamental en optique qui se nomme "limite standard" ou "bruit de photons standard", qui correspond à l'incertitude minimale de mesure. Ce bruit est propre aux photons et purement aléatoire. Il est lié à l'effet photo-électrique et correspond à une manifestation concrète du principe d'incertitude d'Heisenberg [9]. Sa traduction théorique est la non-commutativité des opérateurs annihilation et création de photons présentés dans les équations 1.12 et 1.14. Cette limite est, d'un point de vue classique, infranchissable, mais d'un point de vue quantique, elle peut être contournée sous certaines conditions [14] exposées en deuxième partie de thèse. Par contre, toutes les fluctuations d'intensité de nature déterministe, par exemple l'absorption et/ou la diffusion des photons par la poussière, altèrent ou détruisent le caractère poissonien de la statistique car dans ce cas l'intensité n'est

4. Les articles publiés jusqu'à la fin des années 80 sur la fluorescence paramétrique considéraient systématiquement $m \gg 1$ [13].

plus spatialement constante. Néanmoins, pour des intensités faibles, le bruit de photons peut devenir prédominant sur les bruits déterministes. Nous illustrons ce propos par un exemple : Pour une intensité faible, telle que $\bar{n}_{pht} = 1 \text{ photon (pht)}$, le bruit de photons correspondant est $\Delta n_{pht} = \sqrt{\bar{n}_{pht}} = 1 \text{ pht}$. Le rapport $\Delta n_{pht}/\bar{n}_{pht} = 1$ montre l'influence majeure, et même totalement prédominante dans ce cas, du bruit de photons. Pour une intensité élevée, telle que $\bar{n}_{pht} = 10000 \text{ pht}$ le bruit de photons correspondant est $\Delta n_{pht} = 100 \text{ pht}$. Le rapport est $\Delta n_{pht}/\bar{n}_{pht} = 0.01$. Dans ce cas, le bruit de photons n'est plus prédominant, les fluctuations propres de la lumière sont proportionnellement faibles.

La mesure du bruit de photons est donc plus accessible avec des flux lumineux faibles.

1.5 Conclusion

Ce chapitre présente le formalisme théorique adapté à la description des trois sources lumineuses observées en considérant les conditions expérimentales de détection. Il fixe également les notions permettant une meilleure compréhension des phénomènes observés. Après avoir explicité notre point de vue temporel particulier, en regard du temps de détection, nous avons expliqué les distributions spatiales du nombre de photons associées à chaque source lumineuse.

La nature de la distribution décrivant la source thermique classique peut paraître surprenante. Néanmoins, la présentation modale (équation 1.25) permet de mieux apprécier les raisons pour lesquelles on attribue une distribution poissonnienne à une source thermique incohérente. Bien entendu, ce résultat est intimement lié aux conditions de détection. Nous reviendrons en détail sur ce type de source dans le troisième chapitre. Le cas de la fluorescence paramétrique est intéressant car il illustre parfaitement l'impact des conditions de détection sur la nature de la distribution. Cela peut donner lieu à des interprétations statistiques totalement différentes selon le poids des facteurs de dégénérescence en regard du nombre de photons par mode. La source laser est décrite par une distribution de Poisson. C'est un résultat classique et attendu qui nous permet d'introduire la notion de bruit de photons, et de montrer sa prédominance pour les faibles flux lumineux. Le bruit de photons constitue un enjeu majeur de cette thèse et nous verrons son importance tout au long de ce manuscrit.

1.5. CONCLUSION

Bibliographie

- [1] R. Loudon, *The Quantum Theory of Light, second edition*, Clarendon Press/Oxford University Press (1983).
- [2] L. Mandel et E. Wolf, *Optical coherence and quantum optics*, Cambridge University Press, New York (1995).
- [3] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu et F. Laloë, *Mécanique Quantique Tome 1*, Hermann (1973).
- [4] H. A. Bachor, *A guide to experiments in quantum optics*, Wiley-vch, Weinheim, Allemagne (1998).
- [5] J. W. Goodman, *Statistical Optics*, Wiley Classics Library, New York (2000).
- [6] A. Yariv, *Quantum Electronics*, Wiley and Sons, 3^e édition (1987).
- [7] 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.
- [8] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc et G. Grynberg, *Photons et atomes : Introduction à l'électrodynamique quantique*, EDP Sciences/Edition du CNRS (2001).
- [9] S. Reynaud, A. Heidmann, E. Giacobino et C. Fabre, “Quantum fluctuations in optical systems”, dans *Progress in optics XXX*, E. Wolf, Elsevier Science Publishers (1992).
- [10] N. Treps, *Effets quantiques dans les images optiques*, Thèse de doctorat, Université de Paris VI (2001).
- [11] 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).
- [12] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc et G. Grynberg, *Processus d'interaction entre photons et atomes*, EDP Sciences/Edition du CNRS (2001).
- [13] W. Louisell, A. Yariv et A. Siegman, “Quantum Fluctuations and Noise in Parametric Process I”, *Phys. Rev.*, **124**, pp. 1646 (1961).
- [14] M. I. Kolobov, “The spatial behavior of nonclassical light”, *Rev. Mod. Phys.*, **71**, pp. 1539 (1999).

Détection des photons à l'aide d'une caméra C. C. D.

2.1 Introduction

La compréhension de l'influence des conditions expérimentales dans le processus de mesure est fondamentale. Il est donc primordial de présenter l'appareil de mesure employé tout au long de cette thèse et de décrire son impact sur les mesures effectuées par la suite.

L'étude des propriétés statistiques spatiales de la lumière nécessite un détecteur de photons possédant une résolution spatiale. Le détecteur utilisé expérimentalement est une caméra mono-coup de type CCD (Charge-Coupled Devices). Les capteurs CCD présentent actuellement le meilleur compromis pour établir des statistiques spatiales de photons tant en termes de sensibilité, de fiabilité des mesures, que de résolution spatiale. C'est un dispositif à transfert de charge mis au point au début des années soixante-dix aux Bells Laboratories [1].

Dans une première partie, le principe de fonctionnement et les principales caractéristiques du capteur seront présentés ; nous expliciterons notamment la notion de rendement quantique et ce qui le détermine physiquement. Nous aborderons ensuite le détecteur réel, dans une deuxième partie, avec les limites et les corrections à considérer et la méthode de calcul employée, afin d'établir une statistique fidèle de la distribution spatiale transverse des photons. Enfin, nous évoquons le cas particulier de la détection des photons en proche infrarouge.

2.2 Le détecteur idéal : lien théorique photons/niveaux de gris

2.2.1 Principe de fonctionnement et caractéristiques générales du capteur

Le fonctionnement global d'un détecteur CCD est décrit au travers de celui employé expérimentalement dans cette thèse. Certaines propriétés intrinsèques aux capteurs CCD seront détaillées dans les paragraphes 2.2.2 et 2.2.3. Nous avons choisi une caméra CCD scientifique, fabriquée par *Princeton Instruments*. C'est le modèle Spec-10:400B [2]. Elle est constituée d'un capteur silicium aminci, rétro-éclairé et refroidi thermo-électriquement par effet Pelletier. Les dimensions du capteur sont de 1340×400 *pixels*, pour une taille de pixel de $20 \times 20 \mu\text{m}^2$. Le principal critère de choix a été la sensibilité du capteur. Ce modèle, conçu au départ pour la spectroscopie, s'avère bien adapté à nos mesures expérimentales de par son faible seuil de détection.

Le capteur CCD est constitué d'une matrice¹ de photo-cellules unitaires : les pixels. Chaque pixel intègre une surface photo-sensible et un condensateur. Sous l'exposition d'un rayonnement électromagnétique, la surface photo-sensible absorbe les photons incidents, puis par effet photoélectrique, émet des photo-électrons. Le condensateur stocke ces photo-électrons durant le temps d'acquisition, avant leur transfert vers le système pilotant l'ensemble des pixels. L'effet photo-électrique est un processus quantifié d'échange d'énergie entre la lumière et la matière. La théorie quantique de la photo-détection [3] permet de relier directement les fluctuations du flux des photo-électrons émis à celles du flux des photons incidents détectés. Il existe donc un rapport simple entre le nombre de photons incidents et le nombre de photo-électrons émis, appelé rendement quantique (cf §2.2.2). Les photo-électrons émis et stockés ne donnent pas un signal directement utilisable car ils doivent être auparavant extraits du pixel au cours de la lecture du capteur. Cette opération est critique parce que le nombre de photo-électrons stockés dans chaque pixel doit être absolument conservé, afin d'obtenir un enregistrement le plus fidèle possible, en termes de répartition spatiale d'intensité dans notre

1. Certains systèmes d'acquisition numérique d'images (Scanner, satellite Spot, lecture de codes barres) sont basés sur un arrangement linéaire des pixels. Dans ce cas le caractère bidimensionnel de l'enregistrement est assuré par un système de balayage.

cas.

La lecture du capteur est constituée de plusieurs étapes. La première est le transfert des charges. Notre caméra CCD utilise une méthode dite “pleine trame” (Full-Frame). Le principe de fonctionnement est illustré par le schéma **A** de la figure 2.1. La lecture se fait ligne par ligne. La première ligne de pixels se décale vers une ligne de pixels protégés du rayonnement, nommée registre de transfert, et toutes les autres lignes de la matrice se décalent également d’une ligne. Puis les photo-électrons présents dans le registre sont transférés vers l’amplificateur de sortie. Ensuite, on décale à nouveau les lignes et ainsi de suite jusqu’au transfert de toutes les lignes du capteur dans le registre. Cette méthode est la plus simple à mettre en œuvre et permet donc un transfert des photo-électrons le plus fidèle possible. Ses principales limites sont la vitesse de lecture, limitant l’utilisation de la caméra CCD en mode vidéo, et l’emploi d’un obturateur, isolant le capteur de toutes lumières pendant la lecture. Nous citons également une autre technique majeure de transfert : la technologie “transfert de trame” (Frame-Transfert), illustrée par le schéma **B** de la figure 2.1. Dans ce cas, le principe est très proche de la technique précédente. La différence consiste en un transfert, en une seule fois, sur une matrice jumelle occultée, qui sera ensuite lue selon la même méthode que précédemment. Le “transfert de trame” permet d’augmenter la vitesse de lecture et l’emploi d’un obturateur n’est plus indispensable. Le principal défaut de cette deuxième technique, est l’utilisation d’un capteur double augmentant fortement le coût de revient. Enfin une dernière technique nommée “CCD à interligne” (Interline CCD’s) est illustrée par le schéma **C** de la figure 2.1. A chaque colonne de la matrice du capteur est associée un registre de transfert, permettant une lecture plus rapide, mais dans ce cas, la surface utile exposée aux rayonnements est réduite, diminuant ainsi le rendement quantique.

La deuxième étape achemine les photo-électrons du registre de transfert vers un amplificateur afin d’en multiplier leur nombre. Le gain et la qualité de l’amplificateur détermine le seuil de sensibilité du capteur.

Dans une troisième étape, le flux de photo-électrons ainsi obtenu est ensuite conduit vers le convertisseur analogique-numérique afin d’être échantillonné. Dans notre cas le flux est codé sur 16 bits, échantillonnant l’intensité de l’image enregistrée sur 65536 niveaux de gris (*gl*) ou coups (cf §2.2.3).

Maintenant, la description concerne les caractéristiques propres de notre capteur qui déterminent

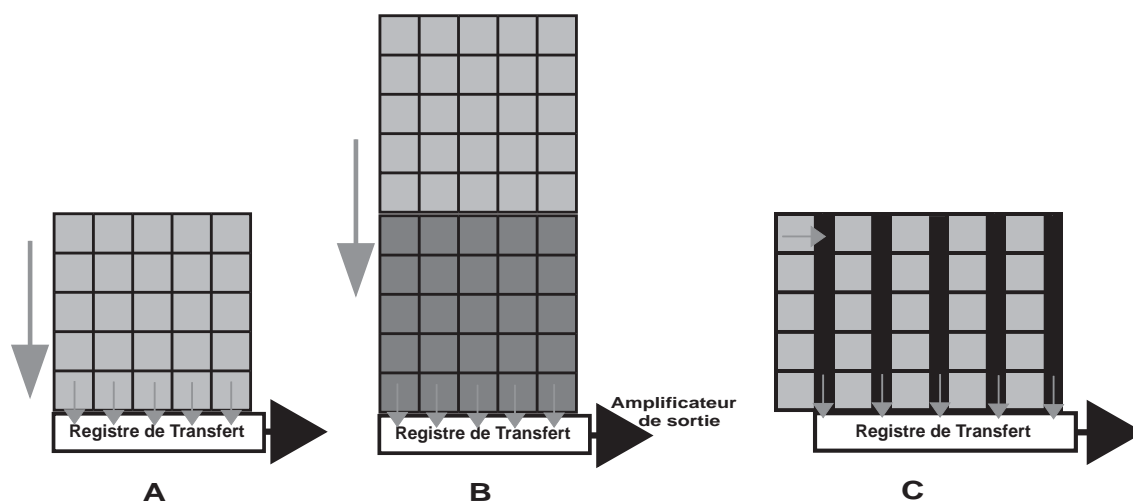


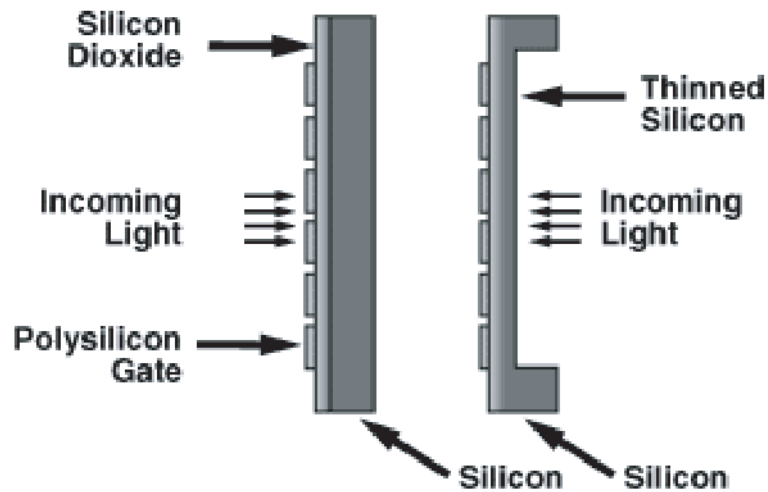
FIG. 2.1 – Schéma de principe des différentes techniques de lecture d'un capteur CCD. En A technique dite "Full-Frame", utilisée par notre capteur. En B technique dite "Frame-Transfer". En C technique dite "Interline CCD's".

ses performances.

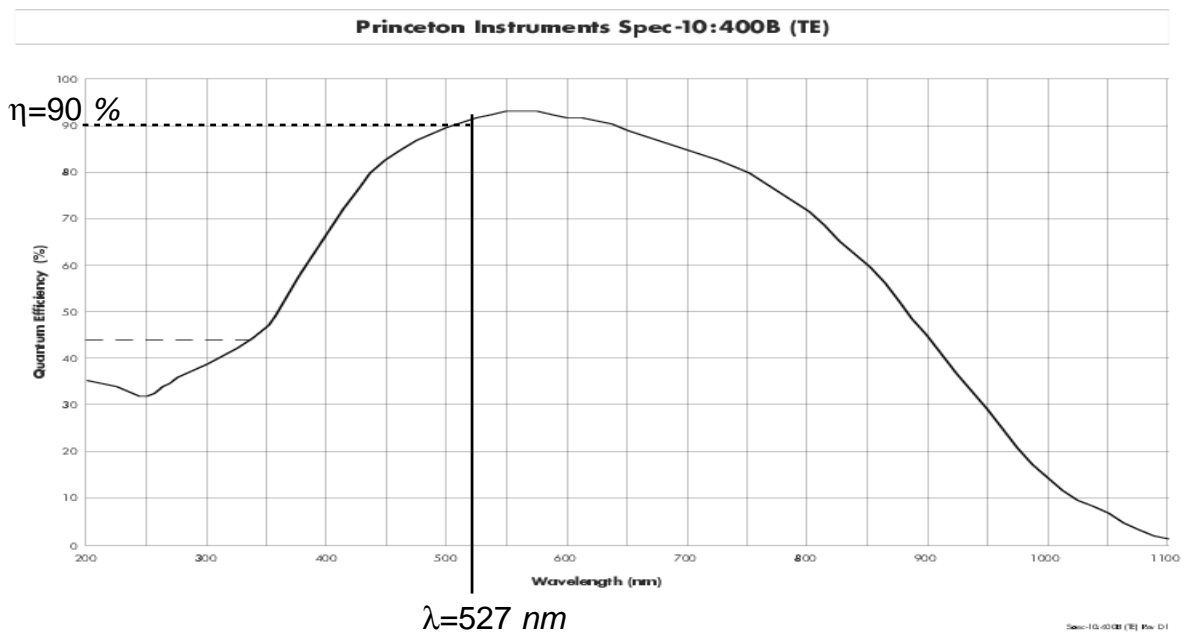
Le capteur est à base de silicium, matériau semi-conducteur, communément employé dans les dispositifs CCD, optimisés pour les longueurs d'ondes visibles. La structure classique d'un capteur CCD est illustrée par le schéma de gauche de la figure 2.2(a). Pour résumer, c'est un ensemble de couches de silicium poly-cristallin et de silice. La qualité intrinsèque d'un capteur CCD réside dans la maîtrise de la croissance des couches et de leur association. Notre caméra CCD présente une structure telle que celle illustrée par le schéma de droite de la figure 2.2(a). L'agencement global des différentes couches, constituant le capteur, reste inchangé, mais la structure amincie du capteur, ainsi que le refroidissement, permettent de réduire le bruit électronique propre au capteur. En effet, l'agitation thermique interne au pixel produit un bruit d'obscurité dont l'ampleur dépend du volume et de la température interne du pixel. Le rétro-éclairage (ou illumination par l'arrière) est une technologie augmentant le rendement quantique. En effet, les structures stockant les photo-électrons (polysilicon gates), qui ne sont pas photo-sensibles, se retrouvent ainsi placées en arrière de la face illuminée. La surface photo-sensible exposée au rayonnement est donc plus grande que pour un éclairage par l'avant. Pour terminer, la cadence de lecture choisie est faible (100 kHz), afin de transférer le plus fidèlement possible les photo-électrons.

La sensibilité du capteur CCD est déterminée par deux facteurs que sont le rendement quan-

Front and Backside Illuminated CCDs



(a) Structure des capteurs silicium. A gauche, capteur standard éclairé par l'avant. A droite, capteur aminci éclairé par l'arrière.



(b) Courbe de rendement quantique en fonction de la longueur d'onde du modèle Spec-10:400B. L'abscisse s'étend de 200 nm à 1100 nm. L'ordonnée est graduée de 0% à 100%. Le trait vertical plein indique la longueur d'onde de travail (@527 nm)

FIG. 2.2 – Ces figures sont issues de la documentation du constructeur [2].

tique et le bruit de lecture. Lors du choix de la caméra CCD, ce sont ces deux critères qui ont été essentiellement pris en compte, permettant ainsi la mesure du bruit de photons standard pour des intensités faibles, là où les bruits déterministes diminuent en valeur relative par rapport aux bruits d'origine quantique.

2.2.2 Rendement quantique η

Les capteurs photoniques sont caractérisés en premier lieu par leur rendement quantique η . Cette notion, issue de la théorie de la photo-détection, est la probabilité de détecter un photon. C'est une conséquence directe de l'interaction lumière/matière.

La valeur du rendement quantique dépend de plusieurs caractéristiques physiques. Tout d'abord le choix du matériau photo-sensible est primordial et doit être adapté à la gamme de rayonnements à observer. Pour le domaine visible (400 *nm* à 800 *nm*), le silicium est parfaitement adapté, comme le montre la figure 2.2(b). L'énergie du rayonnement visible est suffisante pour exciter le silicium et permettre à un électron d'être émis en franchissant la barrière de potentiel où il était auparavant piégé [4]. L'utilisation des capteurs à base de silicium dans le proche infrarouge est possible mais avec un rendement plus faible, nous y reviendrons dans le paragraphe 2.4. Une autre caractéristique majeure fixant le rendement quantique est la surface photo-sensible exposée au rayonnement. C'est pourquoi l'illumination par l'arrière accroît la surface utile et augmente ainsi le rendement quantique [4]. Nous présentons dans la figure 2.2(b) la courbe de rendement quantique de notre caméra CCD. Elle est représentative des capteurs silicium amincis et rétro-éclairés. Nos expériences réalisées autour de 527 *nm*, bénéficient d'un rendement quantique supérieur à 90 %. Nous considérons η constant sur la largeur spectrale détectée, car nos expériences s'effectuent sur une largeur de quelques nanomètres seulement. Nous sommes ainsi dans des conditions de détection optimales. Des essais ont également été effectués dans le proche infrarouge et qui seront présentés dans le paragraphe 2.4. Après avoir cerné les principales raisons physiques fixant le rendement quantique, nous allons expliciter son influence. Le rendement quantique n'est pas un simple facteur d'échelle : c'est un processus aléatoire de valeur moyenne η . Soit \mathcal{P} la probabilité qu'un photon arrive sur un pixel, alors la probabilité d'émission d'un photo-électron \mathcal{P}' est telle que :

$$\mathcal{P}' = \eta \cdot \mathcal{P} \tag{2.1}$$

L'équation 2.1 montre la conservation de la loi de probabilité associée aux photons. Donc, la nature de la distribution spatiale du nombre de photons incidents est préservée par le processus de photo-détection. Un modèle théorique décrivant le processus de photo-détection est celui de la lame partiellement réfléchissante, dans lequel, par exemple, le coefficient de réflexion fait office de rendement quantique [5, 6]. La correspondance entre les grandeurs statistiques des photons et des photo-électrons est la suivante :

$$\bar{n}_{pe^-} = \eta \times \bar{n}_{pht} \quad (2.2)$$

$$(\Delta n_{pe^-})^2 = \eta^2 \times [(\Delta n_{pht})^2 - \bar{n}_{pht}] + \eta \times \bar{n}_{pht} \quad (2.3)$$

Où \bar{n}_{pe^-} est la moyenne des photo-électrons par pixel et $(\Delta n_{pe^-})^2$ est la variance associée. Dans l'équation 2.3 le terme multiplié par η^2 exprime les fluctuations classiques de l'intensité tandis que le terme multiplié par η traduit le bruit de photons. La distribution statistique des photo-électrons étant équivalente à celle des photons détectés et le rendement quantique étant difficilement vérifiable expérimentalement, nous présenterons désormais les grandeurs statistiques observées en photo-électrons.

2.2.3 Lien photo-électrons/niveaux de gris

Après détection et lecture du capteur, le flux des photo-électrons transférés est amplifié puis échantillonné. Le gain de l'amplificateur détermine également la sensibilité du système. Le gain de notre caméra CCD est paramétrable, permettant son utilisation sur une grande plage d'intensité. Elle possède trois niveaux d'amplification énumérés ci-dessous. Le gain électronique², nommé g_ϵ , est donné par le procès-verbal d'étalonnage, établi par le fabricant, pour une vitesse de lecture du capteur de 100 *kHz*, refroidi à -50°C.

$$\begin{aligned} \text{High} & \quad g_\epsilon = 0.9pe^- .gl^{-1}; \\ \text{Medium} & \quad g_\epsilon = 1.9pe^- .gl^{-1}; \\ \text{Low} & \quad g_\epsilon = 3.7pe^- .gl^{-1}. \end{aligned}$$

2. En toute rigueur, le gain du système "amplificateur, convertisseur A/N" convertit les photo-électrons en niveaux de gris, donc il se définit comme : $1/g_\epsilon$. Pratiquement nous réalisons l'opération inverse, en utilisant g_ϵ .

Étant donné les faibles intensités observées par la suite nous utiliserons en permanence le mode “High” de la caméra. Néanmoins, la grandeur g_ϵ sera évaluée expérimentalement dans le chapitre suivant. La correspondance entre les niveaux de gris et les photo-électrons est la suivante :

$$\bar{n}_{pe^-} = g_\epsilon \times \bar{n}_{gl} \quad (2.4)$$

$$(\Delta n_{pe^-})^2 = (g_\epsilon)^2 \times (\Delta n_{gl})^2 \quad (2.5)$$

Jusqu’à maintenant nous avons considéré un détecteur parfait, hormis pour le rendement quantique. En réalité différentes sources de bruits limitent les performances du capteur. C’est ce que nous allons présenter maintenant.

2.3 Le détecteur réel : bruits, limites de mesure, et corrections

Les capteurs CCD voient leurs performances limitées par différentes sources de bruit, entachant d’erreurs les mesures effectuées. Nous allons présenter deux principales sources de bruit, que nous pouvons évaluer facilement d’après les données du fabricant. Un inventaire détaillé des différentes sources de bruit est présenté dans la référence [4].

L’agitation thermique du silicium est la première source de bruit du capteur, elle se traduit par le courant d’obscurité (Δ_{dc}). Il est ainsi nommé car il désigne la quantité d’électrons détectés, par pixel et par unité de temps, en l’absence de toute excitation photonique. Sa valeur dépend de la température à laquelle le capteur est soumis : plus la température du silicium est faible, plus l’agitation électronique est réduite. Lorsque le capteur est insuffisamment refroidi, la technique de lecture “pleine trame” cumule les électrons et provoque un effet de rampe de niveaux de gris de bruit de fond, entre le haut et le bas du capteur, comme illustré par la figure 2.3. Le procès verbal d’étalonnage fourni par le constructeur annonce un courant d’obscurité $\Delta_{dc} = 0.03 e^- .pix^{-1} .s^{-1}$ pour une température de $-50^\circ C$. Nous travaillerons avec des temps d’acquisitions proches de 30 ms. Avec une vitesse de lecture de 100 kHz pour 536000 pixels, le temps complet d’acquisition et de lecture d’une image nécessite 6 secondes au maximum, ce qui nous donne un courant d’obscurité total, $\Delta_{dc} = 0.18 e^- .pix^{-1}$. Il est important de préciser que l’unité des électrons (e^-) est équivalente à celle des photo-électrons (pe^-) et que seule l’origine des charges est différente. En réalité le courant d’obscurité sera

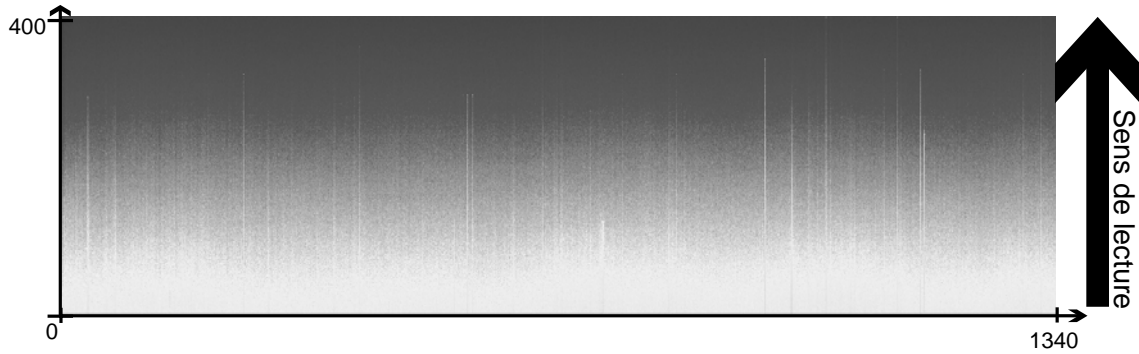


FIG. 2.3 – *Impact du refroidissement. La température de capteur est de $-10^{\circ}C$. L'effet de rampe est dû à l'accumulation des charges d'obscurité (zone claire) lors de la lecture du capteur.*

plus élevé car la température de travail choisie pour le capteur est de $-40^{\circ}C$, les conditions extérieures à la caméra ne permettant pas toujours une stabilisation à $-50^{\circ}C$. Néanmoins, le courant d'obscurité va s'avérer négligeable par rapport à la seconde source de bruit; c'est le bruit de lecture (Δ_l).

Ce dernier bruit est essentiellement dû à l'amplificateur, mais des éléments tels que le registre de transfert y contribuent également. Son importance est déterminée par la vitesse de lecture du capteur. Ici la cadence de lecture choisie est de 100 kHz , afin de limiter au maximum le bruit de lecture. La donnée constructeur est $\Delta_l = 2.25\text{ gl.pix}^{-1}$, soit en électrons³ $\Delta_l = 2.18\text{ e}^{-}.\text{pix}^{-1}$.

Le bruit total affectant la mesure est la somme des deux bruits précités. Sa valeur théorique est de :

$$\Delta n_b = \sqrt{(\Delta_{dc})^2 + (\Delta_l \times g_{\epsilon})^2} \simeq 2.19\text{ e}^{-}.\text{pix}^{-1} \quad (2.6)$$

Cette valeur nous permet de fixer le seuil théorique de sensibilité du capteur. Ainsi pour une longueur d'onde de 527 nm et à une température de $-50^{\circ}C$, le nombre minimal de photons par pixel pouvant être détectés est :

$$\frac{\Delta n_b}{\eta} \simeq 2.4\text{ pht.pix}^{-1} \quad (2.7)$$

En réalité, nous évaluons expérimentalement le niveau total de bruit. Pour cela, nous effectuons une mesure du bruit de fond du capteur CCD avant chaque série d'acquisitions

3. La valeur du gain électronique g_{ϵ} , utilisée pour les calculs à venir, est expérimentale, $g_{\epsilon} \simeq 0.97\text{pe}^{-}.\text{gl}^{-1}$.

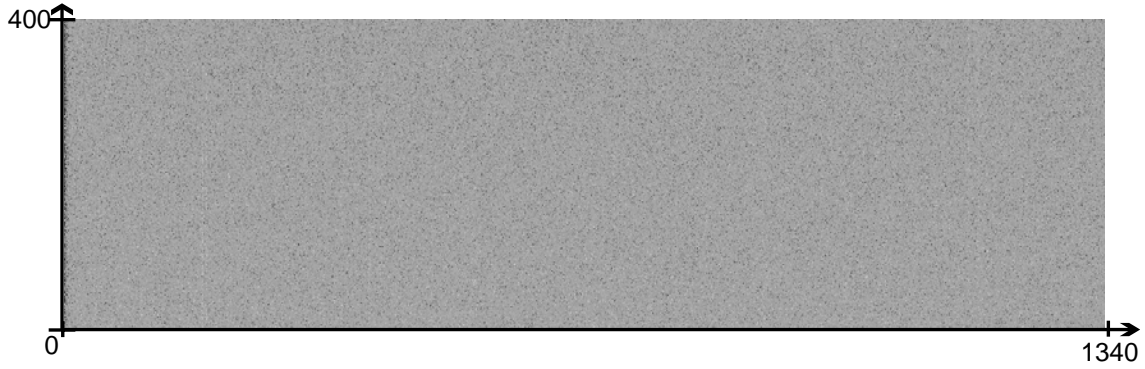


FIG. 2.4 – Image caractéristique du bruit de fond électronique du capteur refroidi à $-40^{\circ}C$

d’images. Nous travaillons obturateur fermé, ainsi l’acquisition produit uniquement des électrons de bruit, donnant une carte du bruit de fond du capteur. Elle nous permet, tout d’abord, de vérifier l’absence de pixels aberrants ou détériorés dans la zone du capteur retenue pour la statistique. Ensuite les grandeurs statistiques extraites indiquent le niveau de bruit de fond. La valeur moyenne correspond à un offset dont il faut tenir compte dans la statistique des images. L’écart-type permet de connaître le niveau réel du bruit et détermine pleinement la sensibilité ultime du capteur. Typiquement, pour une température de capteur de $-40^{\circ}C$ en mode d’acquisition “High”, une vitesse de lecture de 100 kHz et un temps de pose de 30 ms , la statistique du bruit de fond électronique donne :

$$\bar{n}_b \simeq 238.2\text{ gl.pix}^{-1}\text{ et } \Delta n_b \simeq 3.3\text{ gl.pix}^{-1} \quad (2.8)$$

Cette statistique est issue de l’image de la figure 2.4. L’importance du refroidissement du capteur, supprimant l’effet de rampe de l’offset de bruit présent dans la figure 2.3, est démontrée par la figure 2.4. Il permet de valider les valeurs présentées en 2.8 sur toute la surface du capteur, et d’effectuer les corrections sur la moyenne et la variance (§2.3.1), sans se préoccuper de l’endroit du capteur considéré. Cette nouvelle valeur de bruit nous fixe le seuil réel de détection à 527 nm :

$$\frac{(\Delta n_b \times g_{\epsilon})}{\eta} \simeq 3.6\text{ pht.pix}^{-1} \quad (2.9)$$

Cette valeur de seuil de détection nous permet d’effectuer des mesures de flux lumineux de quelques photons de moyenne seulement.

Une autre limite est la non-uniformité de réponse des pixels, soumis à une même intensité lumineuse. Elle est inférieure à 2% pour notre capteur. Bien qu’à priori faible, nous verrons

dans le chapitre suivant qu'elle peut être une limite à la mesure du bruit standard des photons. D'autre part, les photons doivent être détectés sur la surface du capteur et non se diffuser à l'intérieur. Les photo-électrons ne doivent pas non plus se mélanger dans le registre de transfert. Ces deux raisons, non liées, engendrent un effet similaire : un phénomène de bavure entre les pixels interdisant toute statistique fiable. La détection des photons visibles par les capteurs silicium est optimale en regard du rendement quantique. Le silicium absorbe bien les photons visibles sur sa surface. Nous montrerons, par comparaison, une situation bien différente dans le paragraphe dédié à la détection du proche infrarouge. Pour tester la qualité du registre de transfert, nous vérifions la totale indépendance du bruit de lecture entre les pixels en effectuant une autocorrélation du bruit des pixels. La fonction d'autocorrélation bidimensionnelle obtenue doit être composée d'un seul et unique pixel, de valeur non nulle, correspondant à un décalage nul. Les autres pixels doivent être nuls. Nous représentons, dans la figure 2.5, la partie centrale de deux fonctions d'autocorrélation. Celle de gauche est issue de notre caméra CCD, elle montre bien la totale indépendance du bruit entre les pixels, avec un pixel unique intense au centre et des pixels de valeur nulle ailleurs. Celle de droite provient d'un nouveau type de caméra CCD nommée EMCCD (Electron Multiplying CCD) fabriquée par la société Andor Technology [7]. L'innovation réside dans la présence après le registre de transfert, d'un registre à gain. Lors de l'acheminement des photo-électrons vers l'amplificateur, le décalage de chaque paquet de charges dans ce registre supplémentaire est assorti d'un gain, se cumulant tout au long du transfert. Ainsi la multiplication avant l'amplification permet la réduction relative du bruit de l'amplificateur, jusqu'à le rendre négligeable au regard de la quantité de photo-électrons obtenue. Tous les détails concernant ce nouveau type de capteur sont accessibles dans la référence [7]. Nous l'avons testé⁴ et ses performances sont très intéressantes en termes de sensibilité. De plus l'artifice de réduction du bruit de lecture permet aussi d'augmenter la vitesse de lecture et ainsi de travailler à des cadences vidéo. Mais la fonction d'autocorrélation du bruit de lecture nous montre l'imperfection du processus de multiplication des photo-électrons dans le registre de transfert à gain. En effet le nuage de pixels non nuls autour du maximum de l'autocorrélation n'est pas négligeable. C'est pourquoi il n'est pas possible actuellement d'utiliser ce type de caméra pour

4. Nous remercions O. Bernard de la société Andor Technology venu nous présenter cette caméra et qui a accepté nos tests avec une grande gentillesse.

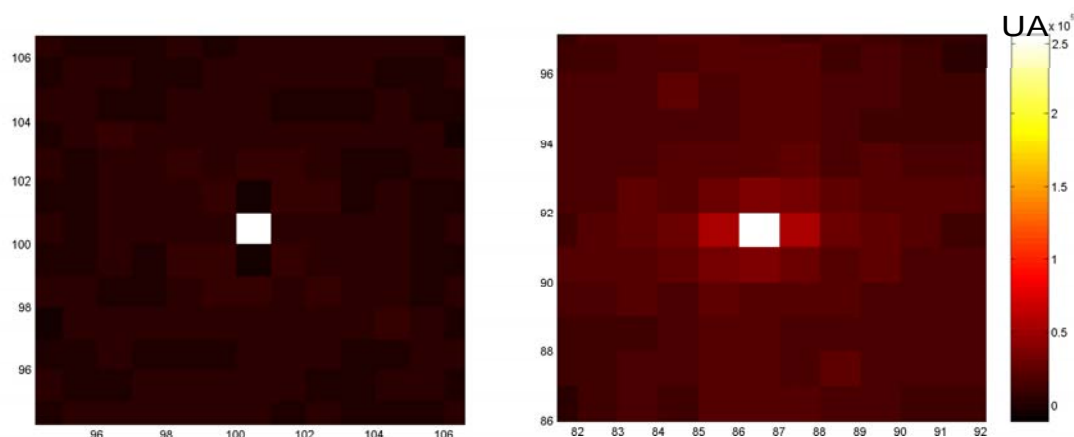


FIG. 2.5 – A gauche, la partie centrale de la fonction d'autocorrélation de notre caméra CCD. A droite, le cas de l'EMCCD. L'échelle de droite représente la valeur de la fonction d'autocorrélation exprimée en unité arbitraire

effectuer des mesures statistiques fiables. Néanmoins, ce nouveau type de caméra scientifique a un avenir très prometteur.

Nous venons de présenter les principales sources d'erreurs limitant la mesure. Il en existe d'autres mais la qualité de notre caméra les a rendues négligeables. Elles ne seront donc pas présentées ici. En toute rigueur, toutes les sources de bruit se cumulent et constituent le bruit de fond du capteur. La mesure expérimentale du bruit de fond est donc indispensable car elle est plus fiable que l'évaluation théorique du niveau de bruit. De plus, cela permet également de prendre en compte la présence d'un éventuel fond lumineux parasite. Nous ferons donc systématiquement l'acquisition du bruit de fond lors de nos expériences. Les références [2] et [7] sont les adresses des sites internet des constructeurs des caméras CCD précitées, répertoriant d'autres caractéristiques non présentées ici.

2.3.1 Mode de calcul d'une statistique de pixels

Dans cette partie nous allons présenter le mode opératoire retenu pour déterminer la distribution du nombre de photo-électrons⁵ à partir de celle calculé sur les pixels. Les images obtenues sont codées en niveaux de gris sur une dynamique de 16 bits. Il est extrêmement

5. Comme annoncé précédemment nous travaillons en photo-électrons et non en photons.

important de conserver cette dynamique, afin de préserver la distribution statistique initialement détectée. Avant interprétation, nous exprimons les données brutes en photo-électrons, en apportant les corrections nécessaires. En d'autres termes il faut enlever la contribution des électrons de bruit. Dans nos mesures statistiques, les grandeurs utiles à l'interprétation physique des phénomènes observés sont la moyenne et la variance associée. Ce sont donc ces grandeurs que nous allons exprimer.

En premier lieu nous traitons la moyenne. Elle traduit l'intensité moyenne par pixel détectée. La conversion en photo-électrons est la suivante :

$$\bar{n}_{pe^-} = g_\epsilon \times (\bar{n}_{gl} - \bar{n}_b) \quad (2.10)$$

Où \bar{n}_{pe^-} est l'intensité moyenne corrigée en photo-électrons par pixel, \bar{n}_{gl} l'intensité moyenne brute en niveaux de gris par pixel, \bar{n}_b l'offset de bruit en niveaux de gris par pixel et g_ϵ le gain électronique de la caméra.

La variance associée permet d'apprécier la dispersion des données statistiques et de caractériser le type de distribution observée. Son expression est la suivante :

$$(\Delta n_{pe^-})^2 = (g_\epsilon)^2 \times [(\Delta n_{gl})^2 - (\Delta n_b)^2] \quad (2.11)$$

Avec $(\Delta n_{pe^-})^2$ la variance des photo-électrons, $(\Delta n_{gl})^2$ la variance brute des niveaux de gris et $(\Delta n_b)^2$ la variance du bruit électronique.

2.4 La détection du proche infrarouge par un capteur silicium

Dans les paragraphes précédents nous avons présenté les notions utiles pour calculer des statistiques de photons. Cela suppose que le processus de détection conserve l'intégrité de la distribution. C'est le cas lorsque l'on utilise un capteur silicium pour la détection de photons du domaine visible. La détection du proche infrarouge pose quant à elle quelques difficultés. Nos premiers travaux, s'inscrivant dans la continuité des recherches de l'équipe d'optique non linéaire [8, 9], ont été menés dans le proche infrarouge (1064 nm dans notre cas). Lorsque nous nous sommes intéressés à la distribution du nombre de photons, nous

2.4. LA DÉTECTION DU PROCHE INFRAROUGE PAR UN CAPTEUR SILICIUM

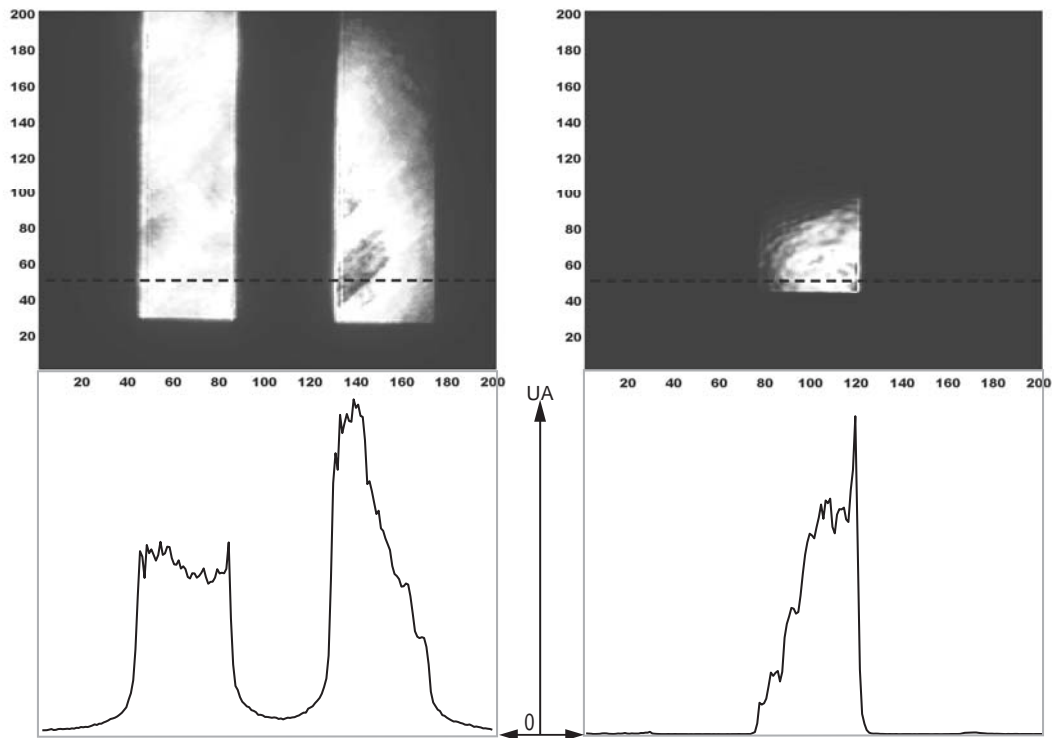


FIG. 2.6 – En haut à gauche image infrarouge avec son profil correspondant aux pointillés, à droite l'image verte et son profil. Les coordonnées des images sont en pixels. Les abscisses des profils sont également en pixels. Les ordonnées des profils sont en unité arbitraire, l'important étant la position du zéro montrant ainsi le fond diffus pour le cas infrarouge.

avons été dans l'impossibilité d'évaluer, avec justesse, la statistique correspondante. La raison est le mauvais comportement des capteurs silicium pour la détection proche infrarouge. Outre le faible rendement quantique ($\eta \leq 5\%$), le silicium devient partiellement transparent pour les longueurs d'onde supérieures à 800 nm . Ainsi les photons infrarouges incidents ne sont pas tous détectés à la surface du capteur, une partie se diffusant à l'intérieur des couches de silicium. La première conséquence de cette diffusion est un phénomène de bavures entre pixels. La figure 2.6 montre les effets de bord sur un trait de mire illuminé par un faisceau laser; l'image de gauche est en infrarouge (1064 nm) et celle de droite est en vert (532 nm). Les autres conditions expérimentales de ces deux acquisitions sont identiques. En dessous des images, les profils des coupes, selon les pointillés, sont représentés afin de mettre clairement en évidence les effets de bords. Le profil issu de l'image infrarouge montre que l'intensité lumineuse diminue progressivement s'étalant sur plusieurs pixels. Elle est même non nulle

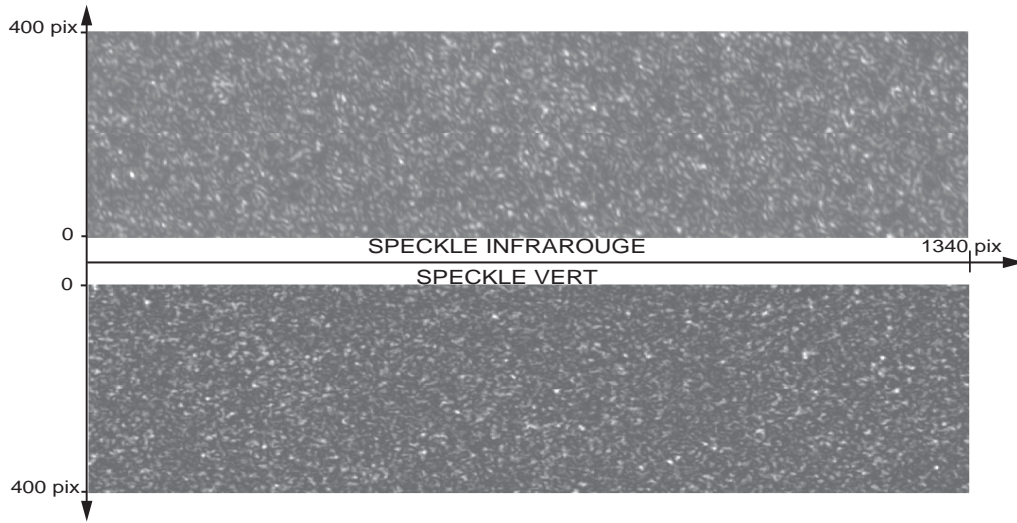


FIG. 2.7 – L'image du haut correspond au speckle enregistré en infrarouge, l'image du bas correspond au speckle en vert.

entre les deux traits de mire. Par contre, le profil de l'image verte présente un bord droit abrupt, ce qui signifie que les photons ne se diffusent pas dans le capteur. Cette comparaison nous montre l'importance de la diffusion des photons infrarouges à l'intérieur du silicium, induisant un phénomène de bavure entre les pixels. Nous avons effectué un autre test afin de vérifier l'impossibilité de calculer une statistique fiable dans le cas de l'infrarouge. L'idée est de comparer le contraste mesuré entre deux enregistrements de speckles uniques : l'un en infrarouge, l'autre en vert. La procédure d'acquisition est identique dans les deux cas. Un échantillon de PVC est illuminé par une impulsion laser (1064 nm ou 532 nm selon le cas), générant un speckle unique enregistré sur la caméra CCD. Le caractère unique du speckle doit se traduire par un contraste unité dans l'image. L'expression du contraste est :

$$C = \frac{\Delta n_{pe^-}}{\bar{n}_{pe^-}} \quad (2.12)$$

Les images de speckle sont représentées dans la figure 2.7 et les données statistiques correspondantes sont rapportées dans le tableau 2.1. La différence visuelle de contraste entre ces deux speckles uniques est nette, et l'image du speckle infrarouge est floue par rapport au speckle vert. L'analyse statistique confirme cette impression. Le contraste du speckle infrarouge est nettement plus faible que celui de son homologue vert. Théoriquement nous devrions avoir un contraste unité dans les deux cas. Expérimentalement, le contraste du speckle vert est proche de l'unité ($C=0.81$) sachant que l'écart provient de la différence entre la taille

2.4. LA DÉTECTION DU PROCHE INFRAROUGE PAR UN CAPTEUR SILICIUM

Speckle	I.R.	Vert
\bar{n}_{gl}	$9209.8 \text{ gl.pix}^{-1}$	$5015.1 \text{ gl.pix}^{-1}$
\bar{n}_{pe^-}	$8074.6 \text{ pe}^- \cdot \text{pix}^{-1}$	$4299.4 \text{ pe}^- \cdot \text{pix}^{-1}$
Δn_{gl}	$3562.0 \text{ gl.pix}^{-1}$	$4303.9 \text{ gl.pix}^{-1}$
Δn_{pe^-}	$2885.2 \text{ pe}^- \cdot \text{pix}^{-1}$	$3486.2 \text{ pe}^- \cdot \text{pix}^{-1}$
Contraste C	0.36	0.81

TAB. 2.1 – *Données statistiques extraites des deux images de la figure 2.7. Les valeurs en niveaux de gris par pixel sont brutes. Celles en photo-électrons par pixel sont les données corrigées, retenues pour le calcul du contraste.*

du pixel et celle du grain de speckle, provoquant une intégration partielle entre deux grains adjacents [10]. Nous étudierons en détail ce problème particulier dans la partie du chapitre 5 consacrée aux images de fluorescence paramétrique. Par contre, le contraste du speckle infrarouge est faible ($C=0.36$), non seulement par rapport à la valeur théorique, mais aussi par rapport au contraste du speckle vert. Cela est dû essentiellement à la diffusion des photons infrarouges dans le silicium induisant un fond continu diffus, diminuant le contraste.

La transparence du silicium au proche infrarouge favorise également des réflexions multiples entre les faces parallèles du capteur aminci, créant des franges d'égalles épaisseurs comme pour un étalon Fabry-Pérot. Ce phénomène, communément appelé "etaloning", apparaît à partir de 800 nm [2]. L'épaisseur typique d'un capteur aminci est de $17 \mu\text{m}$, avec un indice proche de 4. Le chemin optique aller-retour résultant est d'environ $140 \mu\text{m}$. Si la longueur de cohérence de la source est supérieure au trajet optique⁶, des interférences multiples forment des marbrures illustrées par la figure 2.8. La figure d'interférence est très sensible aux conditions d'illumination (direction de propagation, profil de phase, etc...), interdisant tout traitement d'image à posteriori. L'impossibilité d'effectuer une statistique spatiale fiable en infrarouge est rédhibitoire pour nos recherches. C'est pourquoi nous avons travaillé dans le domaine visible.

⁶. Nous avons testé notre caméra avec une source laser délivrant des impulsions de 80 fs à 850 nm , et nous n'avons pas enregistré de figures d'interférences.

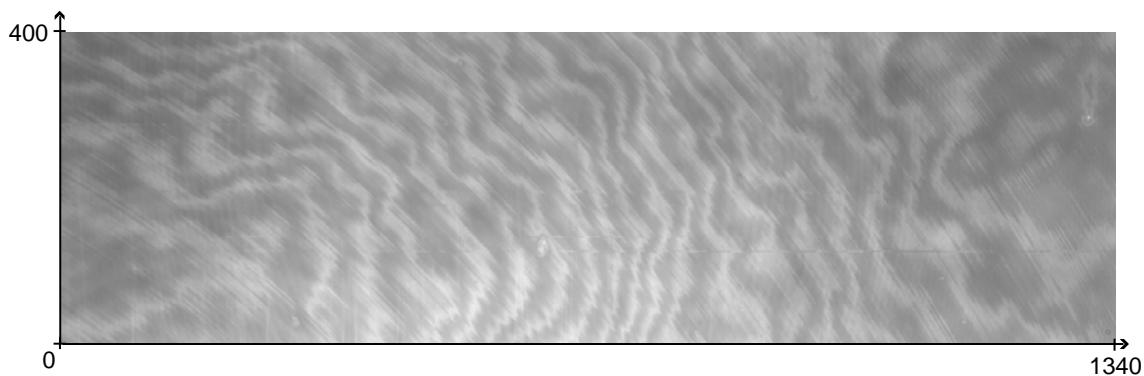


FIG. 2.8 – *Figure d'interférence de notre CCD pour une impulsion laser de 55 ps à 1064 nm.*

2.5 Conclusion

Dans ce chapitre l'appareil de mesure permettant d'établir une statistique expérimentale de la distribution transverse des photons a été présenté. Nous avons décrit le fonctionnement global d'une caméra CCD en exposant ses limites en termes de seuil de sensibilité et de domaine spectral de travail. Ensuite nous avons décrit le mode opératoire permettant de retrouver la distribution des photons à partir des niveaux de gris, et nous avons vu l'équivalence entre la distribution des photons et celle des photo-électrons. Cette équivalence permet de ne pas utiliser le rendement quantique dont la valeur réelle n'est pas accessible. Nous caractériserons donc les distributions spatiales observées en photo-électrons. Dans le chapitre à venir, la caméra CCD va être utilisée pour mesurer le bruit spatial de photons, nous présenterons dans ce but un exemple concret de mesure photonique.

Bibliographie

- [1] W. Boyle et G. Smith, “Charge coupled semiconductor devices”, *Bell Syst. Tech. J.*, **49**, pp. 587 (1970).
- [2] “<http://www.roperscientific.com/>”, (2004).
- [3] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc et G. Grynberg, *Processus d’interaction entre photons et atomes*, EDP Sciences/Edition du CNRS (2001).
- [4] J. R. Janesick, T. Elliot, S. Collins, M. M. Blouke et J. Freeman, “Scientific charge-coupled devices”, *Opt. Eng.*, **26**, pp. 692 (1987).
- [5] L. Mandel et E. Wolf, *Optical coherence and quantum optics*, Cambridge University Press, New York (1995).
- [6] H. A. Bachor, *A guide to experiments in quantum optics*, Wiley-vch, Weinheim, Allemagne (1998).
- [7] “<http://www.andor-tech.com/>”, (2004).
- [8] F. Devaux, *Amplification paramétrique d’images*, Thèse de doctorat, U. F. R. Sciences et Techniques de Franche-Comté (1996).
- [9] G. L. Tolguenec, *Imagerie à travers les milieux diffusants par amplification paramétrique d’images*, Thèse de doctorat, U. F. R. Sciences et Techniques de Franche-Comté (1998).
- [10] J. W. Goodman, *Laser speckle and related phenomena*, chapitre 2, Dainty, Springer-Verlag (1984).

Mesure expérimentale du bruit de photons.

3.1 Introduction

La mesure du bruit spatial de photons est un préalable indispensable à la caractérisation des fluctuations spatiales d'origine quantique dans une image. Par “image”, nous entendons l'enregistrement, sur un capteur CCD, de la distribution spatiale du nombre de photons, dans l'espace transverse à la propagation de l'intensité lumineuse observée. Cette définition s'inscrit exclusivement dans le contexte de ce manuscrit de thèse. Le présent chapitre concernera uniquement les images non amplifiées, c'est à dire que la lumière “observée” ne subit pas de processus de multiplication du nombre de photons entre la source et le détecteur. L'étude des images amplifiées sera présentée dans la deuxième partie de ce manuscrit (composée des quatrième et cinquième chapitres). Nos expérimentations sur la mesure du bruit de photons se sont déroulées dans le cadre d'une collaboration scientifique avec l'équipe des processus non linéaires de l'université d'Insubria à Côme (Italie). Nous présenterons dans ce chapitre uniquement le travail réalisé dans notre laboratoire. Ce travail et celui effectué par l'équipe italienne ont été publiés dans la référence [1]. La différence entre les travaux des deux équipes est le type de capteur employé. L'équipe de Côme utilise une caméra CCD à capteur épais dont le maximum de rendement quantique est à 700 *nm*.

Notre étude expérimentale du bruit spatial de photons s'appuie totalement sur les notions présentées dans les deux chapitres précédents, notamment la notion de bruit de photons présentée dans le paragraphe 1.4.3. Nous rappelons que notre point de vue est toujours purement spatial. Le bruit de photons est aléatoire et nous avons montré le caractère poissonien

de sa distribution (§1.4.3). La stationnarité de l'intensité, sur la surface considérée, est la condition *sine qua non* pour obtenir une distribution de Poisson.

Premièrement, nous présenterons le montage expérimental utilisé. Deuxièmement, nous exposerons les résultats obtenus. Nous commencerons pour cela par l'évaluation expérimentale du gain électronique, g_e , de la caméra CCD, puis nous présenterons nos mesures sur le bruit de photons en couvrant toute la dynamique du capteur CCD, enfin nous proposerons une méthode de calibrage améliorant sensiblement les performances du capteur CCD pour les fortes intensités. Troisièmement, nous testerons la méthode de calibrage avec une technique de différence d'images décalées.

3.2 Schéma expérimental

Le montage utilisé pour réaliser les mesures du bruit de photons avec la caméra CCD est présenté figure 3.1. La source lumineuse est focalisée sur un trou source de $200 \mu m$ de diamètre, sélectionnant seulement la partie centrale du faisceau et éliminant ainsi les hautes fréquences spatiales, sources de bruit classique. Le contrôle de l'intensité s'effectue à l'aide de densités optiques placées en amont du trou source. La caméra CCD est placée à environ un mètre du trou source afin d'élargir la figure de diffraction du faisceau et d'éclairer le plus uniformément possible le capteur CCD ($26 mm \times 8 mm$). Ainsi, le champ lumineux peut être considéré comme plat sur une petite partie du capteur (typiquement de l'ordre de $0.2 mm \times 0.2 mm$), car les variations d'intensité au centre du faisceau sont faibles, répondant à la condition de stationnarité. L'avantage de ce montage réside dans l'absence d'éléments optiques entre le trou source et la caméra, évitant d'éventuelles sources supplémentaires de bruit classique, car le bruit de photons est le bruit ultime restant lorsque toutes les autres

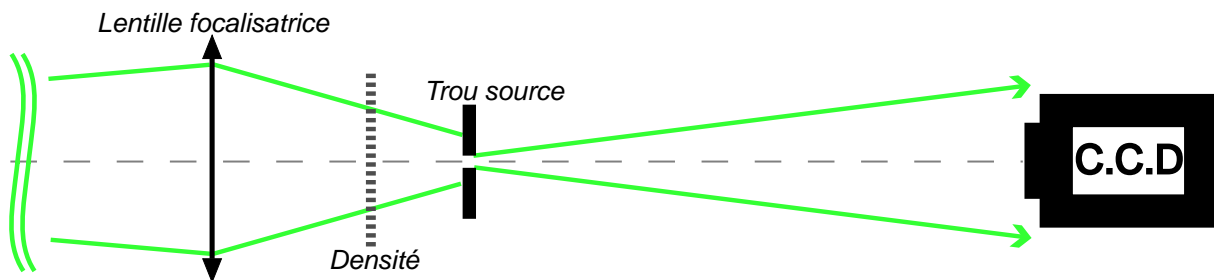


FIG. 3.1 – Schéma expérimental utilisé pour la mesure du bruit de photons.

sources de bruit sont éliminées. La source laser est un *TWINKLE* : c'est un laser déclenché, à blocage de modes, doublé et quadruplé en fréquence, qui émet des impulsions d'une durée $\delta t_{FWHM} = 1.18 \text{ ps}$, à la longueur d'onde fondamentale $\lambda = 1055 \text{ nm}$, à une cadence de tirs de 33 Hz . Nous travaillons avec l'impulsion doublée en fréquence, de longueur d'onde $\lambda = 527.5 \text{ nm}$, d'une durée d'impulsion de $\delta t_{FWHM} = 1.04 \text{ ps}$ [2]. La source thermique est une lampe à vapeur de mercure temporellement filtrée grâce à un filtre interférentiel de largeur $\delta\lambda_{FWHM} = 0.4 \text{ nm}$ centré sur $\lambda = 527.5 \text{ nm}$. Ainsi nous travaillons toujours à la même longueur d'onde ce qui permet de considérer le rendement quantique constant et de valeur $\eta = 90 \%$.

3.3 Mesure du bruit spatial de photons

La caractérisation d'une distribution spatiale du nombre de photons nécessite la conversion de l'image codée en niveaux de gris en photo-électrons. Cette transcription s'opère à l'aide du gain électronique (g_e) de la caméra CCD. Comme annoncé en 2.2.3, nous réglons la caméra CCD sur le gain "High", et nous allons commencer par mesurer la valeur réelle de g_e .

3.3.1 Évaluation expérimentale du gain électronique de la caméra

Avant de mesurer le bruit de photon, nous devons déterminer précisément la valeur du gain électronique g_e . Pour cela, nous utilisons la méthode décrite dans la référence [3]. Le principe consiste à enregistrer successivement, et dans les mêmes conditions, deux images identiques d'un fond lumineux le plus uniforme possible. Par "identiques", nous entendons deux images d'intensité équivalente et présentant les mêmes structures déterministes. Lorsque les intensités de deux images diffèrent, nous multiplions l'une de ces deux images par le rapport des intensités initiales, afin d'obtenir la même intensité résultante dans les deux images identiques. Ensuite, nous calculons la demi-variance de la différence, en niveaux de gris, de ces deux images sur la plus grande zone possible du capteur. Nous répétons cette procédure pour différents niveaux d'intensité, en couvrant ainsi toute la dynamique du capteur. La différence entre les deux images permet d'éliminer les structures déterministes reproduc-

tibles. Par contre, elle cumule deux fois les bruits aléatoires, que sont le bruit de photons et le bruit électronique total, d'où le calcul de la demi-variance,¹ tel que :

$$(\Delta n_{gl}^{diff})^2 = \frac{1}{2} \times [(\Delta n_{gl})^2 - 2 \times (\Delta n_b)^2] = \left(\frac{\Delta n_{pe^-}^{diff}}{g_\epsilon} \right)^2 \quad (3.1)$$

La demi-variance calculée en 3.1 représente le bruit de photons, qui est caractérisé par une statistique de Poisson. Nous comparons ensuite la demi-variance à la moyenne, en niveaux de gris par pixel, d'une des deux images enregistrées, qui est telle que :

$$\bar{n}_{gl}^{lum} = \bar{n}_{gl} - \bar{n}_b = \frac{\bar{n}_{pe^-}}{g_\epsilon} \quad (3.2)$$

La valeur expérimentale du gain électronique s'évalue comme suit :

$$g_\epsilon = \frac{\bar{n}_{gl}^{lum}}{(\Delta n_{gl}^{diff})^2} \quad (3.3)$$

Car le rapport $\bar{n}_{pe^-}/(\Delta n_{pe^-}^{diff})^2 = 1$, pour une distribution de Poisson.

Du point de vue expérimental, nous utilisons la lampe spectrale filtrée, et nous modifions le montage précédent (fig 3.1) en remplaçant la lentille et le trou source, par un dépoli, conformément aux techniques employées par le fabricant du capteur CCD [4]. Notre évaluation du gain électronique sera valable sur une largeur de 0.4 nm à la longueur d'onde du laser (@527.5 nm) utilisé par la suite. Nous limitons notre mesure à la partie centrale du capteur (800 × 398 pixels au lieu de 1340 × 400 pixels), car nous ne pouvons pas éclairer tout le capteur de façon homogène. Nous présentons dans la figure 3.2, un exemple de couple d'images enregistrées dans ces conditions expérimentales. Nous montrons le couple avec la plus grande intensité lumineuse (images a1 et a2, figure 3.2), car dans ce cas, les bruits déterministes sont clairement visibles et très prédominants. L'image de la différence montre l'élimination parfaite de toutes les structures déterministes reproductibles initialement présentes, seul reste le bruit de nature aléatoire.

Pour l'exemple de la figure 3.2, l'intensité moyenne des images initiales est telle que : $\bar{n}_{gl}^{lum} \simeq 54170 \text{ gl.pix}^{-1}$. La demi-variance calculée sur la différence est : $(\Delta n_{gl}^{diff})^2 \simeq 55871 \text{ gl.pix}^{-1}$. Le gain électronique obtenu ici est donc : $g_\epsilon \simeq 0.969 \text{ pe}^- \cdot \text{gl}^{-1}$. Cette valeur est bien différente

1. Si l'on mesure le bruit total sur une zone non éclairée d'une des deux images, alors on multiplie par deux le terme $(\Delta n_b)^2$ comme c'est le cas dans l'équation 3.1. Par contre, on peut mesurer $(\Delta n_b)^2$ sur une zone non éclairée de l'image différence, et dans ce cas il faut omettre le facteur deux.

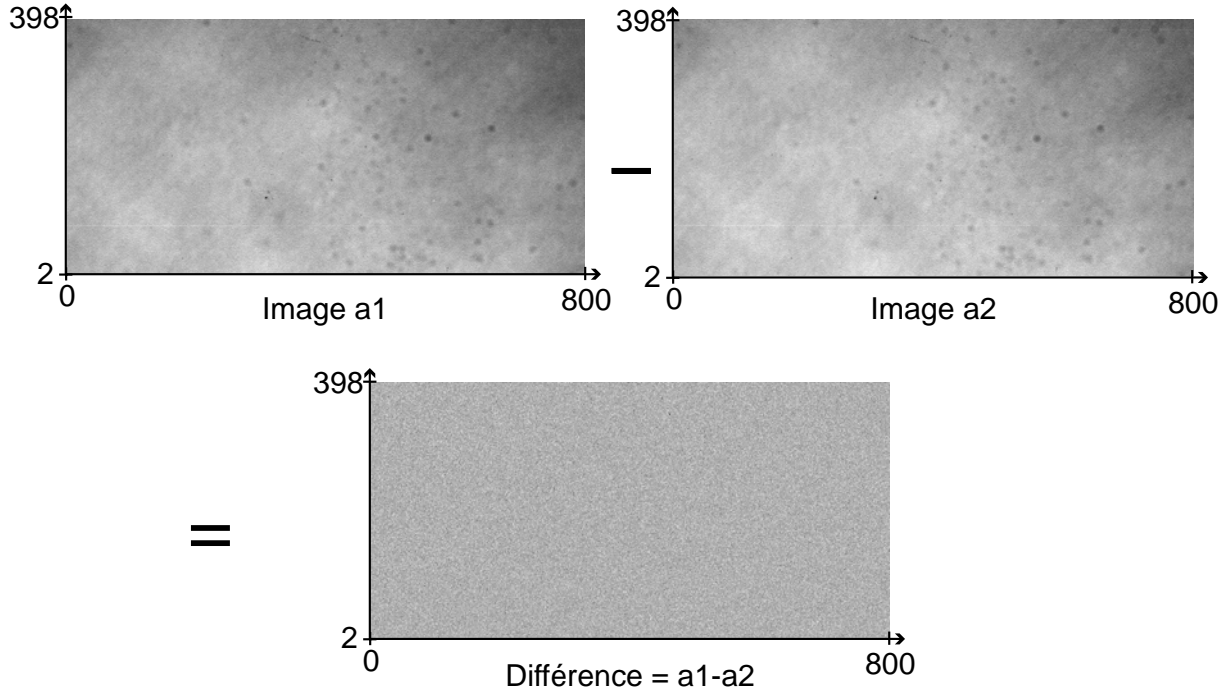


FIG. 3.2 – En bas, image issue de la différence des deux images présentées en haut. L'élimination des structures déterministes est parfaite.

de celle donnée par le constructeur ($g_e = 0.9 \text{ pe}^- . \text{gl}^{-1}$), ceci justifiant pleinement notre besoin d'évaluer expérimentalement g_e .

La répétition de cette mesure pour différents niveaux d'intensité permet de déterminer une valeur moyenne du gain électronique. Sur le graphe de la figure 3.3, on a représenté, en niveaux de gris, dans une échelle logarithmique, la demi-variance $(\Delta n_{gl}^{diff})^2$ en fonction de la moyenne \bar{n}_{gl}^{lum} , respectivement définies par les équations 3.1 et 3.2. Les valeurs expérimentales suivent une relation linéaire. Donc pour les photo-électrons, le bruit de la différence d'images est bien de nature poissonnienne. La meilleure régression linéaire nous donne un gain électronique $g_e \simeq 0.964 \text{ pe}^- . \text{gl}^{-1}$. Cette valeur correspond également à l'intersection de la droite de pente unité avec l'axe des abscisses [3]. La valeur retenue pour tous les calculs à venir est :

$$g_e = 0.97 \text{ pe}^- . \text{gl}^{-1} \quad (3.4)$$

Nous avons arrondi au centième supérieur car cela évite d'obtenir des statistiques poissonniennes expérimentales avec des variances légèrement inférieures aux moyennes.

Par ailleurs, nous avons vérifié que cette méthode donne exactement les mêmes résultats

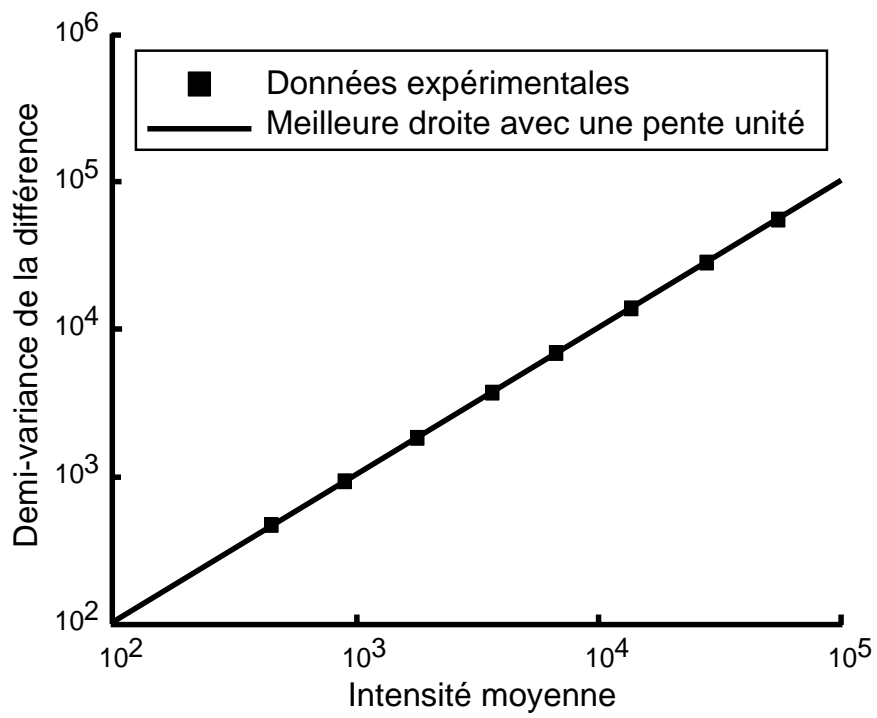


FIG. 3.3 – Coefficient de conversion des niveaux de gris en photo-électrons. La demi-variance $(\Delta n_{gl}^{diff})^2$ est représentée en fonction de l'intensité moyenne \bar{n}_{gl}^{lum} .

avant et après le calibrage du capteur CCD (§ 3.3.3), car la différence de deux images identiques est directement une image du bruit poissonien, où tous les bruits spatiaux reproductibles d'une image à l'autre sont éliminés par soustraction. Le bruit spatial déterministe inclut la non uniformité de l'éclairage et de la réponse des pixels. Le coefficient de conversion des niveaux de gris en photo-électrons est désormais déterminé et nous allons pouvoir étudier expérimentalement les distributions spatiales du nombre de photons à l'aide de notre caméra CCD.

3.3.2 Mesure expérimentale du bruit spatial de photons

Tout d'abord, nous utilisons le montage décrit dans le paragraphe 3.2 avec la source laser et la source thermique. Le temps d'acquisition est toujours fixé par la cadence de tirs du laser, quelque soit le type de sources, donc $T_d = 30 \text{ ms}$. Le protocole est le suivant : nous enregistrons des images du faisceau lumineux à différentes intensités afin d'exploiter toute la dynamique du capteur CCD. De ces images, nous calculons la moyenne et l'écart-type des photo-électrons sur une petite zone sélectionnée ($10 \times 10 \text{ pixels}$) et centrée sur le maximum d'intensité du faisceau. La zone choisie reste la même pour toutes les séries de mesures. L'image du faisceau incident est la tâche d'Airy du trou source. Par conséquent, le maximum d'intensité correspond au centre de la tâche d'Airy. De plus, les petites dimensions de la zone, par rapport à la surface de la tâche d'Airy, permettent de satisfaire la condition de stationnarité spatiale. Nous rappelons que la distribution du nombre de photons est poissonienne si et seulement si :

$$\Delta n_{pe^-} = \sqrt{\bar{n}_{pe^-}} \quad (3.5)$$

Les valeurs expérimentales de l'écart-type en fonction de la moyenne des photo-électrons sont représentées dans la figure 3.4. Pour l'instant, nous ne considérons pas les valeurs expérimentales représentées par des ronds rouges. Nous y reviendrons dans le prochain paragraphe (§3.3.3). Le niveau standard du bruit de photons est matérialisé par le trait noir continu, conformément à l'équation 3.5. Les carrés noirs sont les valeurs expérimentales relevées pour différentes intensités. Le graphe supérieur, (a), correspond à la source laser, l'autre, (b), à la source thermique.

L'interprétation des résultats est sans équivoque possible ; la statistique de Poisson est respectée seulement pour $\bar{n}_{pe^-} \leq 3000 \text{ } pe^- .pix^{-1}$, tant pour le laser que pour la lampe.

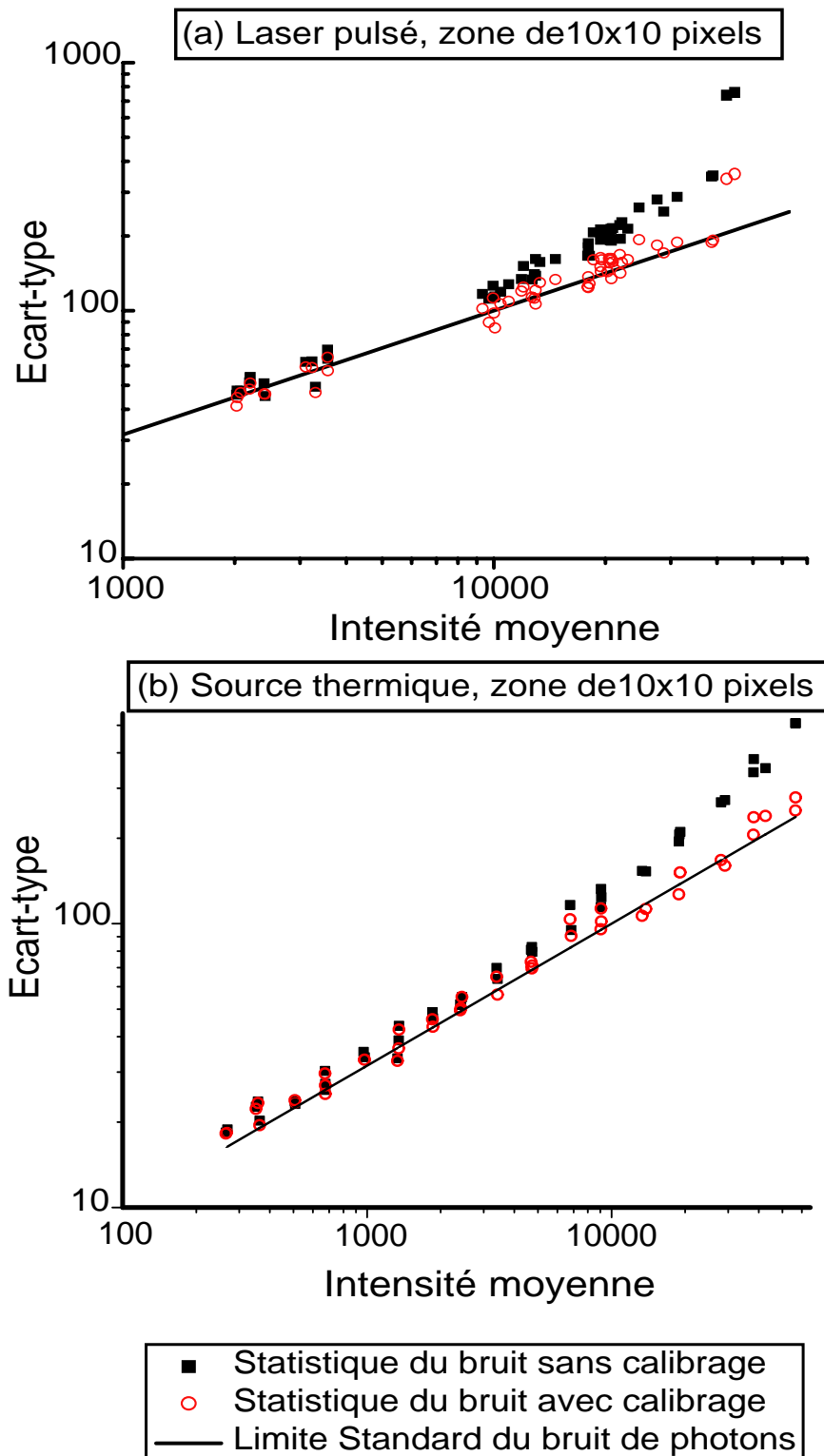


FIG. 3.4 – Les résultats obtenus avec le laser impulsionnel sont présentés en (a), ceux de la source thermique en (b). On reporte, sur une échelle logarithmique, l'intensité moyenne en abscisse, et l'écart-type en ordonnée, exprimés en photo-électrons par pixel. Le trait noir continu représente le niveau du bruit de photons standard. Les carrés noirs et les ronds rouges sont des valeurs expérimentales.

Les aspects théoriques présentés dans le premier chapitre sont confirmés pour ces niveaux d'intensité. Par contre, pour des intensités supérieures (i-e: $\bar{n}_{pe^-} > 3000 \text{ } pe^- .pix^{-1}$), la distribution du bruit des photons ne respecte plus la loi de Poisson. Dans ce cas, l'écart-type est systématiquement supérieur à la valeur attendue. On remarquera que l'élévation de l'écart-type pour les fortes intensités est presque linéaire, ce qui révèle l'existence d'une source de bruit classique dans notre système de détection et de mesure du bruit de photons. Nous avons répertorié deux sources de bruit possibles. La première serait due au profil du faisceau, mais les petites dimensions de la zone de statistique, en regard de celles du faisceau ne permettent pas d'expliquer les écarts expérimentaux avec cette hypothèse (voir comme exemple la figure 3.8(a)). La deuxième prend source dans l'inhomogénéité de réponse d'un pixel à l'autre, en terme de gain ou de rendement quantique. En effet, le constructeur annonce une variation relative de sensibilité des pixels inférieure à 2%. Bien que cet écart semble faible, l'erreur absolue résultante est d'autant plus importante que le niveau d'illumination l'est, ce qui génère un bruit déterministe altérant la statistique de Poisson. Bien évidemment, cela renforce l'hypothèse selon laquelle le bruit de photons est prédominant pour les faibles intensités lumineuses et donc plus facilement mesurable.

L'inhomogénéité de réponse entre les pixels, perturbe la mesure précise du bruit de photons pour de fortes intensités. C'est pourquoi, nous allons présenter une méthode simple permettant de retrouver la distribution de Poisson sur toute la dynamique du capteur.

3.3.3 Calibrage du capteur CCD

Afin de vérifier l'impact de l'inhomogénéité de réponse entre les pixels pour la mesure du bruit de photons, nous établissons le calibrage de chaque pixel. Puisque nous ne disposons pas d'outils mesurant précisément l'énergie lumineuse, nous allons nous appuyer sur une méthode auto-suffisante. Nous calibrons uniquement la partie centrale du capteur, et nous excluons la première et la dernière ligne de pixel, soit $399 \times 398 \text{ } pixels$. A l'avenir, nous utiliserons uniquement cette partie centrale du capteur CCD.

La méthode utilise le montage expérimental précédent (§ 3.2) avec la lampe thermique temporellement filtrée. Nous remplaçons le trou source par une fente source verticale, afin d'obtenir un éclairage plus homogène sur le capteur CCD. La figure 3.5 est un exemple typique d'image enregistrée pour le calibrage. Elle illustre l'homogénéité de l'éclairage pour une

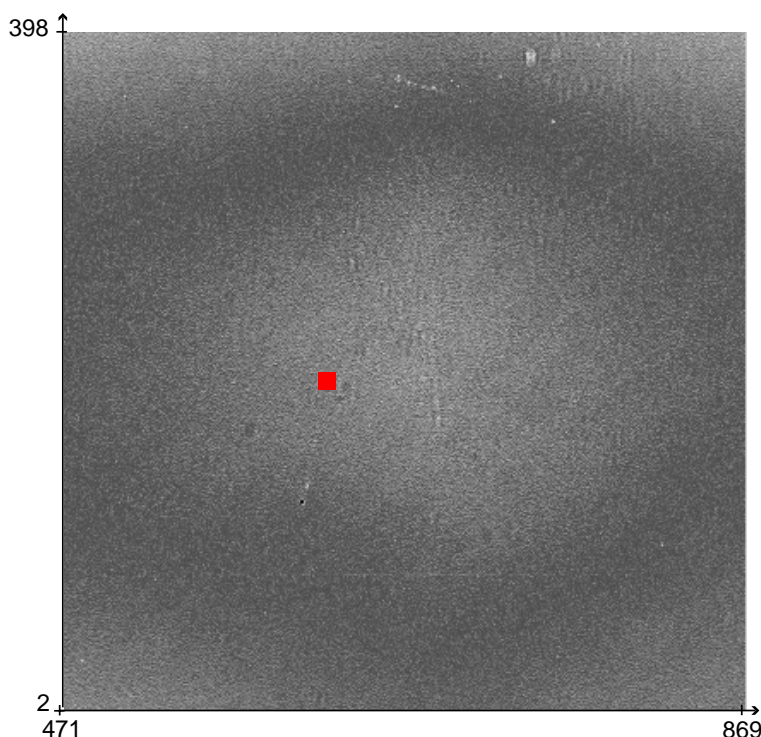


FIG. 3.5 – Image caractéristique utilisée pour calibrer le capteur CCD. Le carré rouge représente la surface typique (10×10 pixels) de la zone sélectionnée.

zone de 10×10 pixels. Après l'enregistrement d'une série d'images sur toute la dynamique du capteur, nous déterminons, pour chaque pixel, le nombre de photo-électrons en fonction de la valeur moyenne des photo-électrons dans la zone sélectionnée. La fonction ainsi obtenue est quasi-linéaire et s'exprime de la façon suivante :

$$n_{i(pe^-)} = a_i \times \bar{n}_{pe^-} + b_i \quad (3.6)$$

Où $n_{i(pe^-)}$ est le nombre de photo-électrons pour le pixel i (i-e $n_{i(pe^-)} = n_i/\eta$), \bar{n}_{pe^-} la moyenne des photo-électrons dans la zone choisie, et a_i et b_i sont des constantes propres à chaque pixel i .

Nous répétons cette opération pour couvrir toute la partie centrale du capteur. Ainsi, chaque pixel possède son propre coefficient directeur a_i . Nous présentons dans le figure 3.6 un exemple de deux coefficients a_i calculés pour deux pixels différents dans une même zone de référence. La régression linéaire effectuée sur les valeurs expérimentales détermine a_i . La distribution de ces coefficients est centrée sur 1.000, avec un écart-type de 0.16%. Nous présentons l'histogramme des coefficients a_i dans la figure 3.7. Nous avons une distribution

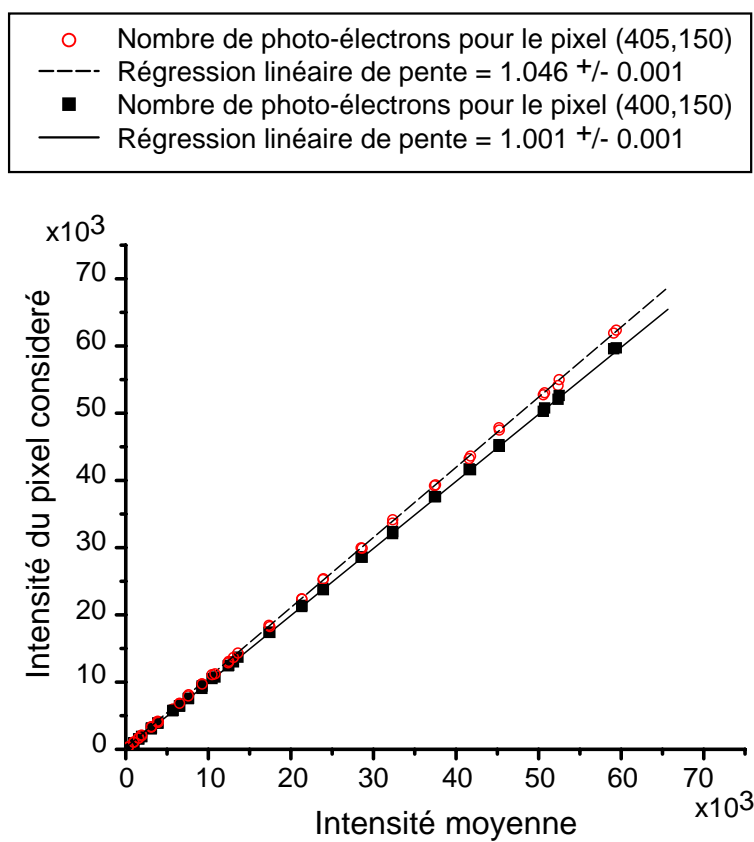


FIG. 3.6 – Exemple de calcul de coefficients de calibrage. Les coordonnées sont en photo-électrons.

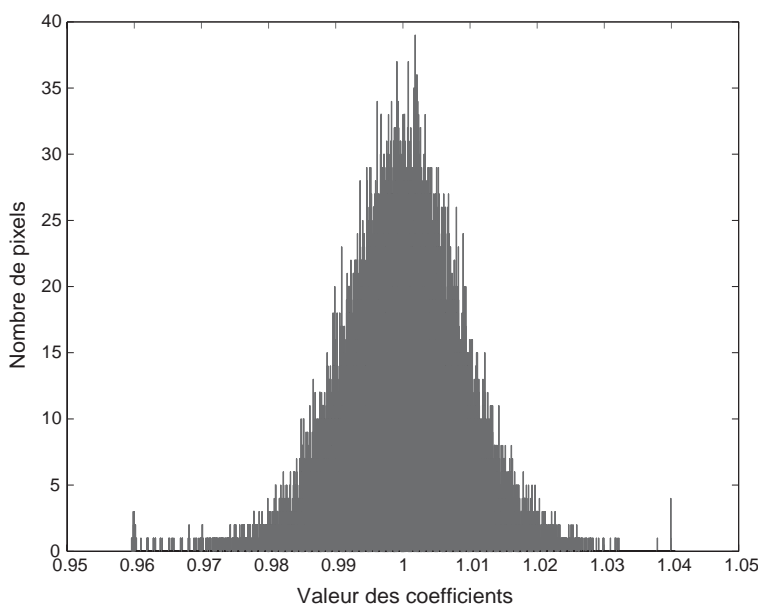


FIG. 3.7 – *Histogramme des coefficients a_i . L'échantillonnage des valeurs de a_i est de un millièème. Le nombre total de pixels normalisés est de 158802 pixels.*

normale des valeurs autour de la moyenne, attestant l'absence de défauts déterministes dans la sensibilité des pixels. Les valeurs b_i sont essentiellement dues aux incertitudes de mesures et sont négligées. Afin d'éliminer l'effet de l'inhomogénéité des pixels, nous utilisons les valeurs a_i pour normaliser la réponse de chaque pixel par rapport à la réponse moyenne. Ensuite, nous enregistrons une nouvelle série d'image et les valeurs obtenues, pour chaque pixel, sont divisées par le coefficient de normalisation a_i , correspondant au pixel i . Après cette normalisation, nous effectuons la statistique spatiale. L'effet de cette opération est illustrée par les ronds rouges de la figure 3.4. Nous retrouvons la statistique de Poisson sur toute la dynamique du capteur CCD. Cela prouve clairement que l'inhomogénéité entre les pixels joue un rôle prédominant dans l'altération de la distribution de Poisson pour les fortes intensités.

Le calibrage est une solution efficace pour uniformiser spatialement la réponse du capteur, mais cette méthode est extrêmement sensible à la qualité du calibrage. En effet, l'éclairage de la zone sélectionnée, établissant les coefficients a_i , doit être absolument homogène et constant. L'impact du profil du faisceau ne doit pas être négligé. Tous les éventuels défauts de calibrage se répercutent dans la mesure du bruit de photons. Néanmoins, nous allons montrer la puissance de cette méthode de calibrage dans le paragraphe suivant.

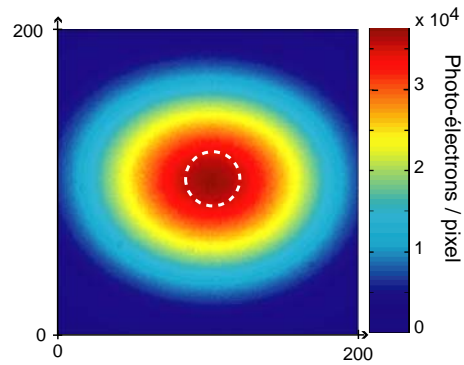
	Sans calibrage	Avec calibrage
Moyenne (\bar{n}_{pe^-})	36789 $pe^- \cdot pix^{-1}$	36782 $pe^- \cdot pix^{-1}$
Demi-variance ($(\Delta n_{pe^-}^{diff})^2$)	95914 $pe^- \cdot pix^{-1}$	47589 $pe^- \cdot pix^{-1}$

TAB. 3.1 – Valeur moyenne mesurée dans le cercle de la figure 3.8(a) et demi-variance de la différence entre deux faisceaux décalés avec et sans calibrage du capteur CCD.

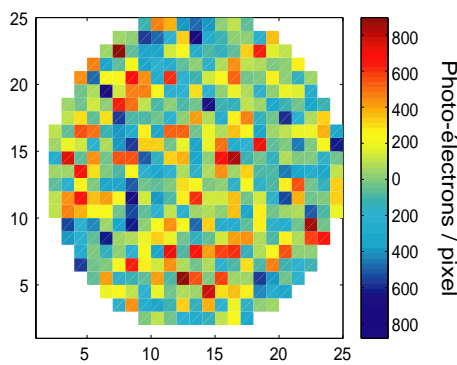
3.4 Mesure du bruit de photons sur des images décalées

Le calibrage du capteur est nécessaire afin de comparer des images enregistrées en différents endroits du capteur, et il est indispensable pour la mise en évidence de corrélations quantiques spatiales [5, 6]. Nous calculons la statistique spatiale des photons entre deux images, issues du même faisceau laser cohérent, enregistrées en deux endroits différents du capteur. Bien évidemment, nous enregistrons ces images dans la partie calibrée du capteur. La seconde image, choisie pour avoir la même intensité que la première, est enregistrée après un décalage latéral du capteur d’une quinzaine de pixels. Nous utilisons un algorithme de phase, décrit dans la référence [7], pour superposer la seconde image sur la première. Ainsi, nous obtenons deux images successives et identiques, du même faisceau laser, superposées avec une précision sub-pixel, bien qu’elles aient été enregistrées en deux endroits distincts du capteur. La figure 3.8(a) montre l’image d’un des deux faisceaux laser enregistrés utilisée pour tester le calibrage. Nous sélectionnons alors une zone circulaire de 12 *pixels* de rayon au centre du faisceau, là où le profil d’intensité est considéré comme plat, et nous calculons la demi-variance $(\Delta n_{pe^-}^{diff})^2$ de la différence des deux images illustrée par l’image 3.8(b). La figure 3.8(c) est l’histogramme des pixels de l’image 3.8(b). Il montre l’absence de structures déterministes dans la différence de deux images identiques car il est symétrique et centré sur zéro. En l’absence de bruit classique, la demi-variance doit être égale à la moyenne d’une image. Les résultats sont donnés dans le tableau 3.1. Ils sont caractéristiques et reproductibles avec d’autres couples d’images. Nous en déduisons que la variance résiduelle, due à l’inhomogénéité des pixels et aux autres sources de bruit classique non déterminées, est au moins cinq fois plus petite après le calibrage. De plus, le niveau de ce bruit d’inhomogénéité

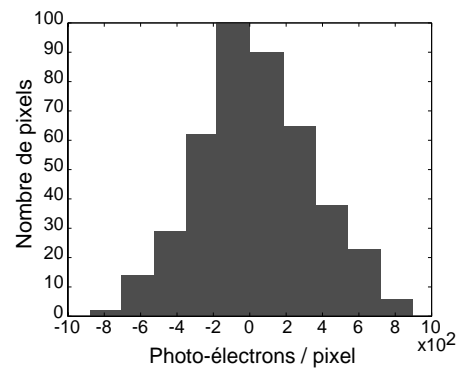
3.4. MESURE DU BRUIT DE PHOTONS SUR DES IMAGES DÉCALÉES



(a) Image d'un faisceau laser.



(b) Image de la différence.



(c) Histogramme de l'image 3.8(b).

FIG. 3.8 – Les coordonnées des images sont en pixels. Le cercle en pointillé blanc de la figure 3.8(a) représente la zone où l'on effectue la statistique, son rayon est de 12 pixels. L'image 3.8(b) est le résultat de la différence entre les deux faisceaux décalés. La figure 3.8(c) est l'histogramme des pixels de l'image 3.8(b).

mogénéité, initialement deux fois plus grand que la limite standard, est réduit au tiers du bruit de photons, permettant des espoirs quant à la caractérisation des phénomènes tels que les corrélations sub-poissoniennes. Mais avant de conclure ce paragraphe, il est utile de faire quelques remarques.

Tout d'abord il semble très difficile d'obtenir un éclairage parfaitement uniforme pour le calibrage. Les coefficients de calibrage diffèrent légèrement si l'on emploie une fente source en lieu et place du trou source. Une telle incertitude sur les coefficients correcteurs peut expliquer le bruit résiduel nous écartant du cas poissonien parfait. Les variations du profil du faisceau laser d'un tir à l'autre (déplacement du centre) est une autre source de bruit possible.

Ensuite, l'intensité moyenne sur les bords du cercle de calcul est environ 5% plus faible que celle au centre du faisceau. Mais cela a une influence négligeable sur $(\Delta n_{pe^-}^{diff})^2$, car la variance est calculée sur la différence de deux images, contrairement au paragraphe 3.3 où la variance est calculée pour une seule image.

3.5 Conclusion

Nous avons testé les capacités de notre caméra CCD, de rendement quantique élevé, à réaliser des mesures fiables sur le bruit de photons. Les expériences nous montrent le rôle majeur de l'inhomogénéité du gain des pixels dans la dérive de la variance au delà de la distribution poissonienne. Ainsi, nous avons démontré la nécessité de calibrer chaque pixel par rapport aux autres, afin d'éliminer tout bruit d'inhomogénéité et de retrouver en toutes circonstances une distribution poissonienne. De plus, nous pensons que ces recherches sont un pas important et nécessaire pour caractériser les fluctuations quantiques spatiales sub-poissoniennes dans le but de démontrer les propriétés quantiques des images.

La caractérisation expérimentale de la distribution poissonienne spatiale de photons sur une seule image est réalisable, en prenant néanmoins des précautions quant à la présence de sources de bruits déterministes. Par ailleurs, nous avons vu, dans le paragraphe 3.3.1, que la différence entre deux images identiques permet de retrouver, sans difficulté, le bruit spatial de photons. Cette méthode de différence est extrêmement efficace pour éliminer les bruits déterministes, à condition que ces derniers soient reproductibles, ce qui constitue la limite

majeure de cette technique. Dans la suite de ce travail de thèse, nous travaillerons avec des images de faibles niveaux d'intensités. Les mesures de bruits de photons seront alors effectués par différences d'images. Nous n'utiliserons donc pas le calibrage du capteur car nous ne connaissons pas la fiabilité de cette méthode au cours du vieillissement du capteur. Cette méthode de calibrage est surtout intéressante pour les mesures de hauts flux lumineux et pour démontrer les corrélations sub-poissoniennes.

Bibliographie

- [1] 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.
- [2] “<http://www.lightcon.com/lc/scientific/laser.htm>”, (2004).
- [3] J. R. Janesick, T. Elliot, S. Collins, M. M. Blouke et J. Freeman, “Scientific charge-coupled devices”, *Opt. Eng.*, **26**, pp. 692 (1987).
- [4] “<http://www.roperscientific.com/>”, (2004).
- [5] T. B. Pittman, D. V. Strekalov, D. N. Klyshko, M. H. Rubin, A. V. Sergienko et Y. H. Shih, “Two-photon geometric optics”, *Phys. Rev. A*, **53**, pp. 2804 (1996).
- [6] A. Gatti, E. Brambilla, L. A. Lugiato et M. I. Kolobov, “Quantum Entangled Images”, *Phys. Rev. Lett.*, **83**, pp. 1763 (1999).
- [7] C. Poilane, E. Lantz, G. Tribillon et P. Delobelle, “Measurement of in-plane displacement fields by a spectral phase algorithm applied to numerical speckle photography for microtensile tests”, *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, **11**, pp. 131 (2000).

DEUXIÈME PARTIE

Fluctuations spatiales des photons
dans les images amplifiées par un
amplificateur paramétrique optique
en régime linéaire.

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 impulsif 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.

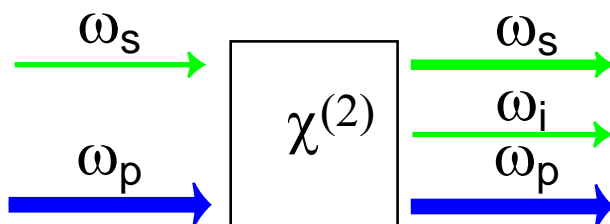


FIG. 4.1 – Schéma de principe de l'amplification paramétrique dans un milieu quadratique.

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

- 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 :

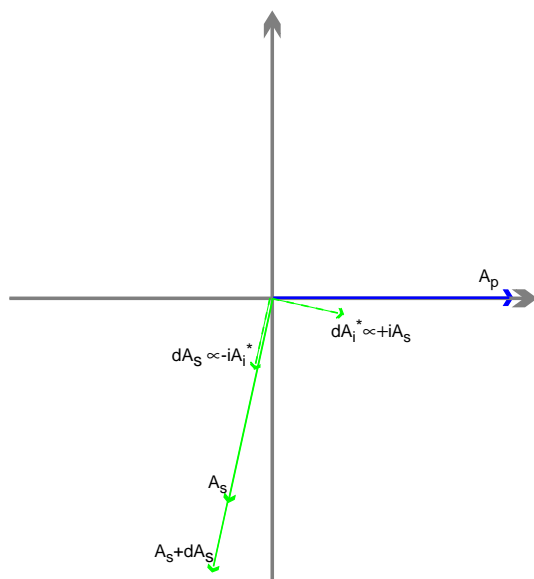
$$G_s(z) = \cosh^2\left(\frac{1}{2}gz\right) \quad (4.13a)$$

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

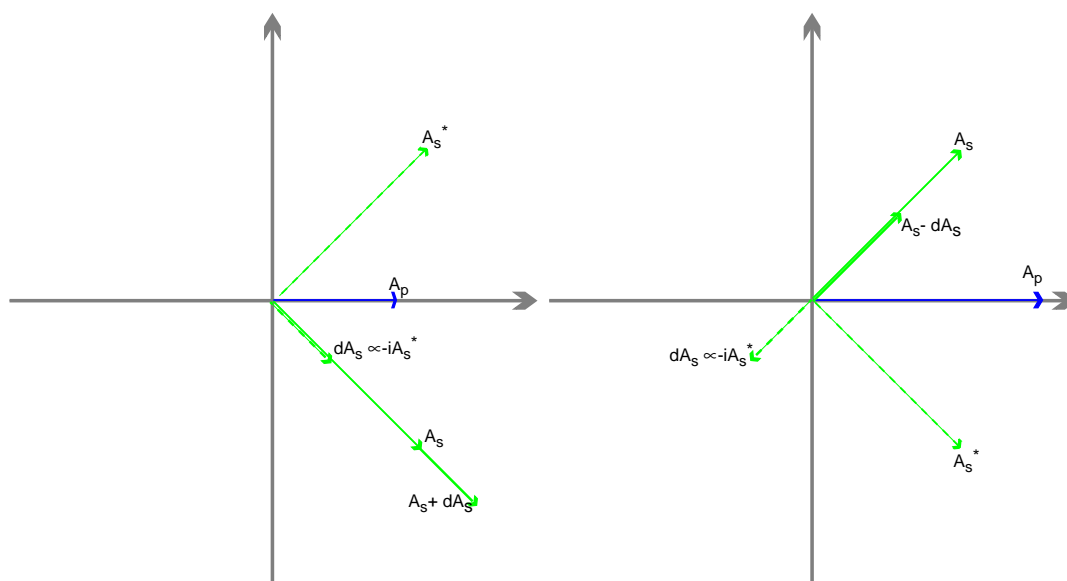
Ces deux expressions montrent que les gains d'amplification dépendent uniquement des caractéristiques géométriques et non linéaires du cristal employé et de la puissance de l'onde pompe. Le gain est donc insensible à la phase relative entre le signal, l'idler et la pompe (figure 4.2(a)). En effet, l'idler 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,

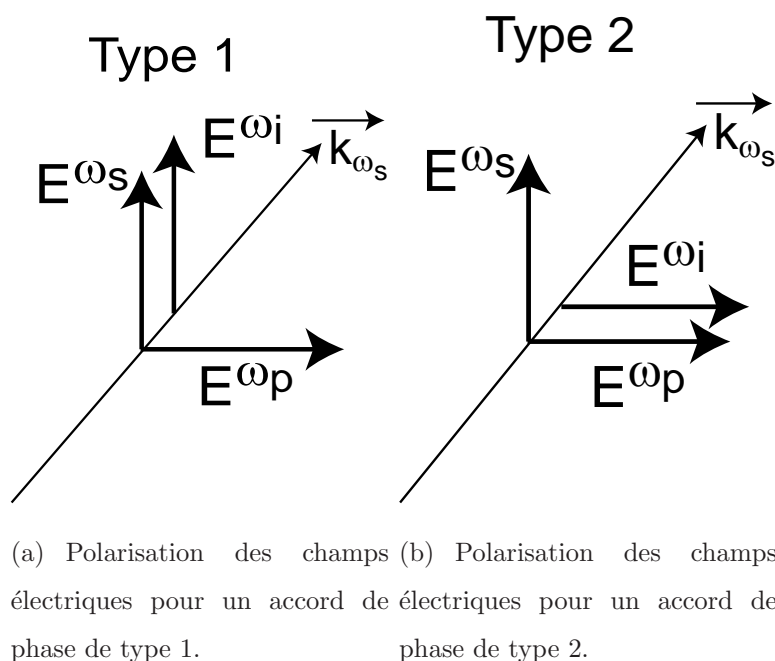


FIG. 4.3 – Types d'accord de phase possible en amplification paramétrique

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

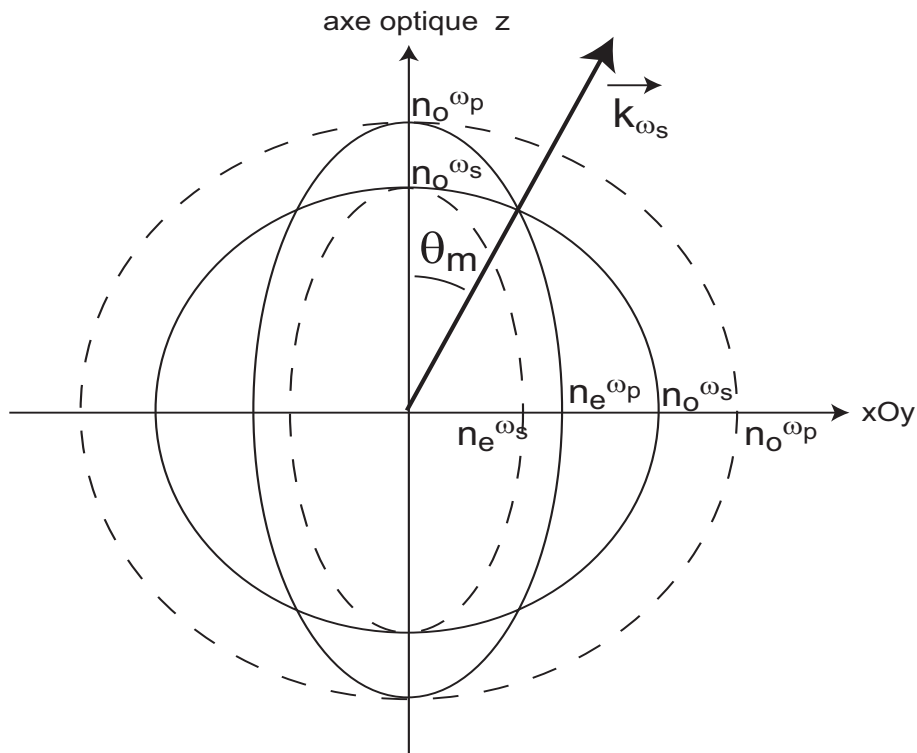


FIG. 4.4 – Représentation des indices vus par les ondes aux fréquences ω_s et ω_p en fonction de leur polarisation et de leur direction de propagation dans un cristal uniaxe négatif. L'intersection des courbes en trait plein donne la direction θ_m d'accord de phase possible entre ces deux ondes.

$n(\omega_s) = n_o^{\omega_s}$, 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-

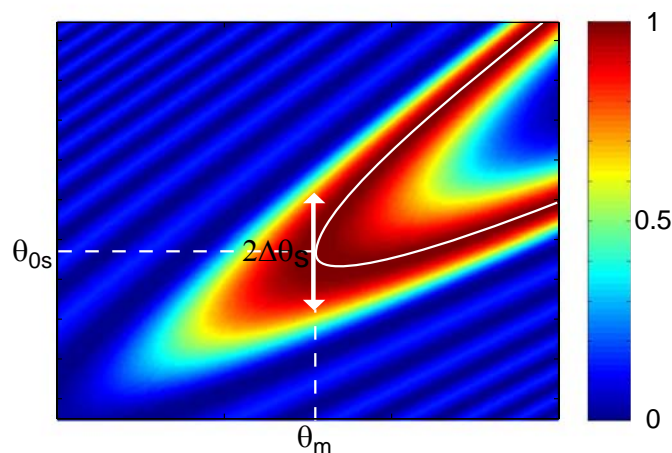


FIG. 4.5 – *Acceptance angulaire du signal $\Delta\theta_s$ en ordonnée fonction de l'incidence de la pompe en abscisse. L'accord de phase parfait est symbolisé par le trait blanc continu. La valeur du gain paramétrique normalisé est indiquée à droite.*

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

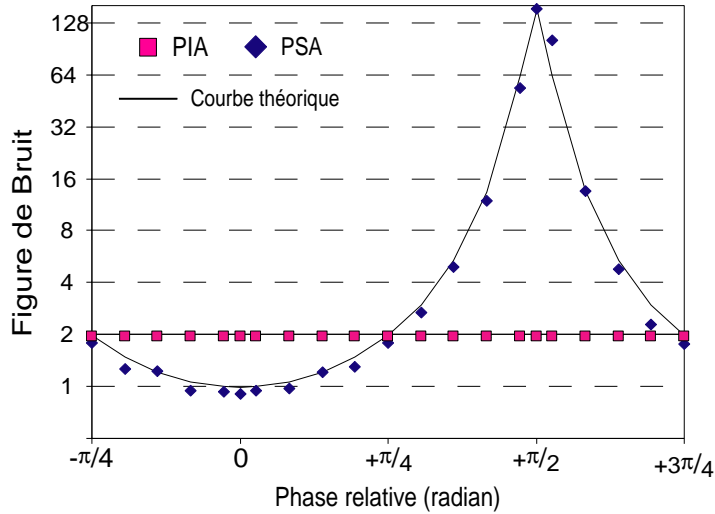


FIG. 4.6 – Évolution de la figure de bruit en fonction de la phase relative φ_q du signal pour $\langle m \rangle_{in} = 50$ pht.

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

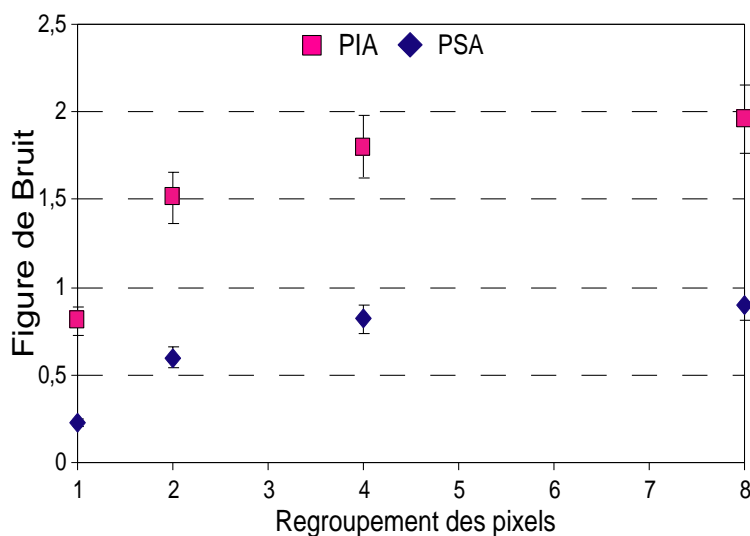


FIG. 4.7 – Évolution de la figure de bruit en fonction du regroupement des pixels (binning) pour une phase relative $\varphi = 0$.

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,

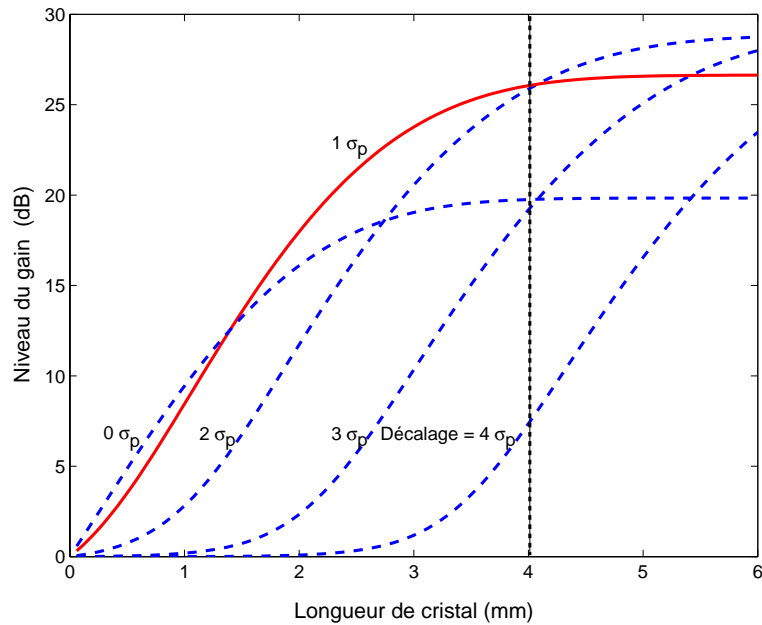


FIG. 4.8 – Évolution du gain en fonction de la longueur d'interaction pour différents décalages d'impulsions. Le niveau de gain, exprimé en dB, n'est pas représentatif du gain réel. Les décalages d'impulsions sont notés en fonction de l'avance de la pompe sur le signal et exprimés en largeur à $1/e$.

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

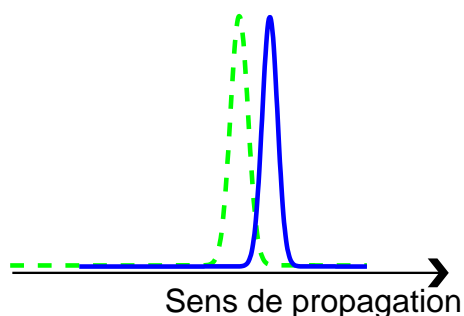


FIG. 4.9 – Position relative théorique des impulsions pompe (trait plein) et signal (trait pointillé) à l’entrée du cristal pour une amplification optimale.

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 : $dn_{o,e}/dT < 10^{-5} \text{ K}^{-1}$.

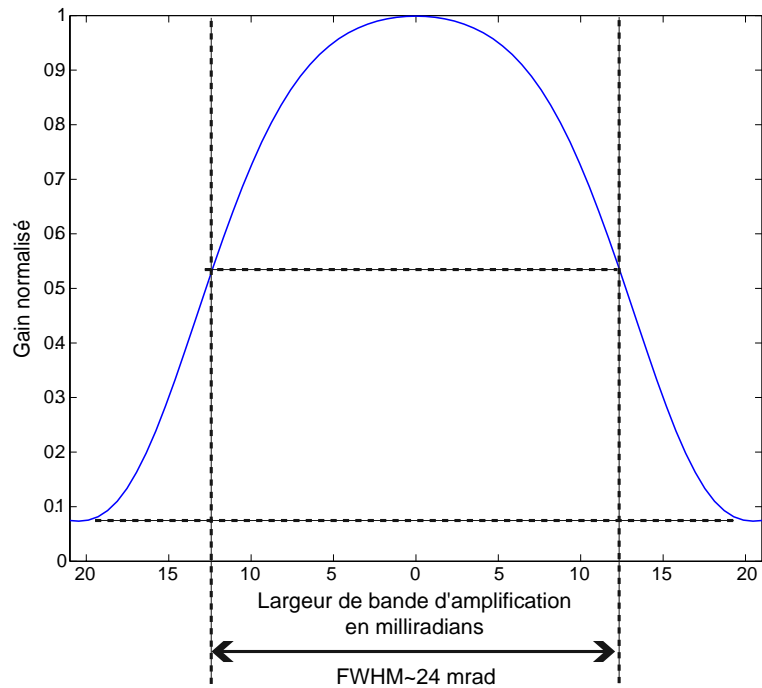
4.4.2 Résolutions théorique et expérimentale

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 (*mrاد*) 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 :

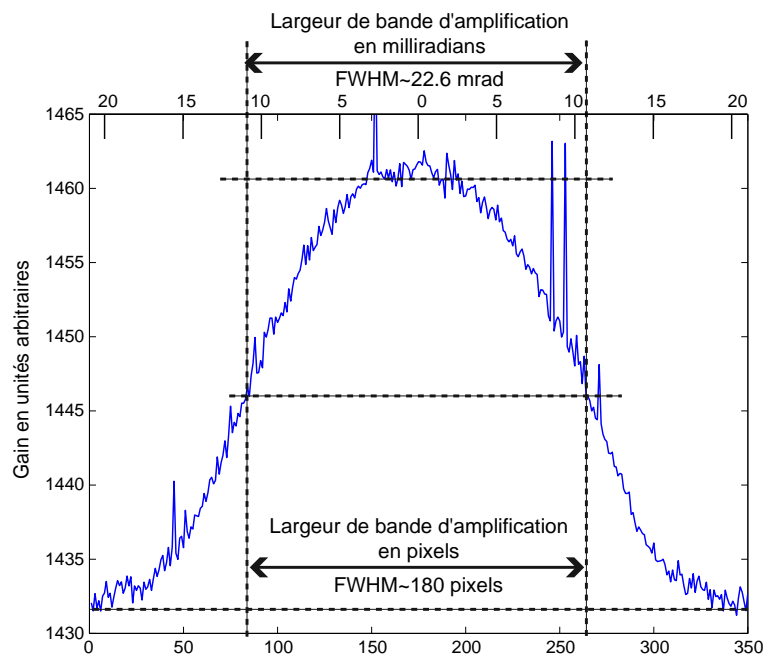
- Valeur théorique : $2\Delta\theta_s = 24 \text{ mrاد}$.
- Valeur expérimentale : $2\Delta\theta_s = \frac{(180 \text{ pix} \times 2.10^{-2} \text{ mm})}{160 \text{ mm}} \simeq \pm 22.6 \text{ mrاد}$.

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).

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

5.1 Introduction

Dans 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 poissoniennes. 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

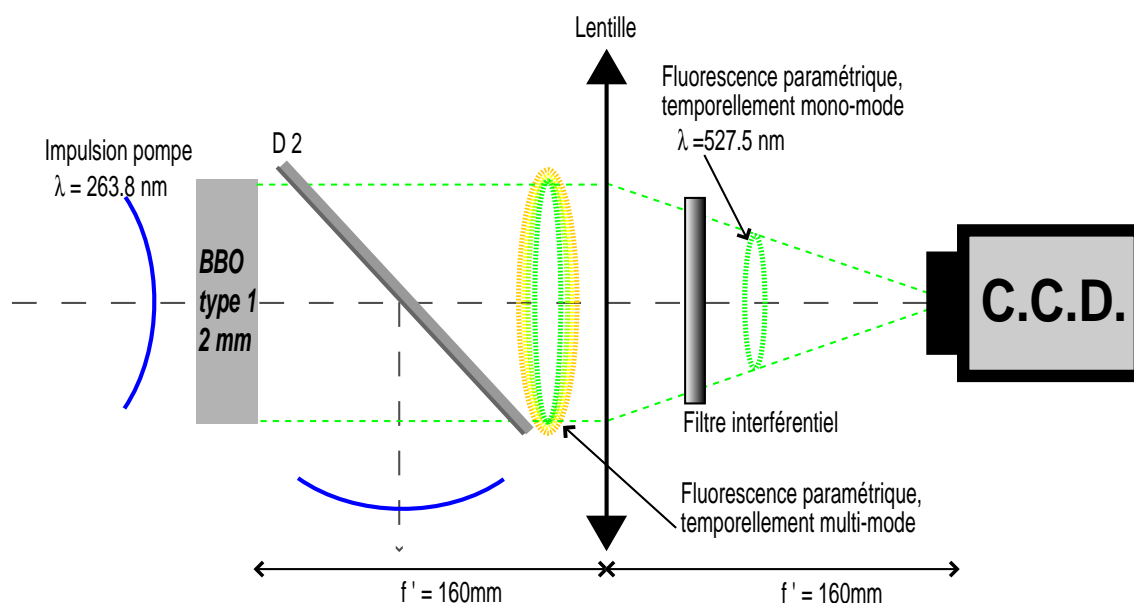


FIG. 5.1 – Montage expérimental propre à la caractérisation de la distribution spatiale de Bose-Einstein de la fluorescence paramétrique.

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 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 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 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 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

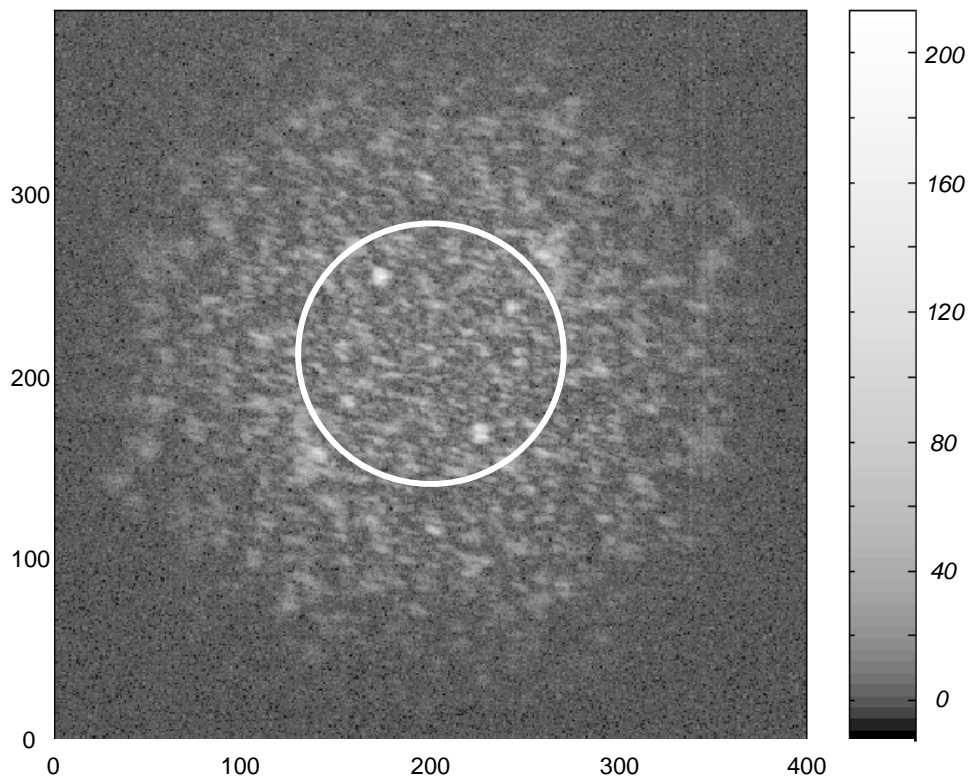


FIG. 5.2 – *Spectre spatial de la fluorescence paramétrique enregistrée pour un seul tir laser. Le cercle blanc symbolise la zone de statistique. Les coordonnées sont en pixels. L'échelle d'intensité en photo-électrons est représentée sur la droite de l'image.*

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

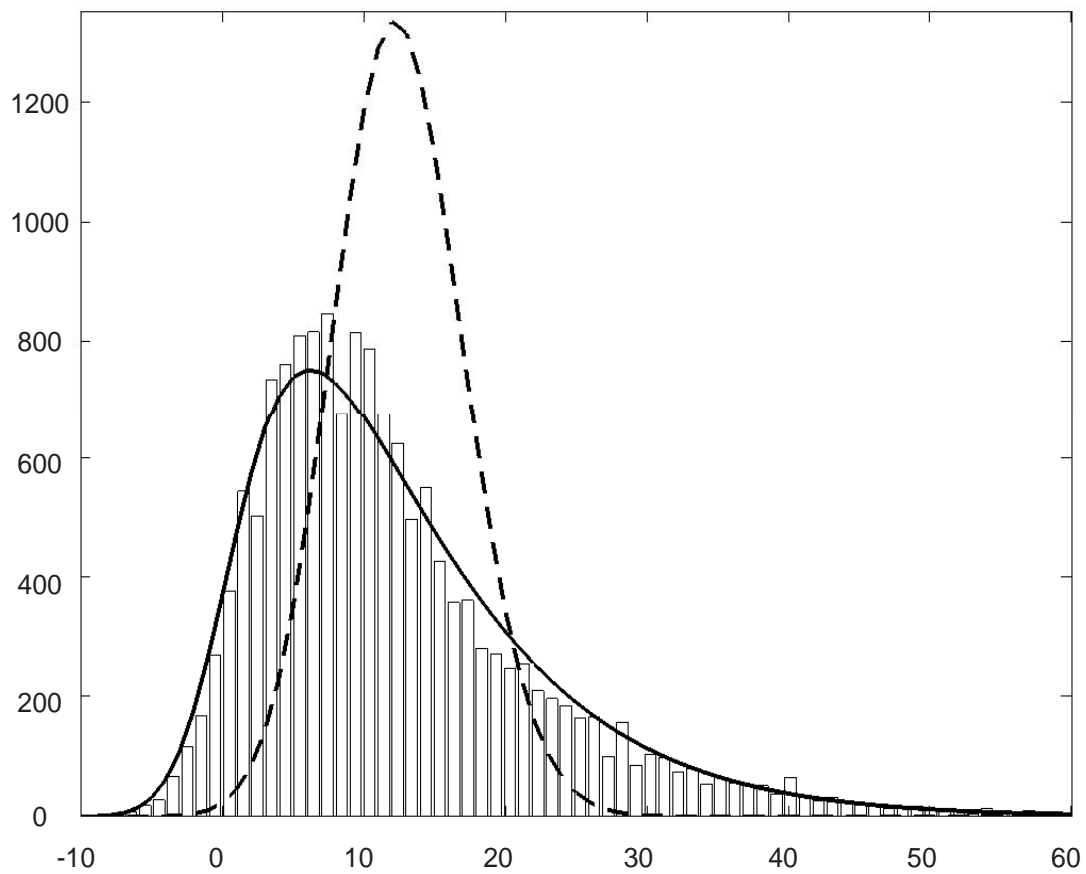


FIG. 5.3 – Histogramme issu de l'image présentée en 5.2. L'abscisse exprime l'intensité en photo-électrons, l'ordonnée le nombre de pixels. Le trait plein correspond à la courbe théorique de la distribution de Bose-Einstein et le trait pointillé à celle de Poisson.

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 résultats¹. La

\bar{n}_{pe^-}	9.9	12.2	14.9	18.2	22	1.2×10^8
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.

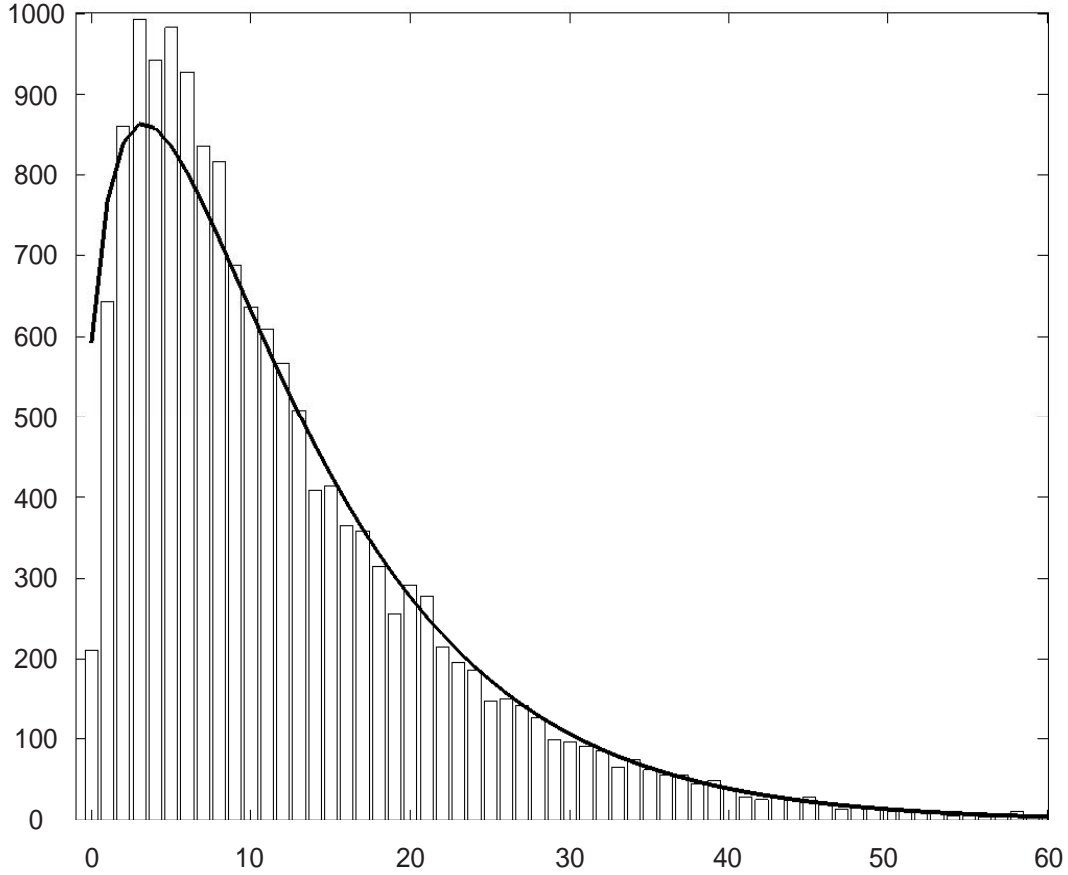


FIG. 5.4 – Histogramme issu d'une simulation numérique pour une intensité moyenne de $\bar{n}_{pe^-} = 12.2 \text{ pe}^- \cdot \text{pix}^{-1}$ et courbe théorique de la distribution de Bose-Einstein. L'abscisse exprime l'intensité en photo-électrons, l'ordonnée le nombre de pixels.

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 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

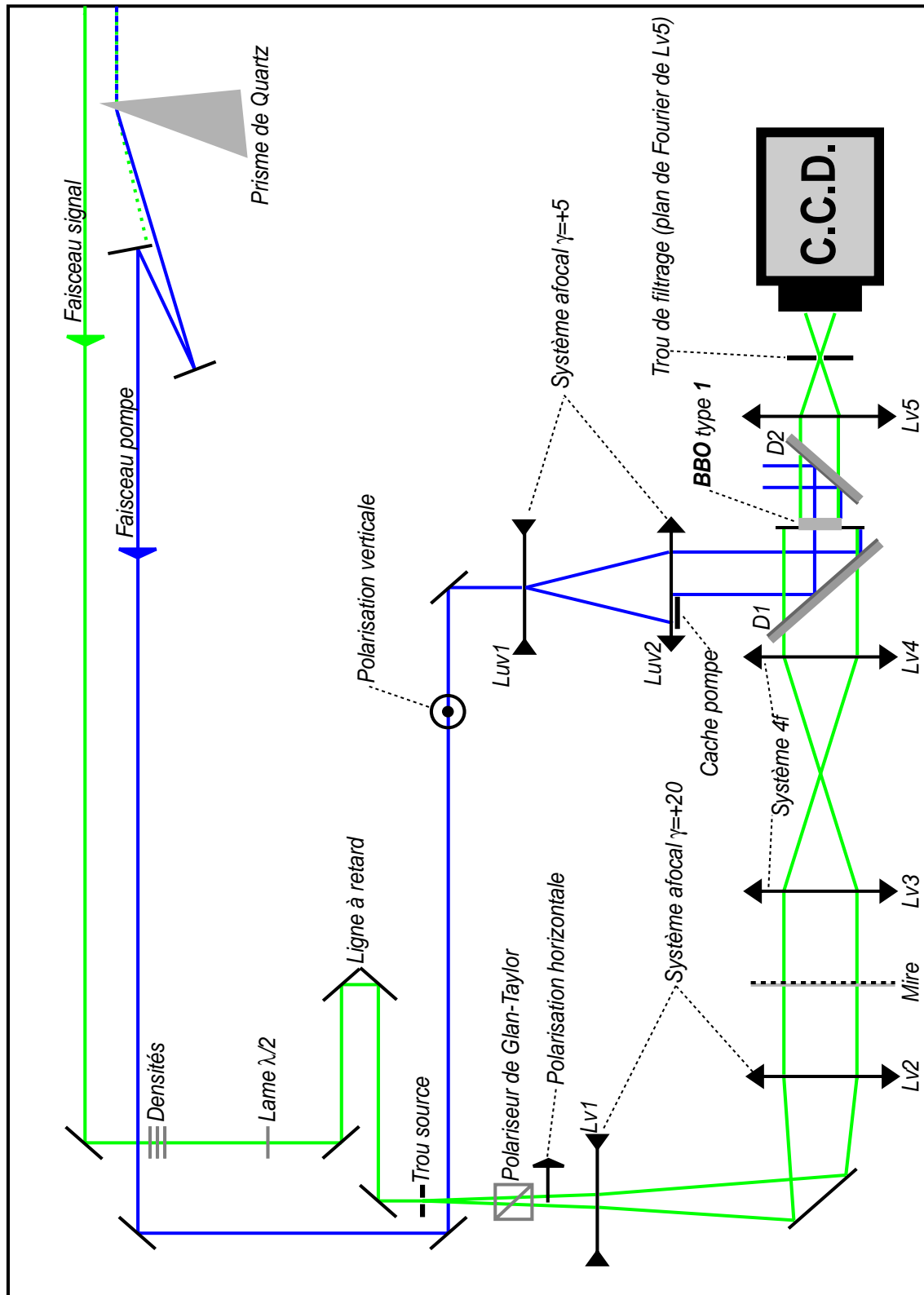


FIG. 5.5 – Montage expérimental.

une surface supérieure à celle du cristal, une onde plane qui illumine deux gros traits d'une mire de résolution *USAF* (0.5 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 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

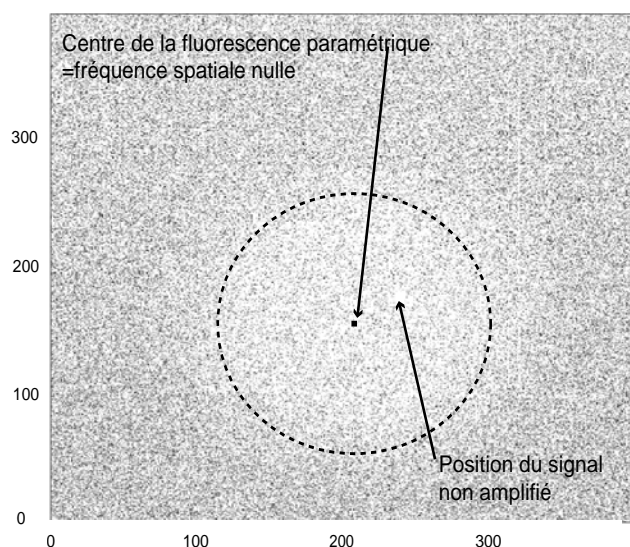


FIG. 5.6 – Position du signal par rapport au spectre spatial de la fluorescence paramétrique symbolisée par le cercle pointillé. Les coordonnées sont en pixels.

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 (ν_{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 5×5 . 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

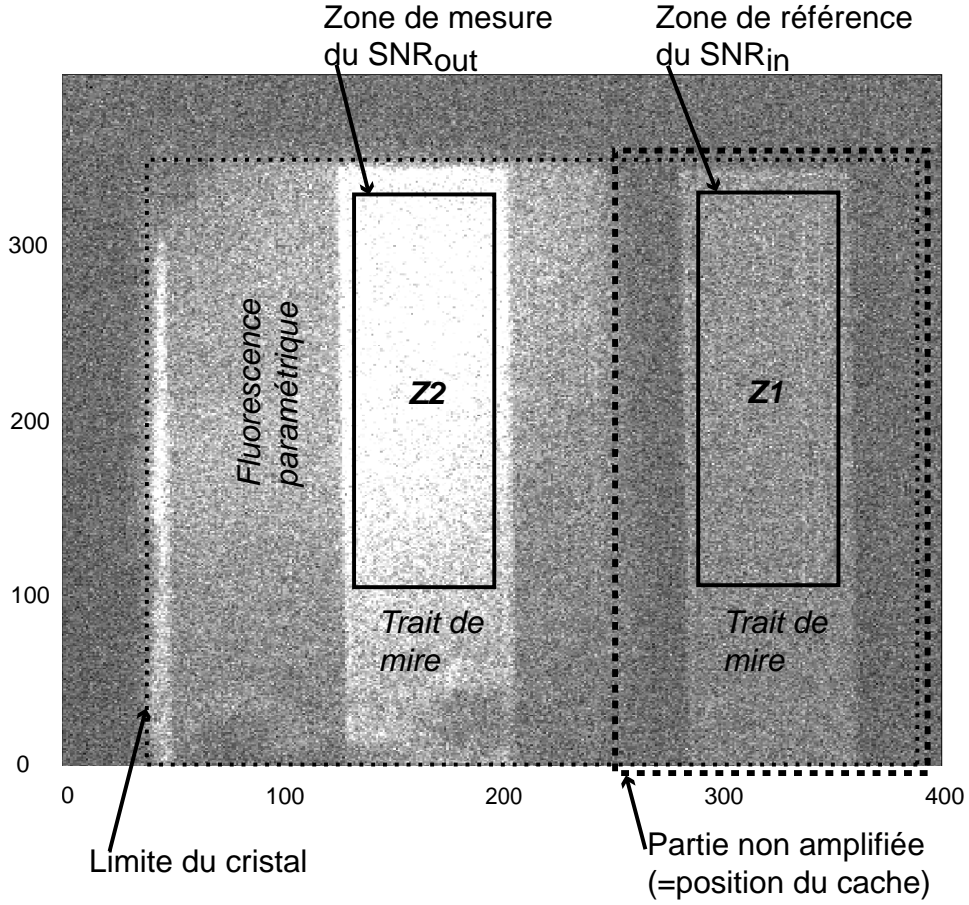


FIG. 5.7 – Image amplifiée typique. Les coordonnées sont en pixels. Les rectangles en traits pleins indiquent les zones de statistiques. Celui en petits pointillés symbolise les bords du cristal et celui en gros pointillés, la partie de l'image non amplifiée.

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 γ 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 γ 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

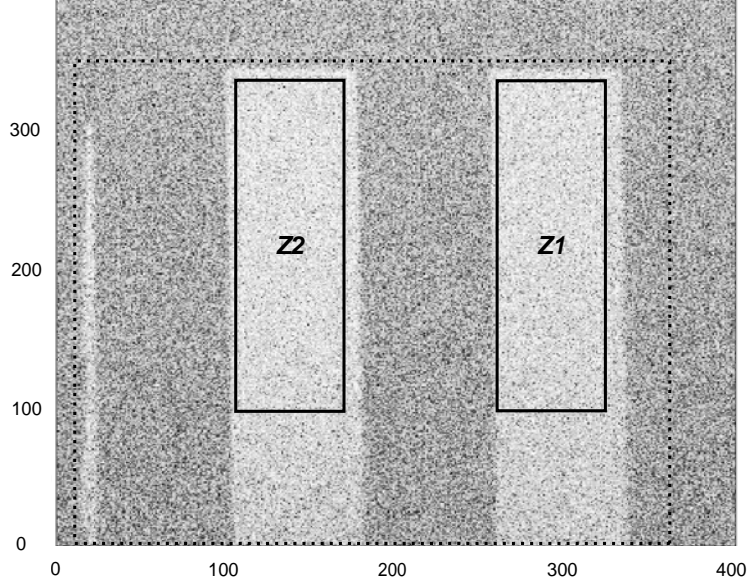


FIG. 5.8 – Image non amplifiée des traits de mire utilisés pour évaluer γ_{AIP} . Les coordonnées sont en pixels.

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

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

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

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

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

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 γ est calculé pour chaque image de la série puis nous employons la valeur

moyenne :

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

Ainsi, nous pourrons 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.

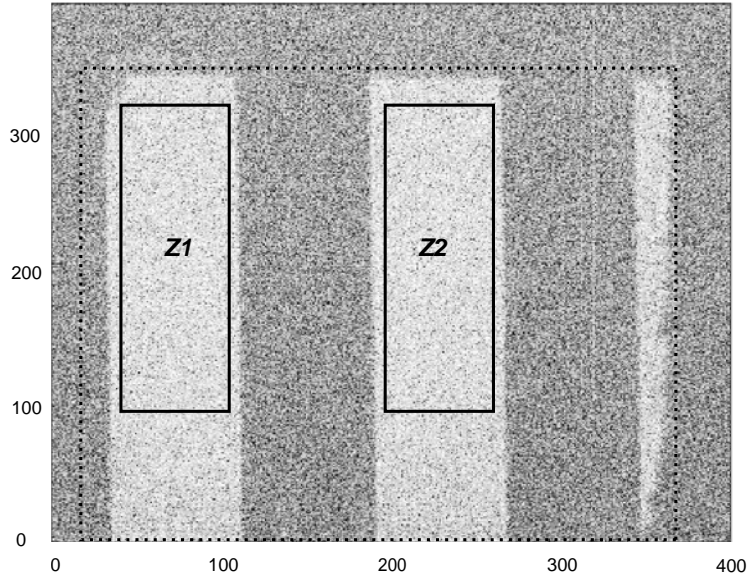


FIG. 5.9 – Image non amplifiée des traits de mire utilisés pour évaluer γ_{ASP} . La position relative des deux zones de statistique a été inversée. Les coordonnées sont en pixels.

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

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

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

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

Les valeurs des moyennes et des variances valident l'hypothèse poissonienne pour des pixels non regroupés. Le coefficient γ 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

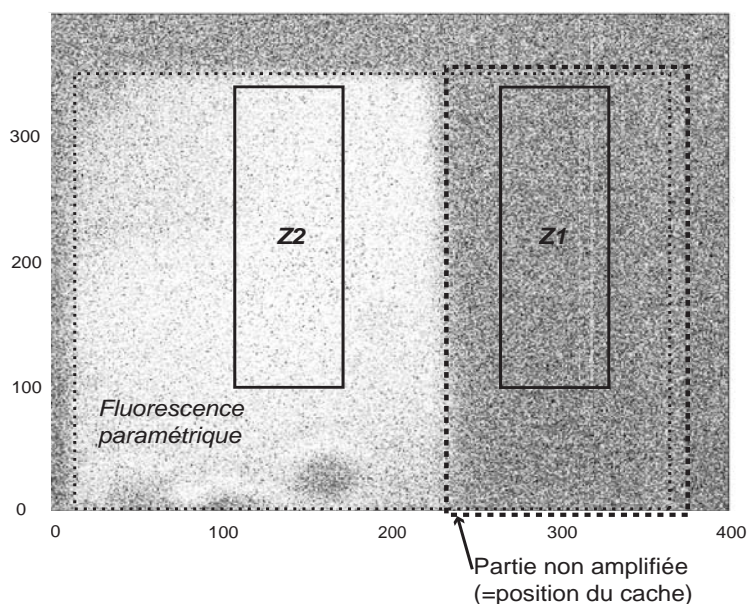


FIG. 5.10 – Image de la fluorescence paramétrique de la configuration AIP. Les coordonnées sont en pixels.

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

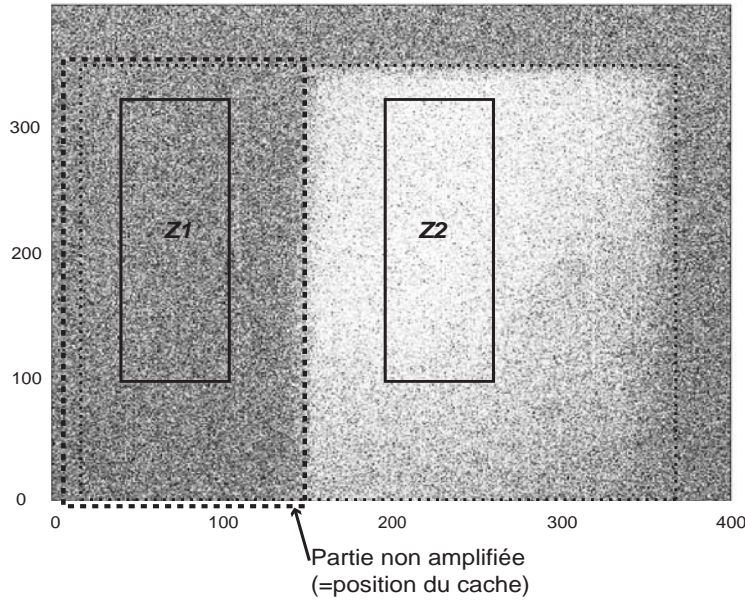


FIG. 5.11 – Image de la fluorescence paramétrique de la configuration ASP. Les coordonnées sont en pixels.

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_ϵ . 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 :

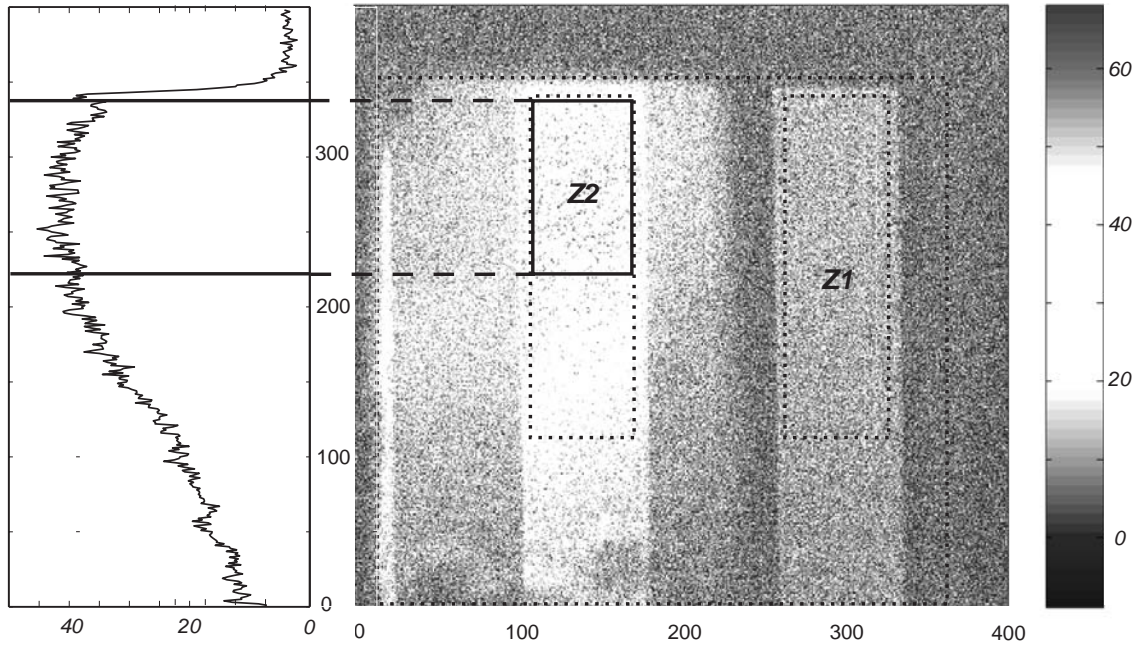
$$\eta_{tot} = \eta_{opt} \times \eta_{CCD} = 0.64 \times 0.9 = 0.58 \pm 0.10 \quad (5.23)$$

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

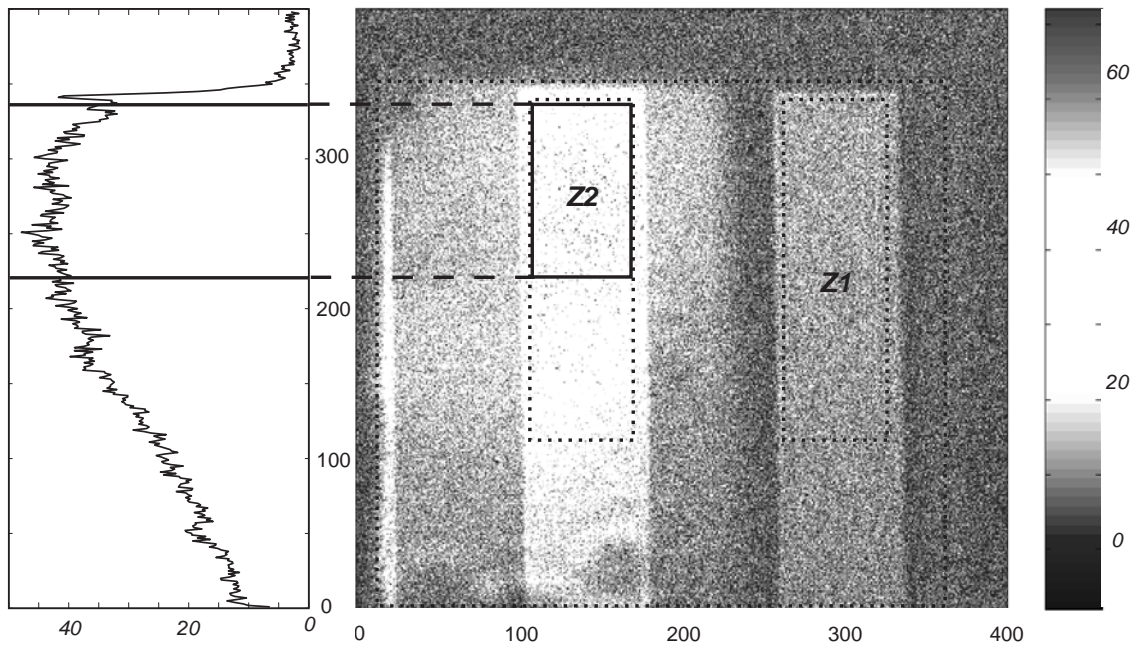
5.5 Figures de bruit expérimentales de l'APO

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 γ_{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.

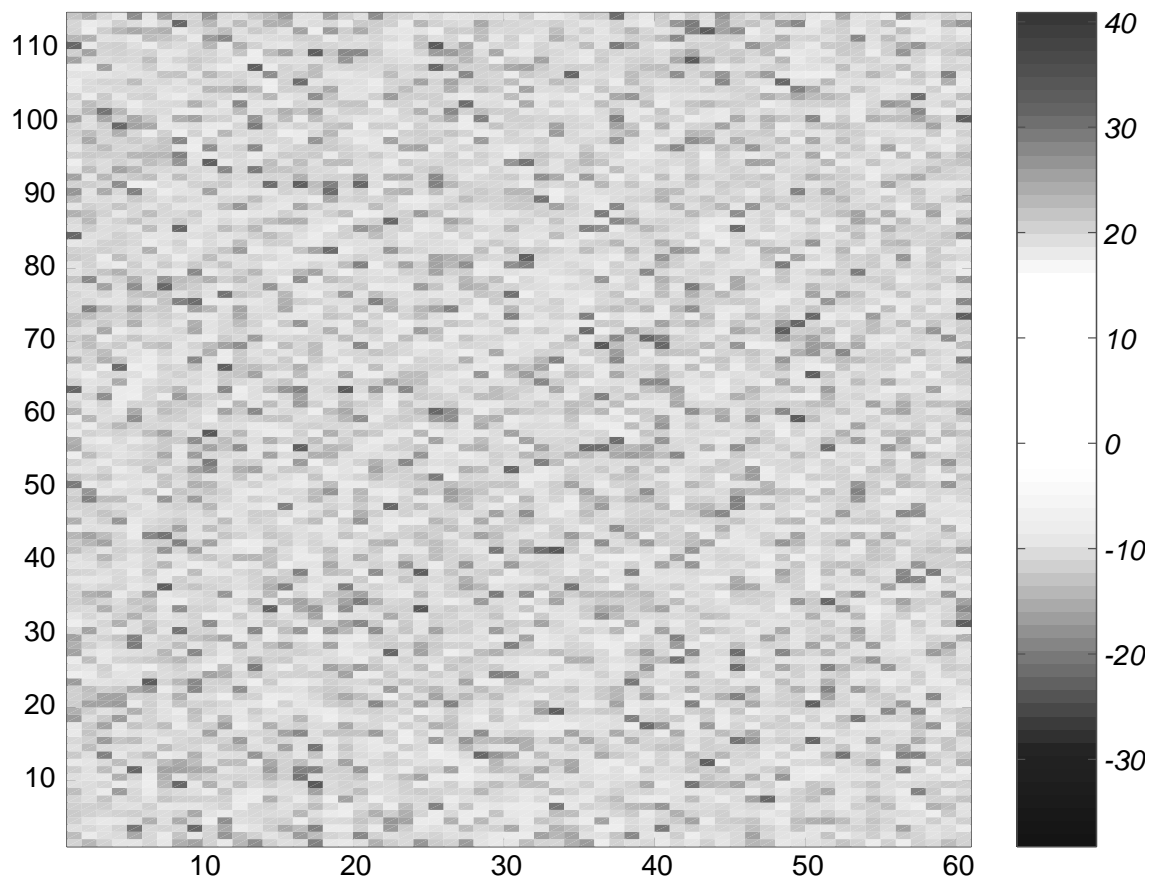


FIG. 5.13 – Image de la différence des deux images présentées en 5.12. Les coordonnées sont en pixels.

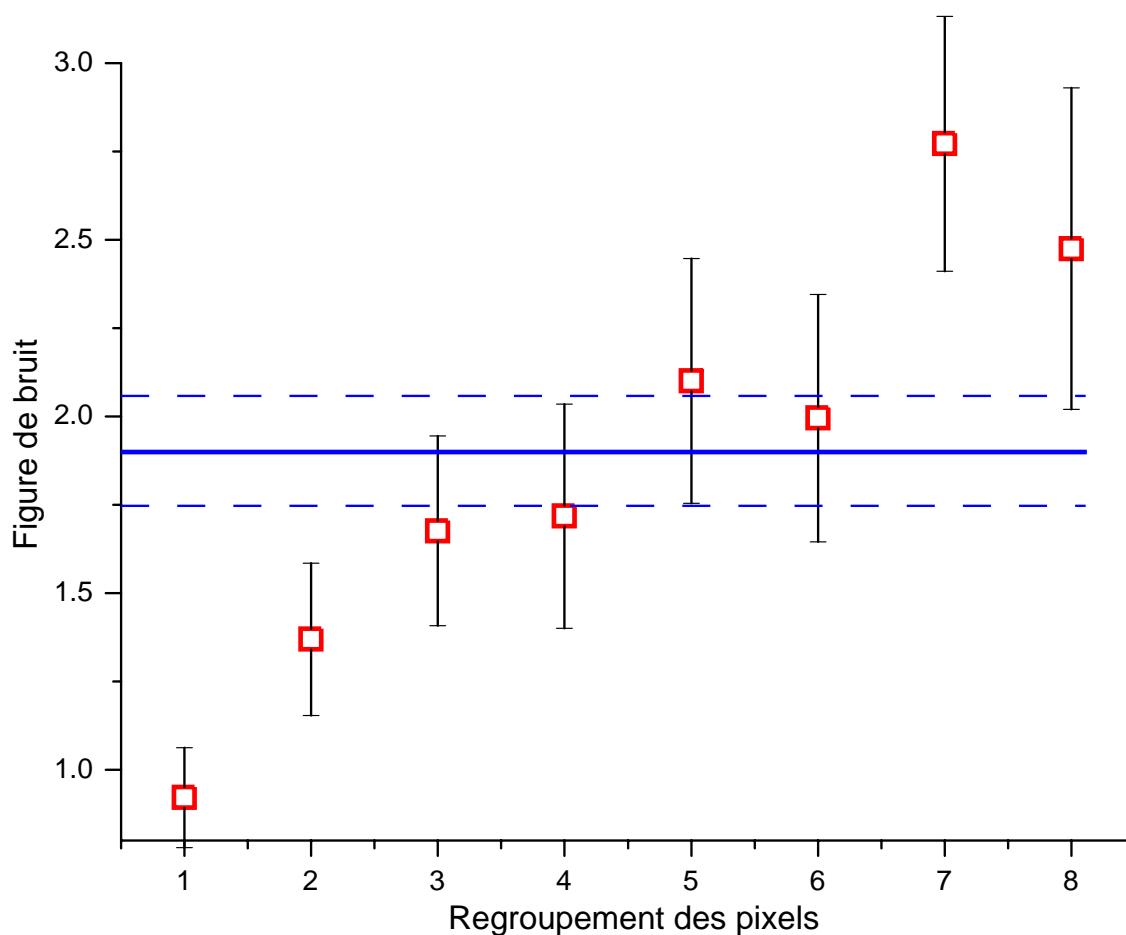


FIG. 5.14 – Figure de bruit de la configuration AIP en fonction du regroupement des pixels. Les carrés rouges représentent les valeurs expérimentales. Le trait plein bleu représente le seuil théorique calculé. Les traits pointillés bleus sont les seuils extrêmes calculés d'après l'incertitude absolue 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 5×5 et de 6×6 , 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 8×8 comme le montre le tableau 5.3.

Bin	1×1	2×2	3×3	4×4	5×5	6×6	7×7	8×8
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}	$7.8 \text{ pe}^- .\text{pix}^{-1}$	$8.1 \text{ pe}^- .\text{pix}^{-1}$
$\bar{n}_{\text{pe}^-}^{Z_2}$	$38.2 \text{ pe}^- .\text{pix}^{-1}$	$43.8 \text{ pe}^- .\text{pix}^{-1}$
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 7×7 comme le confirme le tableau 5.5. Le seuil théorique de la figure de bruit est également valable à partir du regroupement

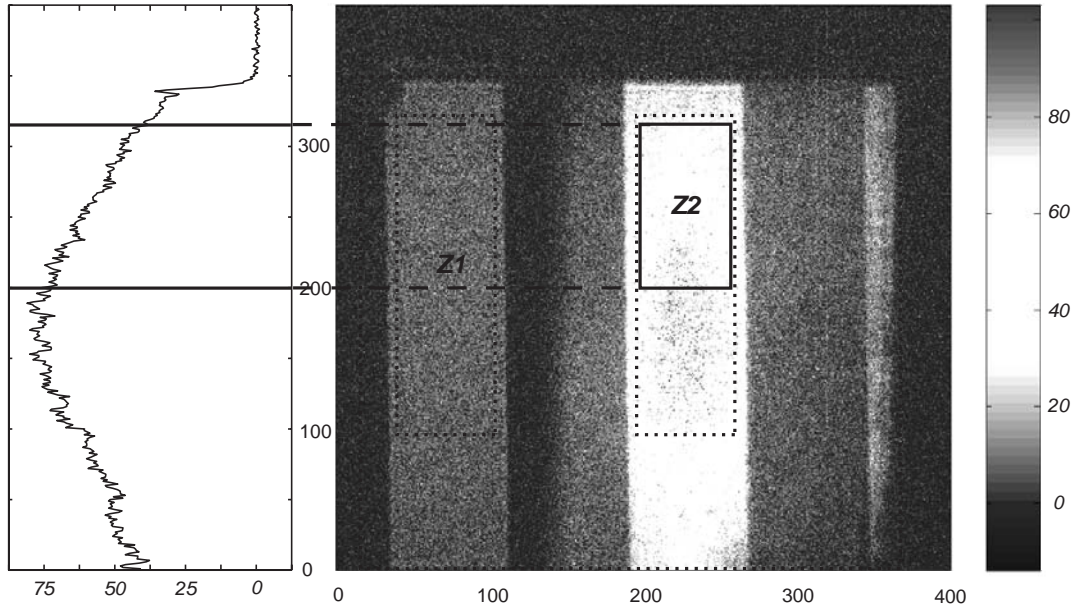
Bin	1×1	2×2	3×3	4×4	5×5	6×6	7×7	8×8
Nombre de pixels	7076	1740	760	435	276	190	128	98

TAB. 5.5 – Nombre d'éléments statistiques considérés.

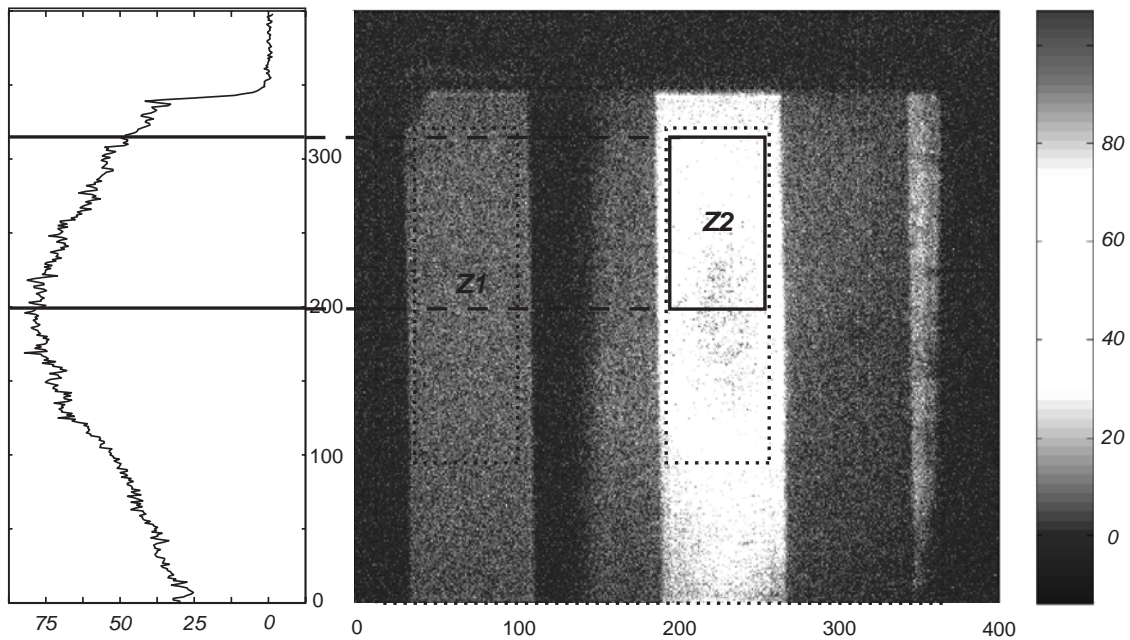
des pixels minimal estimé en 5.4.1 (i-e $5 \times 5 \text{ pix}^2$). Nous injectons le gain moyen du couple d'images et le rendement quantique total donné en 5.23 dans l'équation 4.25. La valeur seuil est :

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

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.

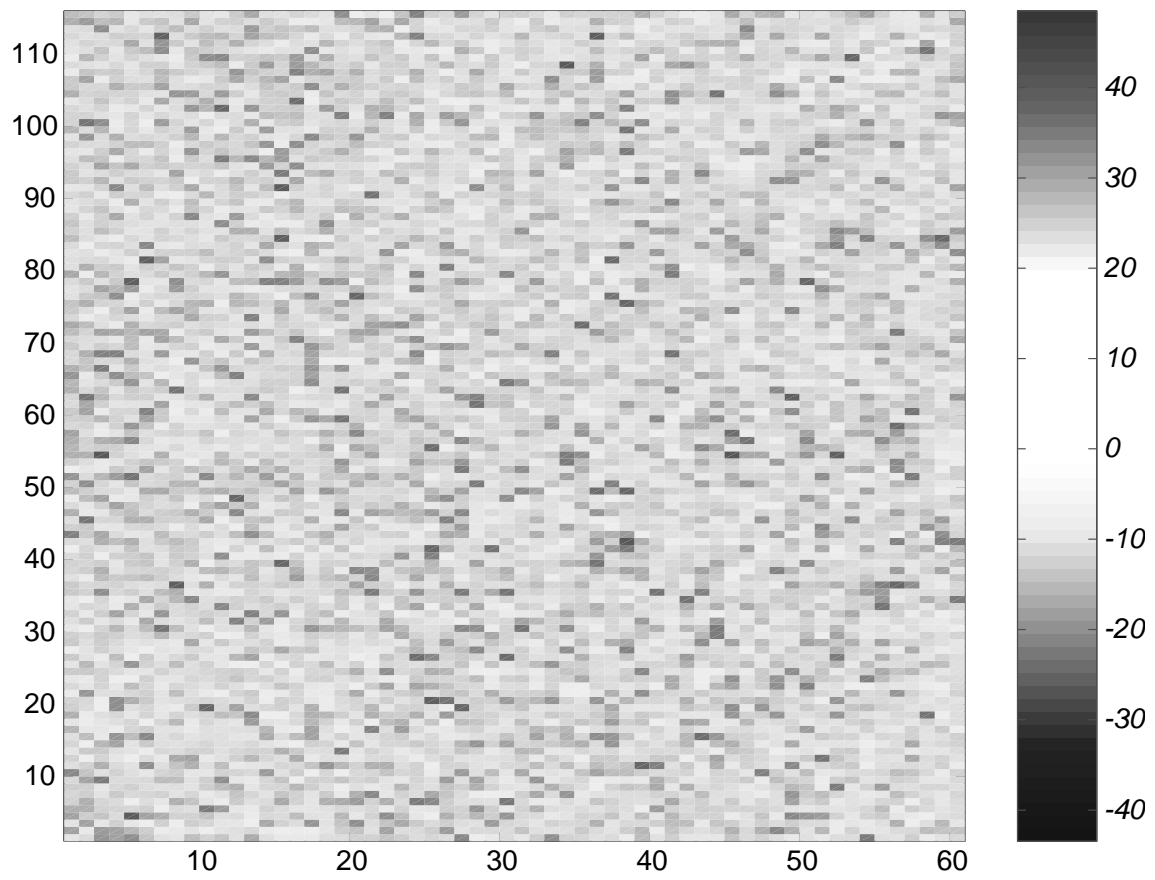


FIG. 5.16 – Image de la différence des deux images présentées en 5.15. Les coordonnées sont en pixels.

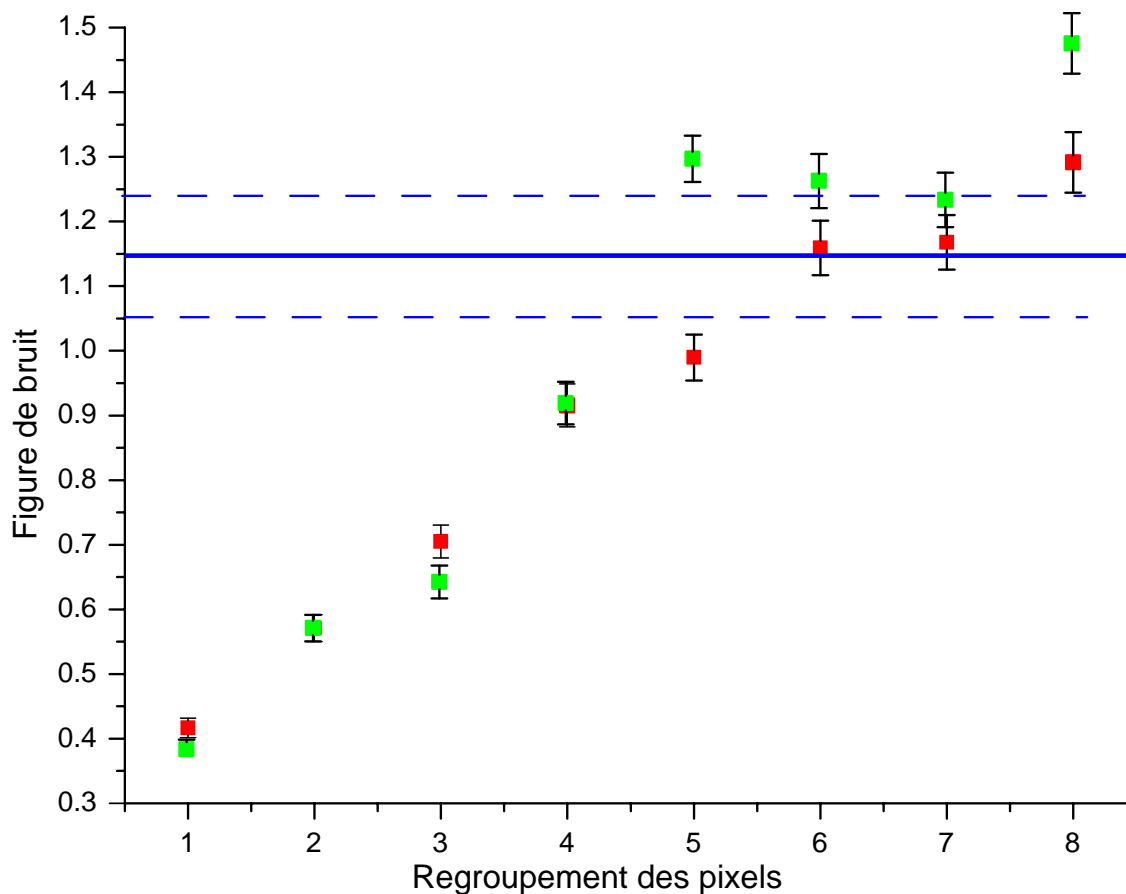


FIG. 5.17 – *Figure de bruit de la configuration ASP en fonction du regroupement des pixels. Les carrés rouges représentent les valeurs expérimentales avec leur incertitude relative des deux images présentées. Les carrés verts correspondent à un autre couple d'images non présenté. Le trait plein bleu 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.

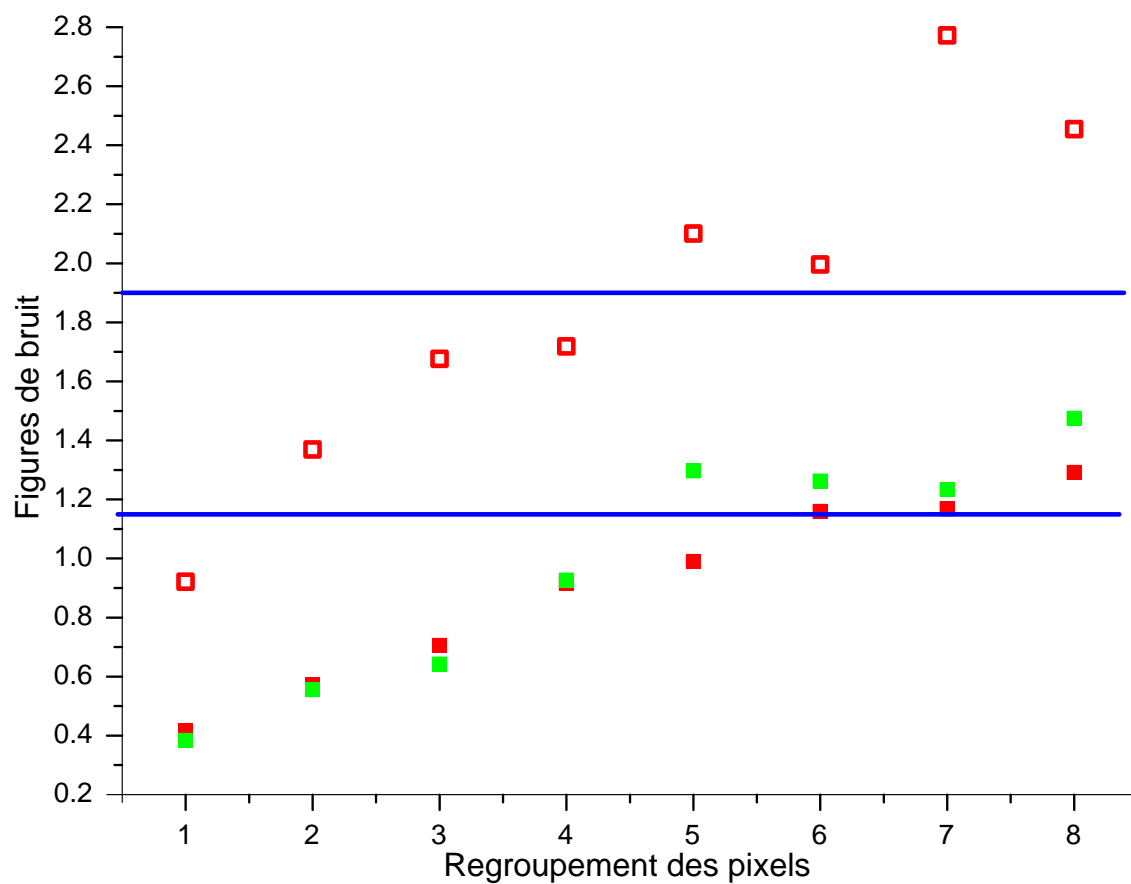


FIG. 5.18 – *Figures de bruit AIP et ASP en fonction du regroupement des pixels.*

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).

Conclusion générale

Ce mémoire regroupe plusieurs caractérisations expérimentales de fluctuations spatiales du nombre de photons dans les images. Pour cela, nous avons employé la même technique d'enregistrement basée sur la détection directe de l'intensité lumineuse de l'image à l'aide d'un capteur CCD silicium. Ensuite, à partir de la statistique de l'intensité des pixels et en tenant compte des bruits d'obscurité et de lecture du capteur CCD nous avons établi la distribution du nombre de photons. Tous les résultats sont obtenus pour des statistiques purement spatiales car les mesures sont réalisées à partir de grandeurs spatiales issues d'images chacune produite par un seul et unique tir laser.

Dans une première partie, nous avons mesuré le bruit spatial de photons dans des images non amplifiées, constituant un préalable indispensable à la caractérisation des propriétés de bruit des APO.

Tout d'abord nous nous sommes intéressés au détecteur proprement dit. Le comportement et les performances du capteur CCD nous ont orienté vers le domaine visible à la longueur d'onde du second harmonique du laser employé ($\lambda = 527.5 \text{ nm}$) car le rendement quantique est excellent ($\eta = 90\%$) et la détection des photons est nette. En effet, dans le domaine du proche infrarouge ($\lambda = 1055 \text{ nm}$), des phénomènes tels que l'“etaloning” et la diffusion des photons dans le capteur empêchent toutes statistiques de la distribution du nombre de photons détectés.

Ensuite, nous avons mesuré le bruit spatial de photons présent dans les images. Pour de fortes intensités, nous avons mis en évidence le rôle de l'inhomogénéité de la réponse des pixel qui altère la statistique. Ainsi, il est nécessaire de calibrer chaque pixel par rapport aux

autres, afin d'éliminer ce bruit d'inhomogénéité et de retrouver la distribution de Poisson sur toute la dynamique du capteur. Par ailleurs, la mesure de la demi-variance de la différence entre deux images identiques permet de retrouver facilement le bruit spatial de photons avec ou sans le calibrage du capteur. Cette méthode de différence est extrêmement efficace pour éliminer les bruits déterministes, à condition que ces derniers soient reproductibles.

Dans une deuxième partie, nous avons étudié et réalisé expérimentalement l'amplification paramétrique sans bruit spatial d'une image. En regard des performances du capteur CCD et de la source laser disponible, nous avons déterminé un schéma d'amplification permettant d'étudier les propriétés quantiques de l'APO en terme de figure de bruit. Il est constitué par un fond lumineux continu de longueur d'onde $\lambda = 527.5 \text{ nm}$ qui est amplifié dans un cristal de BBO de type 1 à l'aide d'une onde pompe ultraviolette de longueur d'onde $\lambda = 263.75 \text{ nm}$. Pour un accord de phase colinéaire, cet APO est sensible à la phase. Seule une interaction non colinéaire qui lève la dégénérescence signal/idler permet d'étudier l'amplification insensible à la phase en détectant uniquement le signal.

Avant la caractérisation expérimentale des figures de bruit de l'APO, nous avons étudié la distribution des fluctuations spatiales de la fluorescence paramétrique. L'emploi d'impulsions brèves ($\delta t \sim 1 \text{ ps}$) combiné à un filtrage temporel étroit en regard de la largeur spectrale de la fluorescence paramétrique a permis la détection des fluctuations spatiales de la fluorescence paramétrique avec un contraste proche de un et de caractériser une distribution de Bose-Einstein pure. Cela montre également le rôle fondamental des conditions de détection sur la nature de la distribution observée.

Ensuite, nous avons observé les fluctuations spatiales du nombre de photons dans les images amplifiées à l'aide d'un APO sans cavité optique. La mise au point d'un protocole unique de mesure de la figure de bruit de l'APO après détection permet la comparaison des configurations AIP et ASP. Dans le cas d'une AIP, nous avons également mis en évidence la dégradation du SNR . Et pour la configuration ASP, nous avons réalisé la première amplification paramétrique d'images sans bruit spatial. Pour chaque configuration d'amplification, les valeurs expérimentales sont en accord avec la figure de bruit attendue pour une cellule de détection égale ou supérieure à la cellule de résolution de l'APO et cela pour un nombre important d'éléments statistiques. Certes, la technique de différence d'images et l'absence de

CONCLUSION GÉNÉRALE

contrôle de la phase relative rendent la mesure statistique très difficile. Néanmoins, la comparaison entre les deux configurations d'amplification renforce la pertinence des résultats.

Ce travail expérimental qui valide les prévisions théoriques est un premier pas vers l'amélioration de la détection des images de faible niveau par des détecteurs limités par le rendement quantique et/ou le fort bruit d'obscurité.

Publications

Retrieval of spatial shot-noise in the full dynamic range of calibrated CCD cameras

Y. Jiang^{1,2}, O. Jedrkiewicz¹, S. Minardi¹, P. Di Trapani¹, A. Mosset³, E. Lantz³, and F. Devaux^{3,a}

¹ INFN and Department of Chemical, Physical and Mathematical Sciences, University of Insubria, Via Valleggio 11, 22100 Como, Italy

² Department of Electronic Science and Applied Physics, Fuzhou university 350002, P.R. China

³ Laboratoire d'Optique P.M. Duffieux^b, Université de Franche-Comté, UFR des Sciences et Techniques, route de Gray, 25030 Besançon Cedex, France

Received 9 September 2002 / Received in final form 16 October 2002

Published online 21 January 2003 – © EDP Sciences, Società Italiana di Fisica, Springer-Verlag 2003

Abstract. The pixel by pixel calibration of a scientific CCD camera allows Poissonian statistics of the spatial fluctuations of a uniform enlightening to be retrieved in the full range of the camera dynamic. The procedure works efficiently for thermal as well as for laser sources, provided that the wavelength and the coherence properties of the source are chosen in order to avoid the formation of equal thickness fringes in the chip (etaloning effect). Calibration allows also the comparison at the shot noise level of images recorded at different places on the chip.

PACS. 41.85.Ew Beam profile, beam intensity – 42.50.Ar Photon statistics and coherence theory – 42.50.Lc Quantum fluctuations, quantum noise, and quantum jumps – 42.79.-e Optical elements, devices, and systems

1 Introduction

Reducing quantum fluctuations of light in imaging system has recently attracted a considerable interest. Phenomena now well-known in the time-domain have been considered for their counterpart in the spatial domain, leading to effects like noiseless image amplification [1–3], image entanglement [4, 5], or generation of multimode squeezing [6, 7]. Quantum fluctuations are described by ensemble averages often estimated by time averages, if the signal is stationary in time. However they can also be estimated by spatial averages, if the signal is stationary in space on a sufficiently large area. To study the spatial properties of parametric down-conversion or amplification in the travelling-wave regime for the achievement of two quantum entangled copies of an input image [4, 8, 9], spatial fluctuations of quantum origin must be correctly retrieved and separated from the classical spatial noise introduced either by the optical system or by the camera. Since the standard shot noise obeys a Poissonian statistics (variance equal to the mean), this quantum noise becomes very low in relative value for high illumination levels and the classical noise, that is in general proportional to the illumination level, could become predominant. Hence, the elimination of spatial classical noise in the maximum range of

intensities appears as a prerequisite to demonstrate specific quantum effects below the shot noise level. For example Gatti *et al.* [4] have shown that fluctuations in the intensity difference between an amplified image and its so-called “clone” can be made much below the shot noise. Because both images must be detected simultaneously, any classical noise, resulting in a non equal balance between pixels at the same place in both images, will overcome the detection of sub-shot noise correlations. We show in this paper that the calibration of a scientific CCD camera allows the retrieval of shot-noise statistics in the full dynamic range for a pixel compared with its neighbors as well as for the difference between two images of the same laser beam recorded at different places of the chip.

We present in Section 2 the set-up used for experimental noise measurements. They are performed with two different high-quantum-efficiency CCD cameras and with lamps and lasers as light sources.

We show in Section 3 that the differences between two images recorded in the same conditions exhibit a quasi-perfect Poissonian [10] statistics for intensities in the full dynamic range, as already quoted in [14]. Hence time-domain classical noise can be safely neglected in future experiments where sub-shot noise fluctuations have to be evidenced with CCD cameras, because of their long integration time.

Section 3 involved comparisons between intensities of successive images on each pixel, but not between pixels.

^a e-mail: fabrice.devaux@univ-fcomte.fr

^b UMR 6603 CNRS

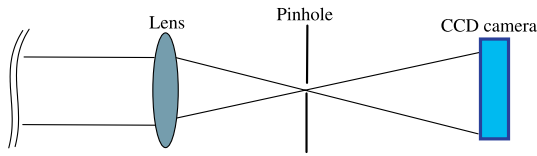


Fig. 1. Experimental setup for calibration of the two CCD cameras.

On the other hand, we show in Section 4 by a comparison between pixels on a small area that spatial classical noise leads to a departure from Poissonian statistics for high levels of a flat-field illumination. This spatial noise originates from pixel to pixel inhomogeneities either in the illumination or in the detection. We show that this noise can be removed by a self-consistent pixel gain calibration method, that allows the retrieval of the Poissonian distribution over the entire dynamic range of both CCD cameras. However, we show that the method fails when fringes of equal thickness are formed in the chip for coherent illumination at wavelengths where silicon is semitransparent (etaloning effect).

To further demonstrate that spatial inhomogeneities were due to the sensitivity of the camera pixels and not to inhomogeneities in the illumination, we show in Section 5 that two images of the same laser beam recorded at two different places of the chip are identical at the Poissonian level after calibration, while they exhibited an excess noise before calibration. Because the illumination used for the calibration (a mercury lamp) was completely different of that used in this section, this is the proof that the pixel-to-pixel inhomogeneity on the CCD chip fully accounts for the measured excess noise.

2 Experimental set-up

Figure 1 shows the experimental set-up used for noise measurement with the CCD cameras. A light beam is focused on a $10\ \mu\text{m}$ pinhole which selects only the central part of the beam thus removing the high-frequency classical noise. Several different light sources were used during the experiments. The CCD camera is put at about 1 m from the pinhole so that the diffraction pattern of the light beam is large compared to the CCD camera chip dimensions ($26.8\ \text{mm} \times 8\ \text{mm}$). Since in the center of the beam the intensity variation is small, the field can be considered flat over a small area of the detection chip (typically of the order of $0.2\ \text{mm} \times 0.2\ \text{mm}$). Both cameras are based on a back-illuminated, high-quantum efficiency CCD-chips produced by Roper Scientific and have 16 bits dynamical range. The first camera, NTE/CCD-400EHRB-G1 (DDB-CCD, in the following), is a deep depletion back-illuminated CCD characterized by a 95% quantum efficiency (QE) peak centered at the wavelength of 700 nm. The second one, Spec-10:400B (B-CCD, in the following), is a back-illuminated CCD with 90% QE at the wavelength of 527 nm. Both detection arrays have 1340×400 pixels, and a pixel size of $20\ \mu\text{m} \times 20\ \mu\text{m}$. The deep-depletion CCD is supposed to have less etaloning effect in the near

IR spectral region [11]. For experimental testing, cameras are cooled down to $-45\ ^\circ\text{C}$ and $-40\ ^\circ\text{C}$ respectively. As mentioned, the shot-noise measurements were performed with different kinds of light sources. For DDB-CCD camera we use a pulsed ps-laser, white light lamp, and He-Ne laser. The laser pulses are produced in an optical parametric amplifier tuned at 700 nm and pumped by a 1 ps frequency-doubled Nd:Glass laser at 2 Hz repetition rate. For the white light source we use a pocket battery-lamp. In this case, the pin-hole is removed and the light is shone on the camera directly. For B-CCD camera, pulsed lasers and a mercury (Hg) lamp are used as light sources. Laser sources are the second harmonics respectively delivered by a Nd:Glass laser (TWINKLE from Light Conversion Inc.: 527.5 nm wavelength, 1 ps pulse duration, 33 Hz repetition rate) and a Nd:YAG laser (from QUANTEL, 532 nm wavelength, 38 ps pulse duration, 10 Hz repetition rate). With the Hg lamp, a narrow band interferential filter is placed before the pinhole in order to select a single spectral line close to the laser wavelengths. The experiments were respectively carried out in Como and in Besançon.

3 Photon shot-noise measurements: from grey levels to photo-electrons

According to quantum theory, the fluctuations of photon counting over a selected area of a coherent flat-field light beam follow the Poisson distribution. The standard deviation σ for Poisson distribution turns out to be at the shot noise level $\sigma = \sqrt{\bar{n}}$, where \bar{n} is the average photoelectron counting on the selected area. On the other hand, the fluctuations of a thermal light source follow the Bose-Einstein distribution. The standard deviation is given by [12]:

$$\sigma = \sqrt{\bar{n} \left(1 + \frac{\bar{n}}{\mu} \right)}, \quad (1)$$

where \bar{n} is the mean value of the photoelectrons detected on the selected area, $\mu = T/T_c$, where T is the detection time and T_c is the coherence time of the light source. In our experiments, the detection time T is larger than 10 ms and $\bar{n} < 6.5 \times 10^4$ pe. For thermal light, we can assume $T_c \approx 10^{-12}$ s when narrow band interferential filters are used (or $T_c \ll 10^{-12}$ s without filter), so $\bar{n}/\mu \leq 6.5 \times 10^{-5}$. Since \bar{n}/μ is so small, equation (1) becomes $\sigma \approx \sqrt{\bar{n}}$, *i.e.* it can be approximated by a Poissonian statistic. So the Poissonian statistics should always be satisfied in our experiments, provided that the intensity unit has been converted from gray-levels to photo-electrons (it is well-known that quantum efficiency, that relates the statistics of photons to the statistics of photo-electrons, preserves a Poissonian statistics).

The B-CCD camera was operated in the high gain mode, where the correspondence between gray levels and photoelectrons given by Roper was 0.90 photoelectron/gray level. We checked this value by using the method described in [14]: we recorded in the same conditions two successive images of an uniform background

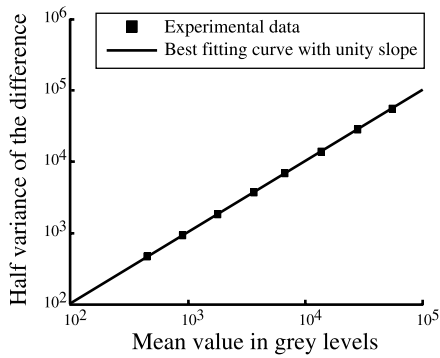


Fig. 2. Coefficient conversion from grey levels to photoelectrons. Half the variance of the difference *versus* the mean value in grey levels.

at a given intensity level and calculated the difference of the images and the variance of this difference on a wide area on the chip (about half the array). The procedure was repeated for different intensity levels over all the dynamic of the camera. In Figure 2, half the variance of the difference in grey levels is plotted on a logarithmic scale *versus* the mean intensity. The results are well fitted by a straight line with a unity slope, leading to the conclusion that the noise on this difference is Poissonian for photoelectrons. The best fit is obtained with a coefficient (inverse of the camera gain) of 0.964 photoelectron/gray level, corresponding also to the intersection of the line with the abscissa axis. This coefficient for the B-CCD camera is systematically used in the following, as well as a measured coefficient of 1.186 photoelectrons/gray level for the DDB-CCD. We have checked that this procedure gives exactly the same results for pixels after or before calibration (as defined in the next paragraph), because the difference between two identical images is directly an image of the Poissonian noise, where all the spatial noise that is reproducible from one image to the next has been eliminated by the subtraction. This reproducible spatial noise includes non uniformity of enlightening as well as non uniformity of the pixel response.

4 Spatial noise measurements and calibration of the cameras

4.1 Spatial noise measurements

We acquired shots at various beam intensities which cover the whole dynamic range of the CCD cameras. From the obtained single-shot images, we calculated the mean value and the standard deviation of the photoelectrons on a selected small area (either 5×5 pixels or 10×10 pixels wide) centered on the beam maximum. The selected area is the same for each measurement run.

The obtained plots of the standard deviation *vs.* the mean value of the photoelectrons spatial distribution are shown in Figures 3a, 4a and 5 for DDB-CCD; in Figures 3b

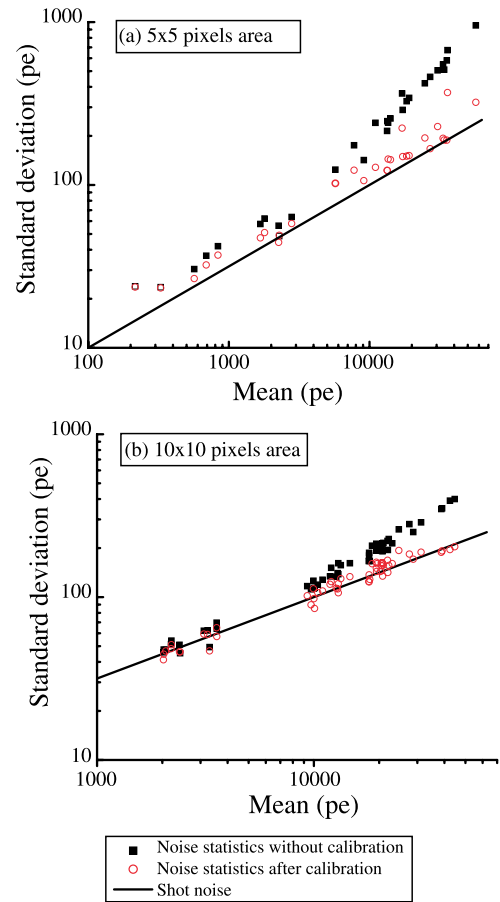


Fig. 3. Noise measurements with pulsed lasers. Standard deviation *vs.* the mean value of the photoelectrons spatial distribution for (a) DDB-CCD at 700 nm and (b) B-CCD at 527.5 nm.

and 4b for B-CCD. The depicted full line represents the expected fluctuation as predicted by the Poissonian distribution. Although the two cameras and the testing conditions are different, common features are observed in all cases. It is apparent that the Poisson statistic is satisfied only for $\bar{n} \leq 3000$ pe, while for large number of counting the standard deviation is larger than the expected level. To be noticed, the growth of the standard-deviation in the high-counts limit is almost linear. This suggests the presence of a classical noise source in the measurement/detection system. We devised three possible sources of noise, namely the beam profile noise, the pixel-to-pixel inhomogeneity (in gain and/or quantum efficiency) or the etaloning effect. All these causes could eventually prevent the CCD cameras to get high spatially resolved measurement, especially for high levels of photon counting. Nevertheless, in the next paragraph we show how the pixel-to-pixel inhomogeneity fully accounts for the observed deviation from theory, and a simple method to retrieve the Poissonian distribution over the whole dynamical range of the camera is presented.

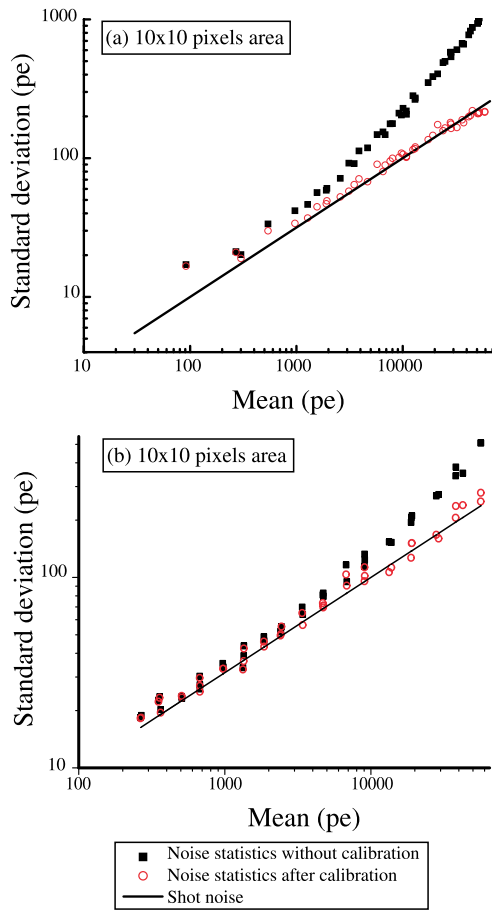


Fig. 4. Noise measurements with thermal sources. Standard deviation *vs.* the mean value of the photoelectrons spatial distribution for (a) DDB-CCD with white light source and (b) B-CCD with Hg lamp filtered with a narrow band interferential filter centered at 527.5 nm ($\Delta\lambda = 0.4$ nm).

4.2 Calibration of the cameras

To check the impact of the pixel-to-pixel inhomogeneity over the area selected for the noise measurements, we measured the calibration curves of each single pixel. Since no independent high-resolution energymeter was available, we based our measurements on a self-consistent method. Actually, for each pixel the photon counts are plotted as a function of the mean value of photoelectrons detected on the selected area (see Fig. 6). The function turns out to be linear and can be written as:

$$n_i = a_i \bar{n} + b_i, \quad (2)$$

where \bar{n} is the mean number of photoelectrons on the selected area, n_i is the number of photoelectrons for the pixel i , and a_i and b_i are constants.

As shown in Figure 6, different pixels have different slopes a_i , their values being distributed around the value of 1.000 with a standard deviation of 1.8% (0.8% for the B-CCD camera). This deviation accounts for a linear increase of the spatial fluctuations of the same order of magnitude of what observed in our experiments. To subtract

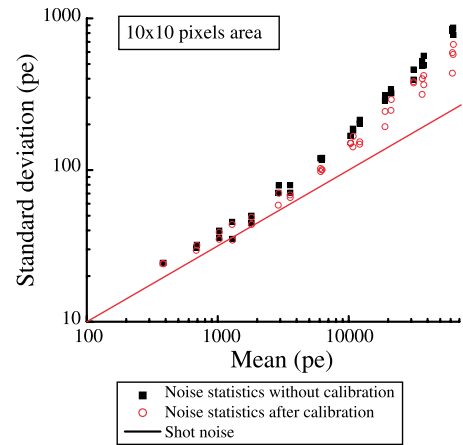


Fig. 5. Noise measurements with a continuous He-Ne laser. Standard deviation *vs.* the mean value of the photoelectrons spatial distribution for DDB-CCD.

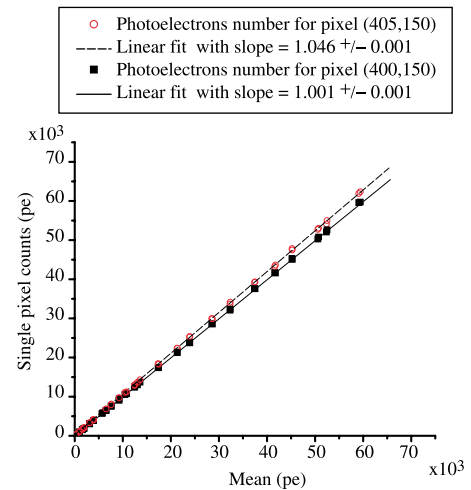


Fig. 6. Number of photoelectrons on a single pixel *versus* the mean value of photoelectron counts on the selected area for two different pixels of the DDB-CCD illuminated with pulsed laser at 700 nm.

the effect of the pixel's inhomogeneity from the measurements, we used the measured a_i values to normalize the response of each pixel to the average response function.

We acquired a new set of images. The value of each pixel was divided by its own a_i value before the calculation of the mean counts value and the standard deviation was performed again. After this operation, we were able to recover the Poissonian statistic over the entire dynamical range of the CCD, as Figures 3 and 4 clearly show. This proves that the pixel-to-pixel inhomogeneity plays an overwhelming role among all the possible noise sources listed above.

A careful comparison between graphs in Figure 3 shows that, contrary to the case in Figure 3b, after the pixel recalibration the observed standard deviation in the case of Figure 3a is systematically higher than the expected value. We attribute this observation to the fact that the beam we used was too small compared to the selected

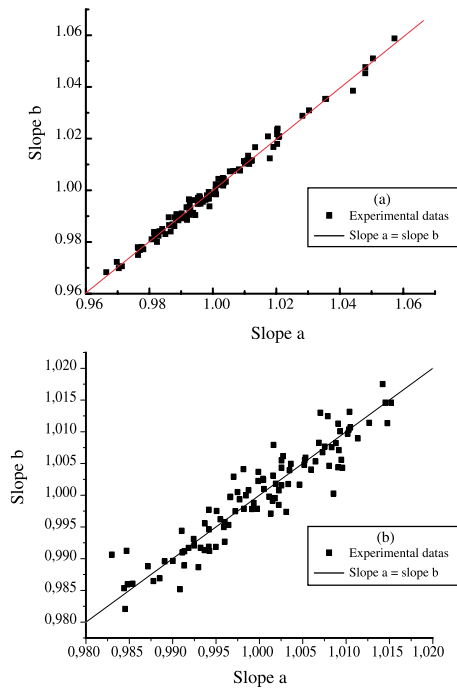


Fig. 7. For selected areas, pixels slopes calculated from one set of images *versus* the same pixels slopes calculated from another set of images for DDB-CCD (a) and B-CCD (b).

area. In fact, a deviation from the flat field approximation as high as 9.0% is expected over such area.

For very low counting levels ($\bar{n} < 100$ pe) the measured standard deviation is also larger than expected for both CCD cameras. The recalibration has no impact on the noise level in that region. This excess noise could be accounted for by the read-out noise of the CCD which at low-light-level conditions could exceed the photon noise.

As a further proof of the importance of the pixel-to-pixel inhomogeneity contribution to the noise excess in raw data, we performed two more measurement runs with a thermal light source. The slopes a_i of each pixel's response were calculated for each run. A strong correlation between the two measurements was found, as shown in Figure 7, where the slopes of the second run are plotted *versus* of the slopes calculated with the data of the first run.

4.3 Etaloning effect

A completely different phenomenology is observed when a continuous wave light source is used instead a He-Ne laser. As apparent from Figure 5, the standard deviation measurements can not be reduced down to the shot-noise level by the application of the pixel re-calibration method. Nevertheless, the Poissonian statistics is still observed at low counting rates. A possible reason for this fact is that light with a long coherence time can induce a consistent etaloning effect [11]. Because of reflections between the parallel front and back surfaces of the CCD, fringes of equal thickness are formed in the silicon layer that acts as

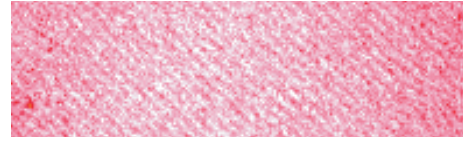


Fig. 8. Intensity map given by the DDB-CCD with a continuous He-Ne laser.

a partial Fabry-Perot etalon at wavelengths where silicon is semitransparent.

In fact, the intensity map registered by the DDB-CCD and shown in Figure 8 clearly shows a complicate pattern of interference fringes. Since the actual interference pattern strongly depends on the illumination conditions (direction of propagation, shape and phase profile of the light beam), a recovery of the actual photon statistics is not easy.

5 Statistics of the difference between shifted images of a laser beam

While Section 4 shows that the noise on a small area is Poissonian, the calibration of a wider part of the chip is necessary to compare images located at different places. For example, such a comparison is necessary to demonstrate image entanglement, *i.e.* sub-Poissonian statistics on the difference between an image and its “clone”. We show in the following that the difference between two images of the same coherent laser beam recorded at two different places of the chip exhibits a nearly Poissonian statistic after calibration, while the statistic is dominated in the absence of calibration by the noise due to the pixel-to-pixel inhomogeneity. We first calibrated a wide area (400×400 pixels) around the center of the chip of the B-CCD camera by the method described in Section 4, by using the Hg lamp. The interferential filter centered on the laser wavelength prevented the response of the chip to exhibit discrepancies between the lamp and the laser. We then recorded two images of the same laser beam delivered by the Nd:YAG (Fig. 9).

The second image, selected in order to have approximately the same intensity as the first, was recorded after a lateral shift of the beam of about 15 pixels on the chip. We used the algorithm described in [13] to remove by image processing the shift in the second image. Hence, we obtained two successive images of the same laser beam, located with a subpixel precision at the same place after image processing, though different physical areas of the chip were used to record both images. We then selected a circular area with a radius of 12 pixels at the center of the beam, where the intensity profile can be considered as flat, and we computed half the variance $\sigma^2/2$ of the difference of the pixels (Fig. 9b). In the absence of classical noise, $\sigma^2/2$ should be equal to the mean of one image. The results are given in Table 1.

These results are typical and are well reproduced with other couples of images. We conclude that the residual variance due to the inhomogeneity of the pixels and to

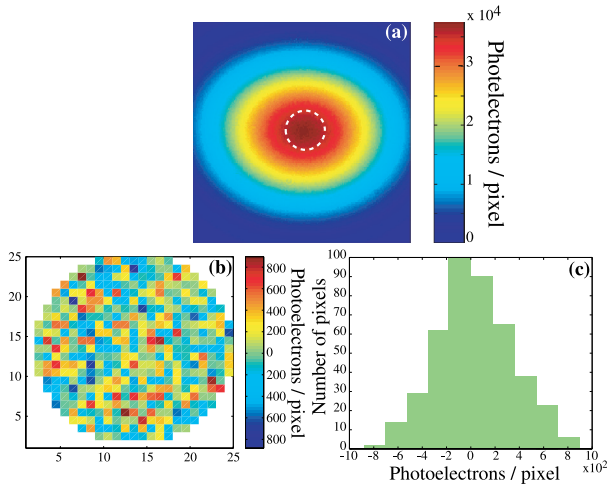


Fig. 9. (a) 200×200 pixels image of the Nd:YAG laser beam with the B-CCD. (b) Result of the difference between the two shifted image in the circular area represented by the dotted circle in (a). (c) Histogram of the grey levels corresponding to the (b).

Table 1. Mean value of photoelectrons in the circular area (Fig. 9a) and half of the variance on the difference between the two shifted images with and without calibration of the B-CCD camera.

	without calibration	with calibration
Mean of the intensity	36 789	36 782
$\sigma^2/2$	95 914	47 589

other unknown sources of classical noise is more than 5 times smaller after calibration. Moreover, the level of this noise decreases from twice the level of Poissonian noise to a third, opening hopes to characterize phenomena like entanglement. Before concluding this paragraph, some remarks are useful.

- First, it appears extremely difficult to obtain perfect uniform enlightening for calibration. Calibration coefficients obtained in slightly different conditions (the pin-hole was replaced by a slit) exhibit differences, with a typical standard deviation of 0.3% (instead a standard deviation of the pixel response without calibration of about 0.8%). Such an uncertainty on the calibration coefficients fully explains the residual departure from a perfect Poissonian noise. Other causes could be invoked (for example, variations of the laser beam profile from one shot to another or imperfections of the shifting algorithm) but seem less plausible.
- Second, the mean intensity at the edges of the used circular area is about 5% smaller than the intensity at the top of the beam. This fact has a negligible influence on $\sigma^2/2$ because the variance is calculated on the differences between the images, unlike in Section 4 where the variance is calculated on one image.

6 Conclusion

We performed a test of the capabilities of high quantum efficiency CCD cameras to perform spatially resolved measurements of photon shot-noise. Consistent positive deviations from the expected spatial Poisson distribution were observed for high average counting levels of the photoelectrons. Experiments show that the gain inhomogeneity of pixels on the CCD chip fully accounts for this excess noise, provided that the etaloning effects are negligible (short coherence time of the light source). We have demonstrated that the expected Poissonian statistics could be recovered if a calibration of the single-pixel gain is performed on the CCD area. If the Poissonian character of the noise from an image to another (equivalent to the time domain noise) was experimentally verified some years ago (see for example [14]), spatial fluctuations in one image were scarcely studied until this paper. Though all light sources in this paper are completely classical, we believe that retrieving the shot-noise in the full dynamic range of the cameras paves the way to spatially resolved photon noise measurements at the sub shot noise level, a necessary step to demonstrate quantum properties of images.

This work has been supported in part by the European Union (QUANTIM contract IST-2000-26019). Y. Jiang would like to thank the Young Scientist Innovation Funds from Fujian Province (2001j008) for partial support.

References

1. S.K. Choi, M. Vasilyev, P. Kumar, Phys. Rev. Lett. **83**, 1938 (1999)
2. M.I. Kolobov, L.A. Lugiato, Phys. Rev. A **52**, 4930 (1995)
3. I.V. Sokolov, M.I. Kolobov, L.A. Lugiato, Phys. Rev. A **60**, 2420 (1999)
4. A. Gatti, E. Brambilla, L.A. Lugiato, M.I. Kolobov, Phys. Rev. Lett. **83**, 1763 (1999)
5. T.B. Pittman D.V. Strekalov, D.N. Klyshko, M.H. Rubin, A.V. Sergienko, Y.H. Shih, Phys. Rev. A **53**, 2804 (1996)
6. M.I. Kolobov, Rev. Mod. Phys. **71**, 1539 (1999)
7. M.I. Kolobov, I.V. Sokolov, Sov. Phys. JETP **69**, 1097 (1989)
8. I. Marzoli, A. Gatti, L.A. Lugiato, Phys. Rev. Lett. **78**, 2092 (1997)
9. A. Gatti, E. Brambilla, L.A. Lugiato, M. Kolobov, J. Opt. Soc. Am. B **1**, 1 (1999)
10. R. Loudon, *The quantum theory of light*, 2nd edn. (Oxford Science Publications, Oxford, 1983)
11. J.R. Janesick, *Scientific Charge-Coupled Devices* (SPIE Press Bellingham, Washington, 2001), pp. 204-205, see also Roper Scientific website <http://www.roperscientific.de/theory.html>
12. L. Mandel, E. Wolf, *Optical Coherence and Quantum Optics* (Cambridge University, New York 1995), pp. 727-733
13. C. Poilane, E. Lantz, G. Tribillon, P. Delobelle, Eur. Phys. J. Applied Physics **11**, 131 (2000)
14. J.R. Janesick, T. Elliott, S. Collins, M.M. Blouke, J. Freeman, Opt. Eng. **26**, 692 (1987)

Direct experimental characterization of the Bose-Einstein distribution of spatial fluctuations of spontaneous parametric down-conversion

A. Mosset^a, F. Devaux, G. Fanjoux, and E. Lantz

Laboratoire d'Optique P.M. Duffieux, UMR 6603 du CNRS, Université de Franche-Comté, Route de Gray, 25030 Besançon Cedex, France

Received 16 September 2003 / Received in final form 20 November 2003

Published online 6 January 2004 – © EDP Sciences, Società Italiana di Fisica, Springer-Verlag 2004

Abstract. We present, to the best of our knowledge, the first experimental demonstration by direct detection of the Bose-Einstein photon-number distribution of highly spatially multi-mode but temporally single mode spontaneous parametric down-conversion.

PACS. 42.50.-p Quantum optics – 42.50.Ar Photon statistics and coherence theory – 42.65.-k Nonlinear optics – 42.65.Lm Parametric down conversion and production of entangled photons

1 Introduction

Though it is well-known that the photon-number distribution of incoherent light obeys a Bose-Einstein, or thermal, statistics, it is almost impossible to experimentally distinguish this statistics from a Poissonian distribution in the optical domain for black body sources at usual temperatures. Indeed, the variance of the number n of detected photons (i.e. photo-electrons) reads as [1]:

$$(\Delta n)^2 = \bar{n} + (\bar{n}^2/M) \quad (1)$$

where \bar{n} is the mean number of detected photons and M , called the degeneracy factor, represents the number (at least one) of spatio-temporal coherence cells, or modes, contained in the detection volume (i.e. the detector area times the detection duration times the light speed). The first term of the right part of equation (1) represents the Poissonian noise, due to the discrete nature of photons. It is present even in absence of intensity fluctuations (case of pure coherent light). The second term comes from the intensity fluctuations of incoherent light. Note that equation (1) is valid for the photo-electrons (pe^-) whatever the quantum efficiency of the detector. However, dividing the photo-electron results by the quantum efficiency in order to retrieve the variance in photons is not allowed, because the Poissonian term is not scale-invariant. For black body radiation at usual temperature in the optical domain, the mean number of photons per mode (\bar{n}/M in Eq. (1)) is far less than one and the Poissonian term dominates in the variance. It can be shown [1] that in this case the

Bose-Einstein and the Poissonian statistics are indistinguishable.

On the other hand, cavity-less optical amplification of quantum noise provides incoherent light with many photons per mode. Kravis and Allen [2] experimentally demonstrated 25 years ago that spatial fluctuations of amplified spontaneous emission do obey a Bose-Einstein statistics. In the temporal domain, the same demonstration was made for stimulated Raman scattering [3] and, more recently, for light issued from an erbium amplifier. In the Wong et al. experiment [4], the degeneracy factor was 15 while a very narrow Fabry-Perot filter was used in the Pietralunga et al. experiment [5] in order to obtain a degeneracy parameter as close of one as possible. In both experiments, the fiber optical amplifier ensured a perfect spatial coherence.

In this paper, we experimentally demonstrate by direct detection for one temporal mode the thermal character of statistics of spatial fluctuations of spontaneous down conversion (SPDC), or parametric amplification of quantum noise. Vasilyev et al. [6] studied in the time domain the photon-number distribution of SPDC using a self-homodyne technique of detection. In the spatial domain, spatial fluctuations of SPDC were experimentally investigated by Berzanskis et al. [7] and our group [8] in independent experiments using similar schemes. A semi-quantitative theoretical explanation of these fluctuations was given in [7] and we showed [9] that a semiclassical simulation allows the spatial features (size and shape) of these experimental images to be retrieved. However, the experimental contrast of these spatial fluctuations was lower than that expected by estimating the degeneracy factor. We now attribute this discrepancy to the diffusion of the

^a e-mail: alexis.mosset@univ-fcomte.fr

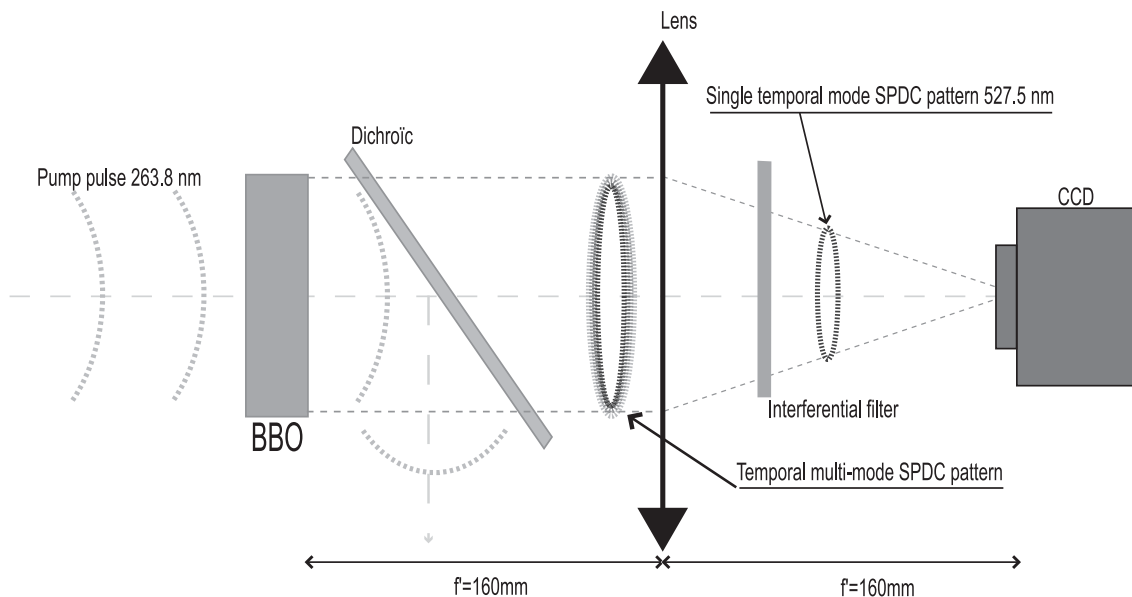


Fig. 1. Experimental set-up.

infra-red SPDC by the silicon sensor of the CCD camera. Therefore, the present experiments are designed in order to generate green light SPDC, at a wavelength where a scientific CCD camera has a good quantum efficiency and, even more importantly, a sharp transfer function of spatial frequencies. Moreover, the reduction of the pulse duration ensures single mode SPDC in the temporal domain. The paper is organized as follows. Section 2 describes the experimental set-up. Section 3 presents the method we have used to calculate a degeneracy factor that takes into account both spatial and temporal modes. In Section 4, we give our experimental results and compare them to spatio-temporal numerical simulations in Section 5. Finally some conclusions and perspectives are summarized in Section 6.

2 Experimental set-up

The experimental set-up is sketched in Figure 1. The pump pulses of 930 fs duration (FWHM), with a time-bandwidth product lower than 0.6, are generated by a frequency-quadrupled Q-switched mode-locked Nd:Glass laser (Twinkle laser by Light Conversion) [10] at a repetition rate of 33 Hz and at a wavelength of 263.75 nm. The collimated pump beam illuminates a 2 mm long BBO crystal and a dichroic mirror separates the UV light from the SPDC beam after the crystal. Because of type I phase matching conditions, the SPDC is generated on a temporal spectrum with a bandwidth of several tens of nanometers [11]. However a narrow interferential filter centered at the parametric degeneracy ($\Delta\lambda = 0.4$ nm at 527.5 nm, transmission coefficient of 60%) is placed before the camera, in order to select an unique temporal mode. This point is critical and we will further discuss in Sections 3 and 5 the number of modes that have to be taken into account. The SPDC pattern is recorded in the far-field on

a single-shot, back-illuminated CCD camera from Roper-scientific [12], cooled at -40 °C with a lateral pixel size of 20 μm , a quantum efficiency close to 85% (@527.5 nm), a dark current of 0.03 $e^-/\text{pix}/\text{s}$ and a read-out noise around 3.4 e^- rms.

3 Estimation of the degeneracy factor

The probability of counting n photo-electrons on a pixel of the camera is given by [13]:

$$P_{(n;\bar{n},M)} = \frac{\Gamma(n+M)}{\Gamma(n+1)\Gamma(M)} (1+M/\bar{n})^{-n} (1+\bar{n}/M)^{-M} \quad (2)$$

where $\Gamma(\xi)$ is the gamma function of argument ξ , and M is the degeneracy factor. This factor, ideally equal to one for an infinitely small pixel and a SPDC beam generated in an unique temporal mode, must take into account the unavoidable departures in the real experiment:

- first, even for a short crystal (2 mm) the dispersion results in a temporal shift between the SPDC generated at the crystal input and the SPDC generated near the crystal output. This shift leads to a stretching of the SPDC pulse, that cannot be strictly temporally single mode, even if the inverse of the bandwidth of the interferential filter is much greater than the duration of the SPDC pulse. Hence a temporal degeneracy factor M_t slightly greater than one must be taken into account;
- second, even if the lateral pixel size is much smaller than the lateral size of a coherence cell in the SPDC beam, the pixels perform some integration between adjacent coherence cells. This phenomenon, spatial analogous of the temporal integration described in [5], has been precisely quantified for classical speckles [14].

The corresponding spatial degeneracy factor M_p is given for square pixels by:

$$M_p = \left\{ \sqrt{\frac{S_c}{S_p}} \operatorname{erf} \left(\sqrt{\frac{\pi S_p}{S_c}} \right) - \left(\frac{S_c}{\pi S_p} \right) \times \left[1 - \exp \left(-\frac{\pi S_p}{S_c} \right) \right] \right\}^{-2} \quad (3)$$

where “erf” represents the error function, S_p is the pixel area and S_c is the coherence area in the far field, proportional to the area of the Fourier transform of the envelope of the SPDC beam recorded at the output face of the crystal. In our experiment, the estimated value of this coherence area is 3.8 pixel areas. This value is obtained by applying the laws of Fourier optics to an experimental image of the Gaussian beam at the crystal output face. With this value, equation (3) gives $M_p = 1.3$;

- finally, we assume that the global degeneracy factor M can be simply estimated as the product of the spatial and the temporal factors:

$$M = M_t M_p. \quad (4)$$

We will show in the following that the temporal M_t factor deduced from the experimental results is in good agreement with spatio-temporal simulations of SPDC.

4 Experimental results

Figure 2 shows an example of a SPDC pattern recorded in the far-field. As in our previous papers [8,9], random fluctuations due to the amplification of quantum noise are clearly visible, with a mean area of the order of the coherence cell area. Unlike in our previous papers, the contrast in Figure 2 is close to one and we show in the following that pixels do exhibit the expected statistics of single mode SPDC. An other important point is the strong correlation between opposite pixels, clearly visible in Figure 2 and already described in references [8,9]. Theory predicts that the statistics on the difference between opposite pixels is sub-Poissonian [15]. Moreover, recent numerical simulations confirm the sub-Poissonian character for realistic situations like Gaussian pump profile [16,17]. However, a quantitative analysis shows that the difference between opposite pixels does not exhibit the sub-shot noise statistics. The reasons are not entirely clear but could reside in some spatial distortions due to the imaging system, especially the interferential filter. To compare the experimental statistics to the theoretical Bose-Einstein distribution, we recorded ten SPDC patterns in the same experimental conditions. The optical axis on each image was determined by using with an appropriate algorithm [18] the symmetrical properties resulting from the signal-idler correlation. By performing the average of all pixels of all images on circles of different diameters, we first verified that phase matching conditions correspond to low-pass filtering and

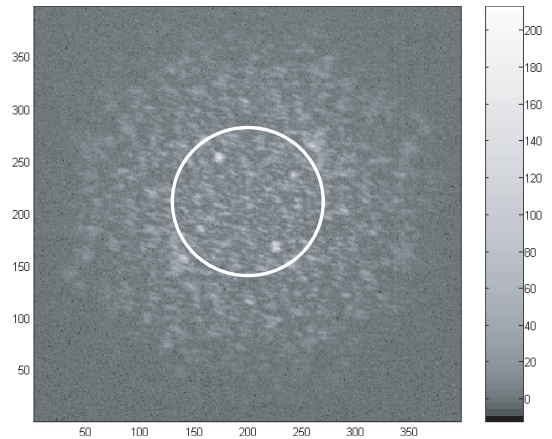


Fig. 2. Far field SPDC pattern recorded on one laser shot. Axes are graduated in pixels. The right scale gives the correspondence between grey-levels and photo-counts.

then selected the pixels inside the drew white circle in Figure 2, for which the statistics appeared to be stationary, i.e. with a negligible gain variation compared to random fluctuations. The radius of the selected area is 70 pixels. The number of independent coherent cells in this area can be assessed as the ratio between the total area and the coherence area, divided by two because of the signal-idler correlation. The result is 2×10^3 independent cells. To deduce the global degeneracy factor M from equation (1) on each image, we must subtract the read-out noise of the camera from the experimental variance:

$$M = \bar{n}^2 / ((\Delta n)^2 - \bar{n} - (\Delta r)^2) \quad (5)$$

where $(\Delta r)^2$ is the variance of the read-out noise, calculated in a small part of the image near the edges, where the incident light is negligible. We find on the ten recorded images an average intensity of $\bar{n} = 12.9 \text{ } pe^-/\text{pix}$. The degeneracy factor M obtained by averaging the factors calculated on each image is 1.79 with a standard deviation of $\Delta M = 0.17$. By dividing (see Eq. (4)) this number by the estimated spatial degeneracy factor $M_p = 1.3$ (see Sect. 2), we obtain an estimation of the number of temporal modes of the SPDC beam, $M_t = 1.38$. Figure 3 shows the histogram of the pixels on one image and the theoretical curves corresponding either to a Poissonian or to a Bose-Einstein distribution, calculated with the parameters M and \bar{n} measured on this image. For both theoretical curves, the read-out noise was taken into account by a convolution with a Gaussian distribution. Hence, the distribution of experimental data, including negative intensities due to the subtraction of the average electronic background, is well reproduced by the Bose-Einstein theoretical curve and appears to be very different from a Poissonian distribution. Results with other images are similar. Note however a non negligible difference between the mean degeneracy factors obtained either by averaging the degeneracy factors of each image ($M = 1.79$) or from the histogram of the pixels of all images ($M = 1.62$). A probable cause of this discrepancy is the shot to shot fluctuations of the pump intensity. Indeed, the average of the image strongly

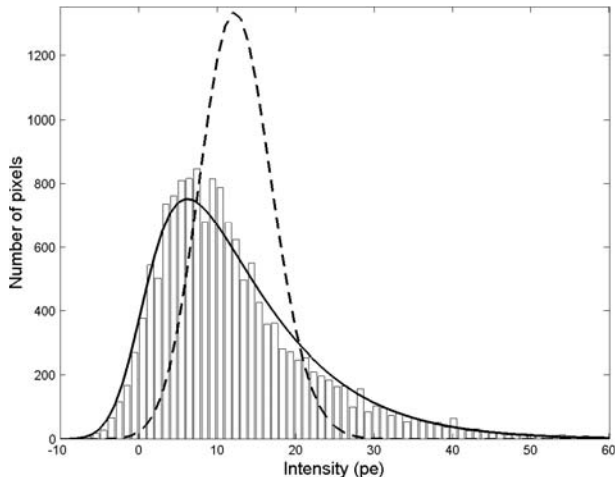


Fig. 3. Histogram of the experimental pixels from one image. Solid line: Bose-Einstein distribution, with the degeneracy factor $M = 1.73$ and the mean $\bar{n} = 12.5 pe^-/\text{pix}$ calculated on this image. Dashed line: Poissonian distribution with the same mean.

varies from one shot to another, more than expected for purely random fluctuations of a Bose-Einstein distribution with constant parameters.

5 Numerical simulations

We have recently extended our semiclassical simulation of SPDC by adding one temporal dimension to the 2D spatial model of reference [9]. The complete description of this simulation will be published elsewhere [19]. To study the temporal walk-off effect, we performed numerical simulations for different crystal lengths and verified that the contrast decreases when increasing the crystal length. Indeed, for long crystals, the SPDC generated at the beginning of the crystal is temporally shifted, because of dispersion, with respect to the pump pulse near the crystal output face. Hence, the SPDC generated near the output face is almost not correlated with the earlier generated parametric fluorescence and the global SPDC is not temporally single mode. Next we studied the impact of the gain level on the number of temporal modes for a 2 mm long crystal. Results are given in Table 1. Because the global experimental quantum efficiency of the imaging system formed by the detector, the interferential filter and the lens is estimated to be 0.51, the results in photo-electrons are obtained as follows. First, the spatio-temporal simulation of SPDC provides an intensity, that is converted in photons after temporal and spatial integration on a pixel. Then, these photons are randomly destroyed, with a probability of 0.49, in order to conserve a Poissonian noise for the retrieved photo-electrons (a simple multiplication would give a wrong sub-Poissonian statistics). Finally the number of temporal modes is calculated using equation (5), with no read-out noise.

An interpolation of Table 1 leads to $M_t \approx 1.43$ for the experimental mean $\bar{n} = 12.9 pe^-/\text{pix}$. This result is

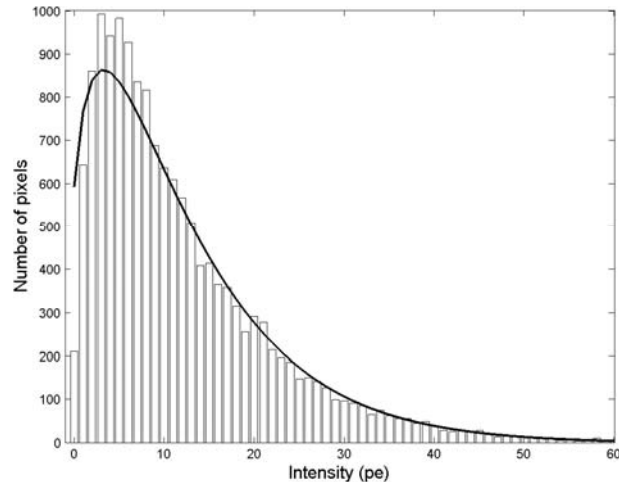


Fig. 4. Histogram of the numerical simulation with $\bar{n} = 12.2 pe^-/\text{pix}$ and corresponding theoretical curve.

Table 1. Evolution of the M_t factor according to average intensity of SPDC in pe^-/pix .

\bar{n}	9.9	12.2	14.9	18.2	22	1.2×10^8
M_t	1.50	1.44	1.42	1.37	1.36	1.10

in good agreement with the number of temporal modes estimated from the experimental images ($M_t = 1.38$). We verify also that for a very high gain ($\bar{n} = 1.2 \times 10^8 pe^-/\text{pix}$) the number of temporal modes becomes close to one. The estimation of the global quantum efficiency of the imaging system appears to be among the main sources of uncertainties. Figure 4 presents the histogram of the pixels issued from the simulation that gives a mean number $\bar{n} = 12.2 pe^-/\text{pix}$, giving $M_t = 1.44$. The corresponding theoretical curve is also drew in the figure. The horizontal scale starts exactly from zero because electronic background corrections are not necessary in numerical simulations. Note also that there is no influence of the pixel area (M_p factor = 1), because quantum noise is itself simulated pixel by pixel. For higher gains, the M_t factor decreases, as shown in Table 1. Indeed, the SPDC beam becomes temporally very narrow, because of exponential amplification, while the frequency bandwidth remains fixed by the interferential filter.

6 Conclusion

We have experimentally demonstrated that spatial fluctuations of spontaneous down conversion obey an almost non degenerate Bose-Einstein statistics, for sufficiently small pixels and short pulses. The considered fluctuations are purely spatial because all statistical quantities (variance, degeneracy factor...) are computed on one image, and not from the fluctuations between different shots. Moreover, we observed strong correlations between opposite points corresponding to signal-idler entanglement. However, the quantitative values remained in the classical domain while theory predicts sub-shot-noise correlation.

While experiments in Como (group of prof. Di Trapani) are designed to demonstrate this sub shot-noise correlation in a type 2 configuration [20], the present experiment should, in principle, lead to the result for a type 1 crystal, after the solution of some not completely clear experimental problems.

This work has been supported by the European Union in the frame of the QUANTIM network (contract IST 2000-26019).

References

1. J.W. Goodman, *Statistical Optics* (Wiley Classics Library, New York, 2000), pp. 481-490
2. S.P. Kravis, L. Allen, *Opt. Comm.* **23**, 289 (1977)
3. I.A. Walmsley, M.G. Raymer, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 962 (1983)
4. W.S. Wong, H. Haus, L.A. Jiang, P.B. Hansen, M. Margalit, *Opt. Lett.* **23**, 1832 (1998)
5. S.M. Pietralunga, P. Martelli, M. Martinelli, *Opt. Lett.* **28**, 152 (2003)
6. M. Vasilyev, S.-K. Choi, P. Kumar, G.M. D'Ariano, *Opt. Lett.* **23**, 1393 (1998)
7. A. Berzanskis, W. Chinaglia, L.A. Lugiato, K.-H. Feller, P. Di Trapani, *Phys. Rev. A* **60**, 1626 (1999)
8. F. Devaux, E. Lantz, *Eur. Phys. J. D* **8**, 117 (2000)
9. E. Lantz, F. Devaux, *Eur. Phys. J. D* **17**, 93 (2001)
10. <http://www.lightcon.com/>
11. F. Devaux, E. Lantz, *J. Opt. Soc. Am. B* **12**, 2245 (1995)
12. <http://www.roperscientific.com/>
13. J.W. Goodman, *Statistical Optics* (Wiley Classics Library, New York, 2000), pp. 475-479
14. J.W. Goodman, *Laser speckle and related phenomena* (Dainty, Springer-Verlag, 1984), Chap. 2, p. 51
15. A. Gatti, E. Brambilla, L.A. Lugiato, M.I. Kolobov, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1763 (1999)
16. E. Lantz, N. Treps, C. Fabre, E. Brambilla, *Eur. Phys. J. D* (submitted)
17. E. Brambilla, A. Gatti, M. Bache, L.A. Lugiato, *Phys. Rev. A* (accepted)
18. L. Oriat, E. Lantz, *Patt. Recogn.* **31**, 761 (1998)
19. G. Fanjoux, F. Devaux, E. Lantz, H. Maillotte, submitted
20. O. Jedrkiewicz, Y. Jiang, P. Di Trapani, E. Brambilla, A. Gatti, L.A. Lugiato, EH5-4-THU, CLEO/EQEC 2003, 22-27 June 2003, Munich (D)

Résumé

Ce mémoire présente une étude expérimentale des fluctuations spatiales d'origine quantique de l'intensité dans des images en amplification paramétrique optique (OPA).

Dans un premier temps nous avons caractérisé la réponse d'une caméra CCD lors de la mesure du bruit de photons dans le plan transverse de l'image. Pour cela, nous avons montré la pleine aptitude des capteurs silicium pour le domaine visible (527 nm) et leur mauvaise réponse dans le proche IR (1055 nm). Puis nous avons calibré le capteur sur toute sa dynamique afin d'éliminer l'inhomogénéité de réponse des pixels et ainsi mesurer le bruit de photons dans des images faibles ou intenses.

D'autre part, nous avons étudié les aspects quantiques des OPA. L'amplification à l'aide d'un cristal de BBO de type I d'images (527 nm) dominées par le bruit quantique à l'aide d'une pompe UV (264nm) s'est imposée comme le meilleur compromis expérimental. Nous avons mis au point un montage et un protocole de mesure permettant la comparaison entre l'amplification sensible à la phase (PSA) et l'amplification insensible à la phase (PIA). Dans le cas d'une PIA, nous avons mis en évidence la dégradation du rapport signal à bruit. Pour la configuration PSA, nous avons réalisé la première amplification paramétrique d'images sans bruit spatial. Pour ces deux cas, les valeurs expérimentales sont en accord avec la figure de bruit attendue.

De plus, nous avons étudié la distribution des fluctuations spatiales de la fluorescence paramétrique. L'emploi d'impulsions brèves et un fort filtrage des longueurs d'onde ont permis la caractérisation directe de la distribution de Bose-Einstein pure.

Mots clés : Optique non linéaire, amplification paramétrique optique , amplification paramétrique d'images, fluorescence paramétrique, génération de photons jumeaux, optique quantique, bruit quantique, fluctuation quantique, imagerie quantique, statistique de photons, théorie de la cohérence.

Abstract

This dissertation presents an experimental study of spatial quantum fluctuations of light in optical parametric amplification (OPA).

First, we characterize the response of a CCD camera for the measurement of the spatial shot noise in the image transverse plane. We show the high capabilities of silicon arrays for the visible domain (527 nm) contrary to its bad response in the near IR domain (1055 nm). Then, we use a calibration method of the sensitivity of pixels to eliminate inhomogeneities and to retrieve shot noise for high and low intensity levels.

Next, we study the quantum aspects of OPA. The best experimental solution is to amplify a shot noise limited image (527 nm) by a UV pump (264 nm) in a type I BBO cristal. We define an experimental scheme and a protocol of measurement to compare the phase sensitive amplification scheme (PSA) and the phase insensitive amplification scheme (PIA). For the PIA case, we show the degradation of the signal to noise ratio. And for the PSA case, we achieved the first spatially noiseless amplification of images. For both cases, experimental values are in good agreement with theoretical noise figure.

Moreover, we study the spatial fluctuations of parametric fluorescence. Using short pulses combined with a narrow spectral filter, we directly characterize a pure distribution of Bose-Einstein

Key words : Nonlinear optic, optical parametric amplification, images parametric amplification, spontaneous parametric down-conversion, production of entangled photons, quantum optic, quantum noise, quantum fluctuation, quantum image, photon statistics, coherence theory