
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

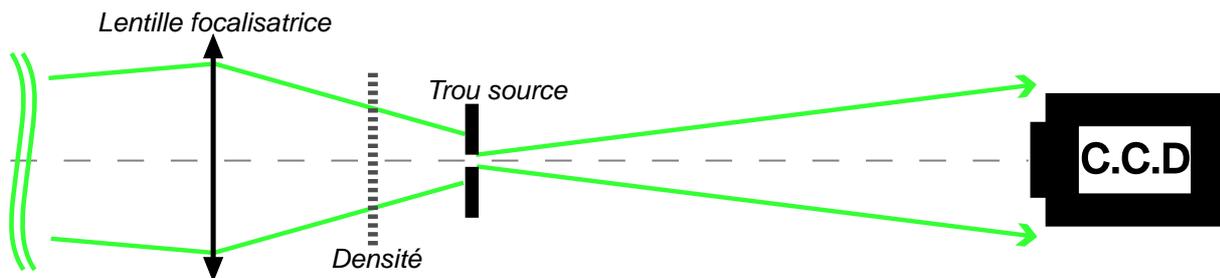


FIG. 3.1 – Schéma expérimental utilisé pour la mesure du bruit de photons.

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.

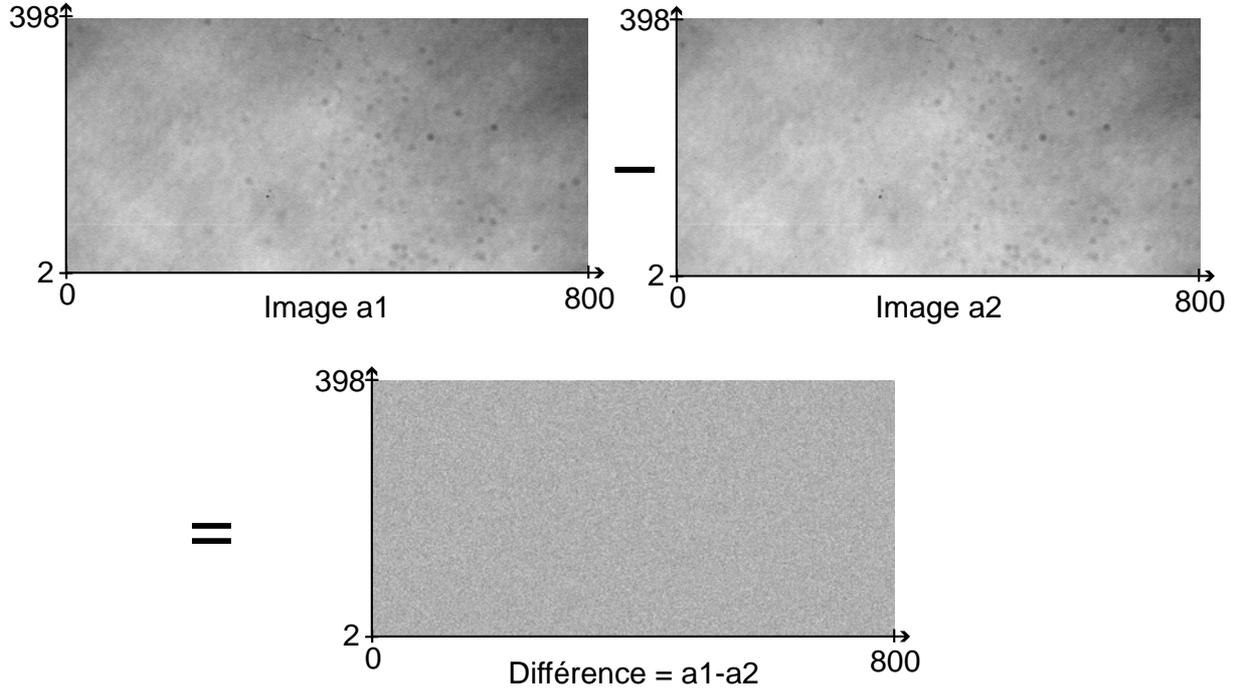


FIG. 3.2 – En bas, image issue de la différence des deux images présentées en haut. L'élimination des structures déterministes est parfaite.

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

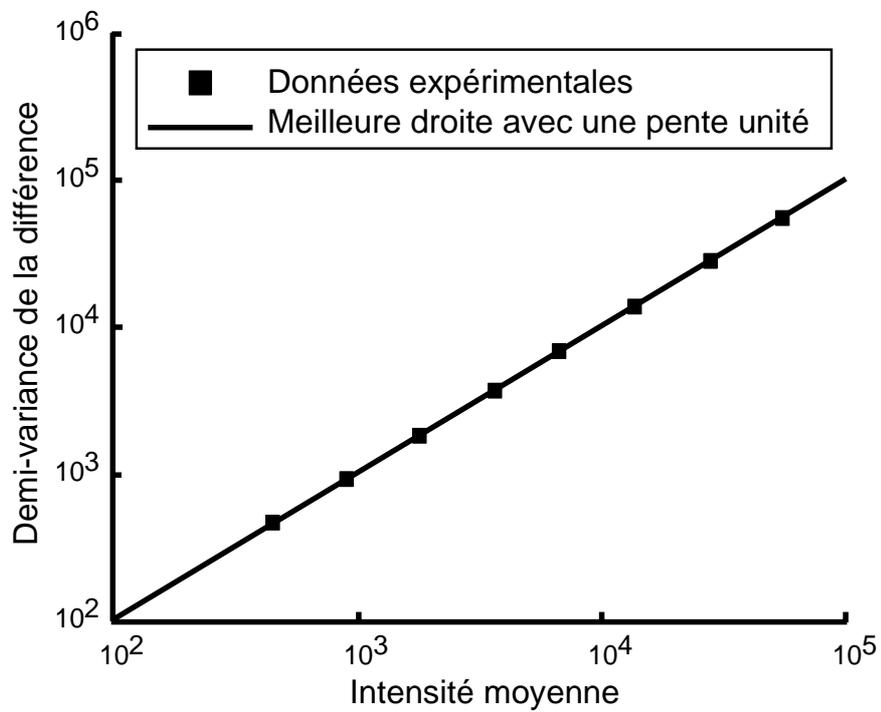


FIG. 3.3 – Coefficient de conversion des niveaux de gris en photo-électrons. La demi-variance $(\Delta n_{gl}^{diff})^2$ est représentée en fonction de l'intensité moyenne \bar{n}_{gl}^{lum} .

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'éclairement 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 $\bar{n}_{pe^-} \leq 3000 \text{ } pe^- \cdot \text{pix}^{-1}$, tant pour le laser que pour la lampe.

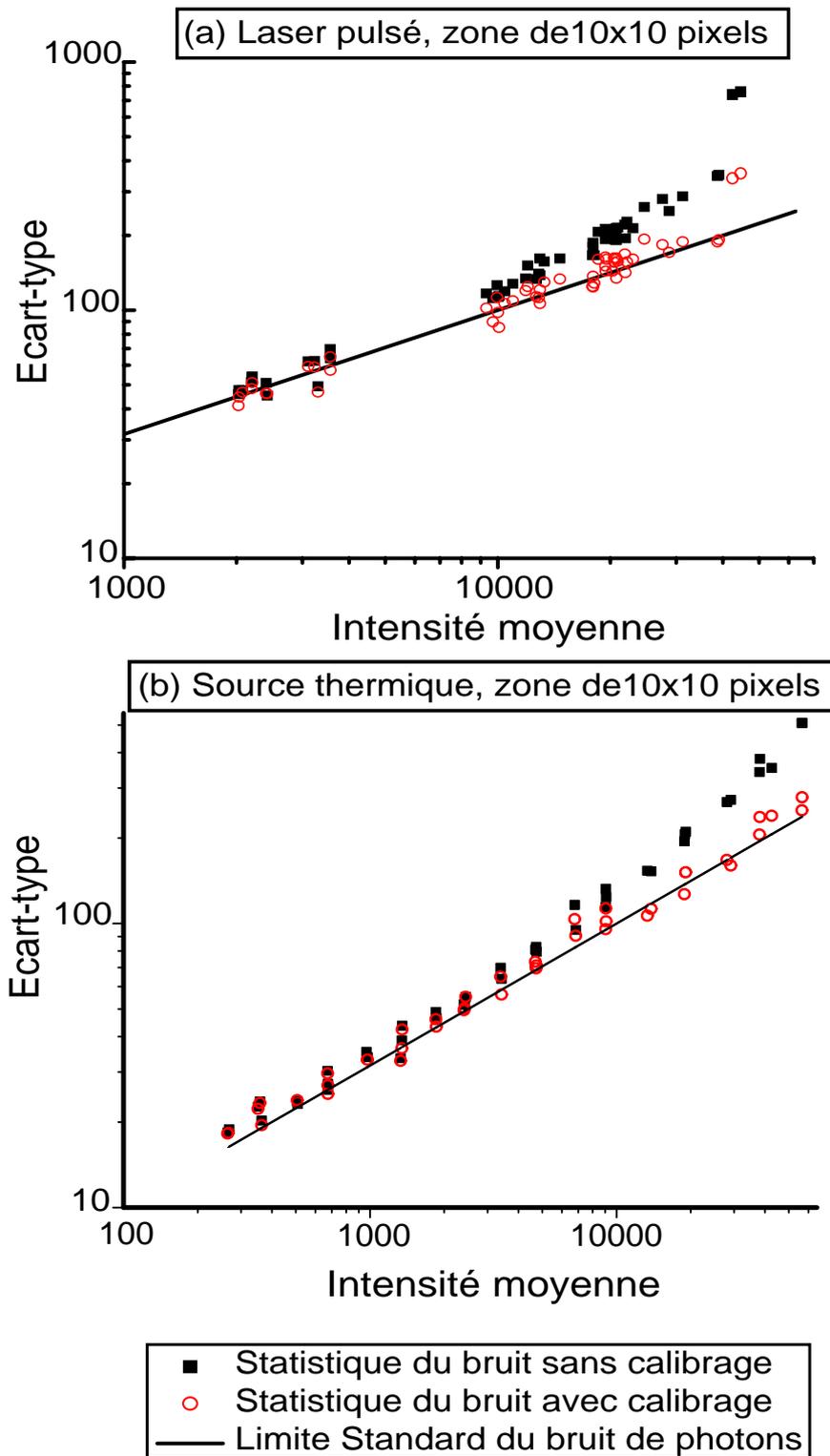


FIG. 3.4 – Les résultats obtenus avec le laser impulsionnel sont présentés en (a), ceux de la source thermique en (b). On reporte, sur une échelle logarithmique, l'intensité moyenne en abscisse, et l'écart-type en ordonnée, exprimés en photo-électrons par pixel. Le trait noir continu représente le niveau 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: $\bar{n}_{pe^-} > 3000 \text{ } pe^- \cdot \text{pix}^{-1}$), 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 $399 \times 398 \text{ } \text{pixels}$. 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

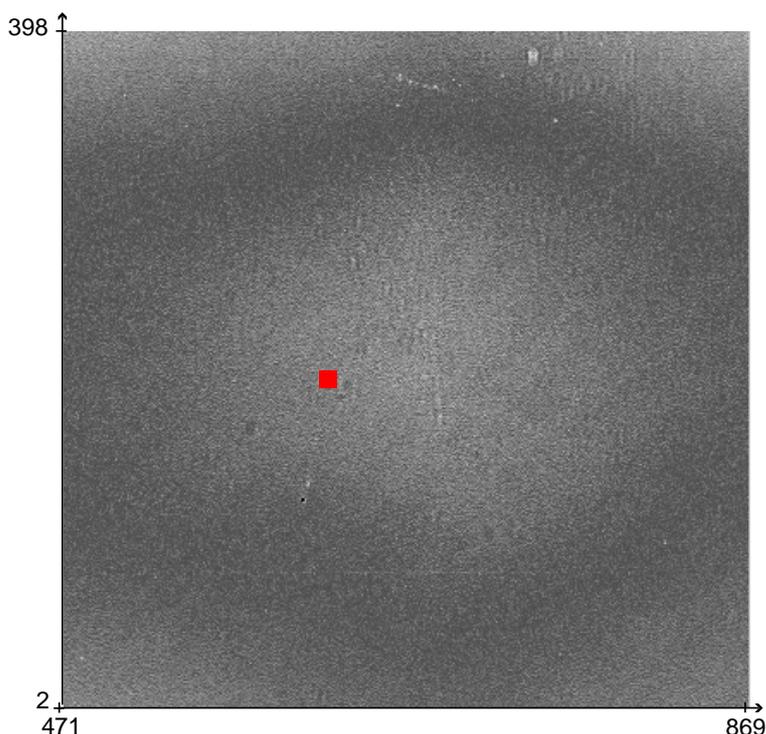


FIG. 3.5 – Image caractéristique utilisée pour calibrer le capteur CCD. Le carré rouge représente la surface typique (10×10 pixels) de la zone sélectionnée.

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

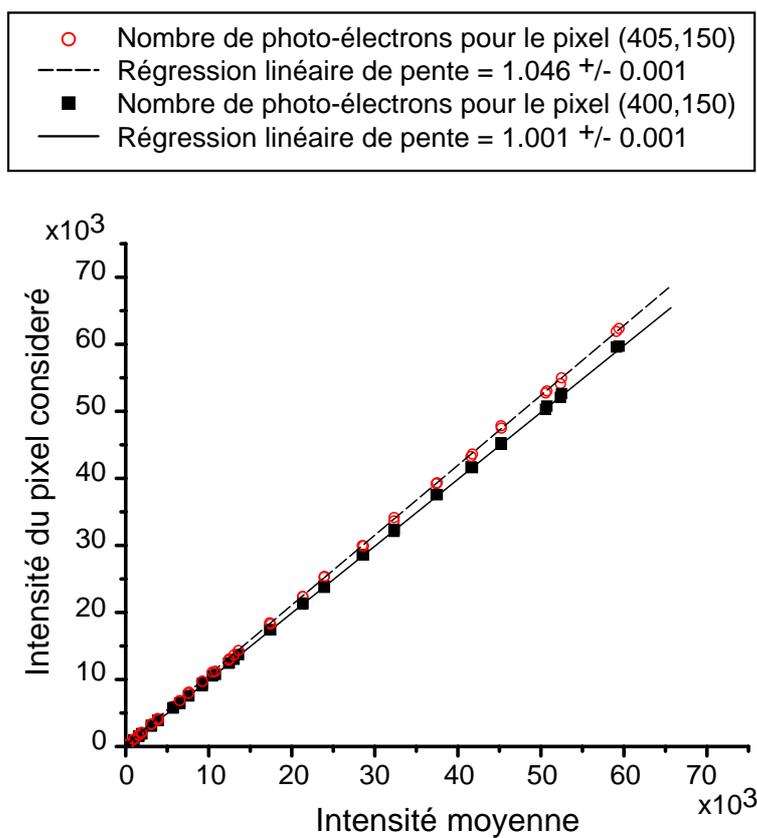


FIG. 3.6 – Exemple de calcul de coefficients de calibrage. Les coordonnées sont en photo-électrons.

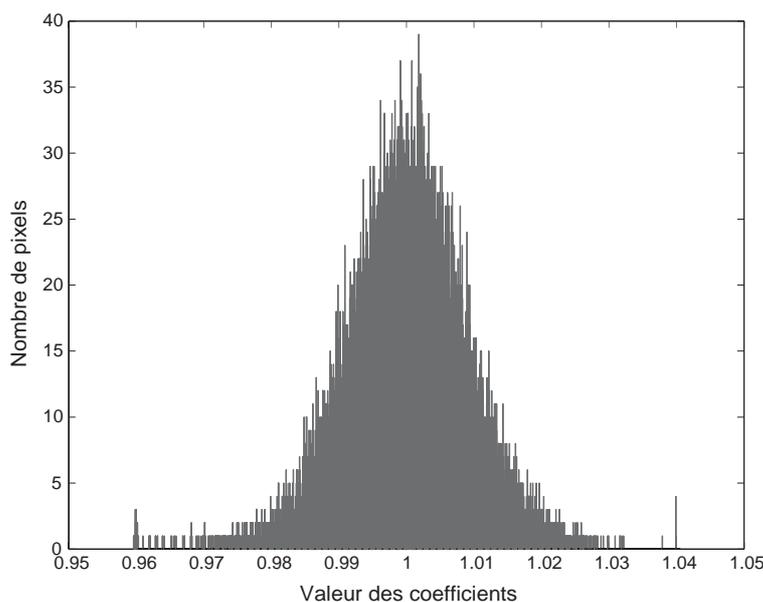


FIG. 3.7 – *Histogramme des coefficients a_i . L'échantillonnage des valeurs de a_i est de un millième. Le nombre total de pixels normalisés est de 158802 pixels.*

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'éclairement 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.

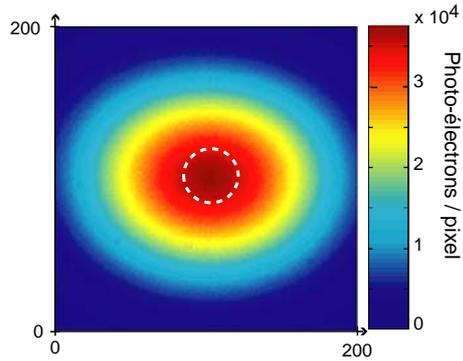
	Sans calibrage	Avec calibrage
Moyenne (\bar{n}_{pe^-})	36789 $pe^- \cdot pix^{-1}$	36782 $pe^- \cdot pix^{-1}$
Demi-variance ($(\Delta n_{pe^-}^{diff})^2$)	95914 $pe^- \cdot pix^{-1}$	47589 $pe^- \cdot pix^{-1}$

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.

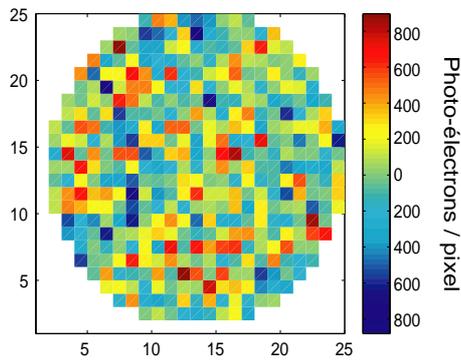
3.4 Mesure du bruit de photons sur des images décalées

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

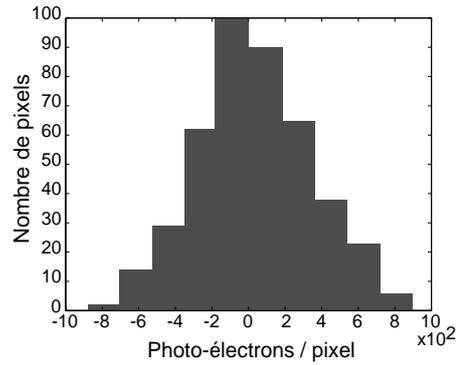
3.4. MESURE DU BRUIT DE PHOTONS SUR DES IMAGES DÉCALÉES



(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).

