
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

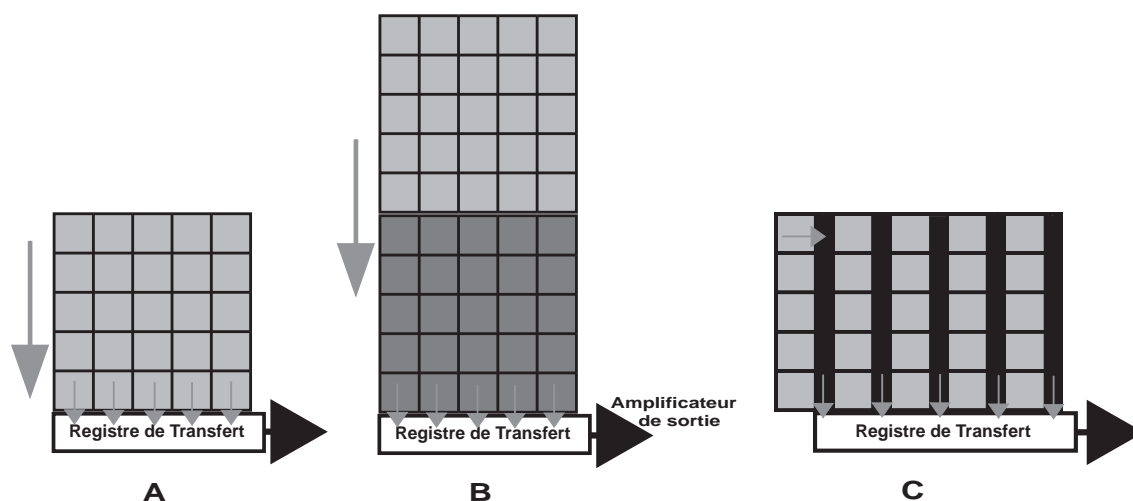


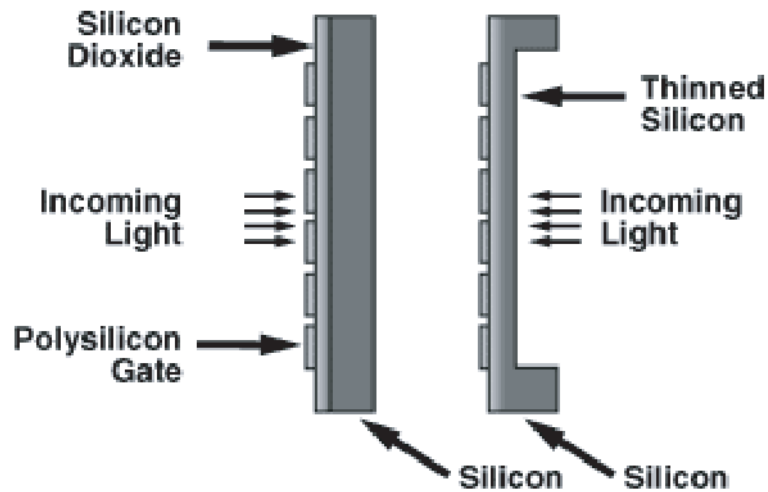
FIG. 2.1 – Schéma de principe des différentes techniques de lecture d'un capteur CCD. En A technique dite "Full-Frame", utilisée par notre capteur. En B technique dite "Frame-Transfer". En C technique dite "Interline CCD's".

ses performances.

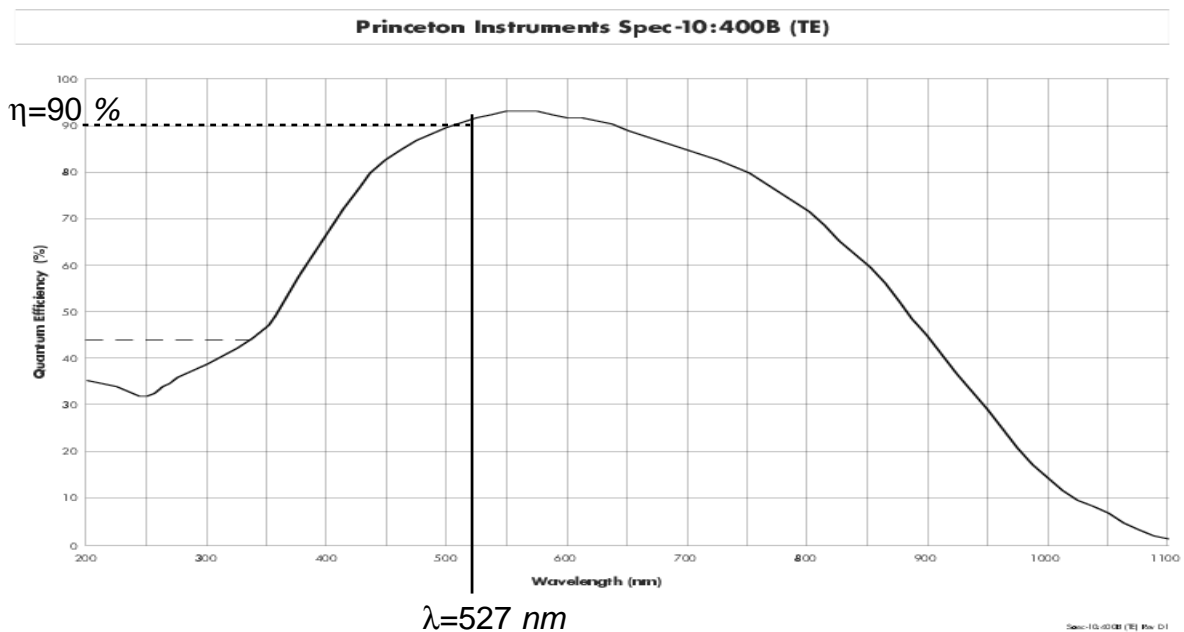
Le capteur est à base de silicium, matériau semi-conducteur, communément employé dans les dispositifs CCD, optimisés pour les longueurs d'ondes visibles. La structure classique d'un capteur CCD est illustrée par le schéma de gauche de la figure 2.2(a). Pour résumer, c'est un ensemble de couches de silicium 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

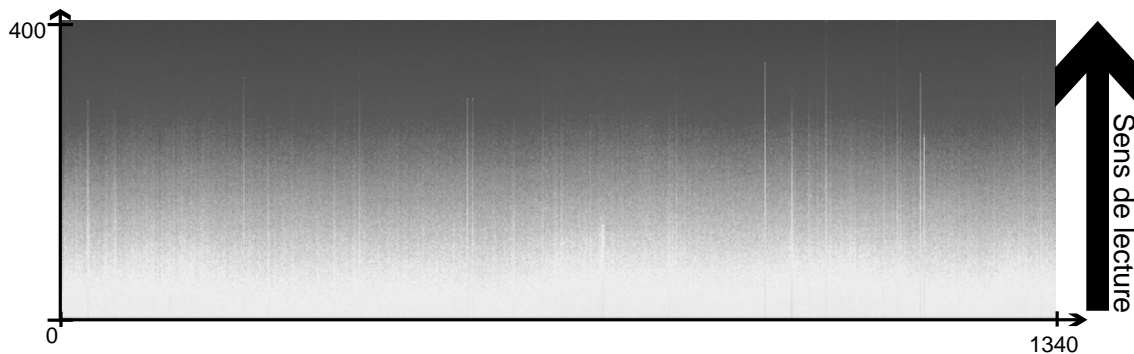


FIG. 2.3 – Impact du refroidissement. La température de capteur est de $-10^{\circ}C$. L'effet de rampe est dû à l'accumulation des charges d'obscurité (zone claire) lors de la lecture du capteur.

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, $g_{\epsilon} \simeq 0.97\text{pe}^{-}.\text{gl}^{-1}$.

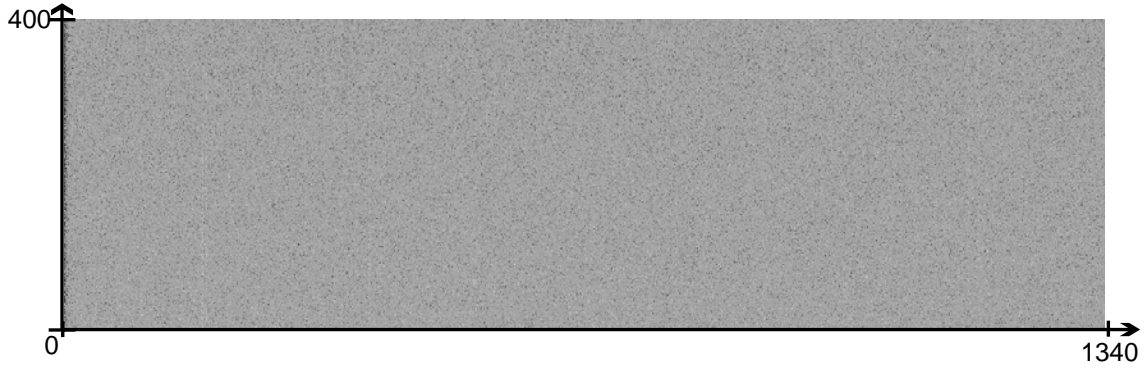


FIG. 2.4 – Image caractéristique du bruit de fond électronique du capteur refroidi à $-40^{\circ}C$

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.

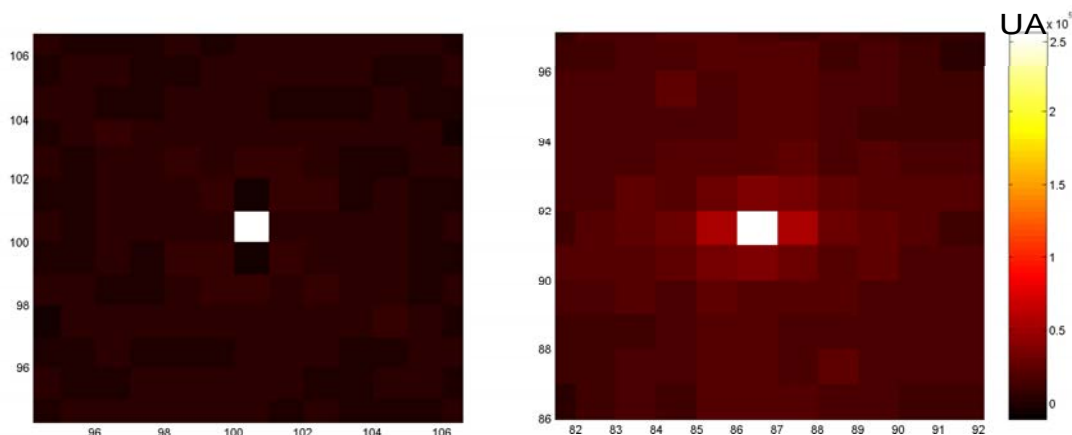


FIG. 2.5 – A gauche, la partie centrale de la fonction d'autocorrélation de notre caméra CCD. A droite, le cas de l'EMCCD. L'échelle de droite représente la valeur de la fonction d'autocorrélation exprimée en unité arbitraire

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

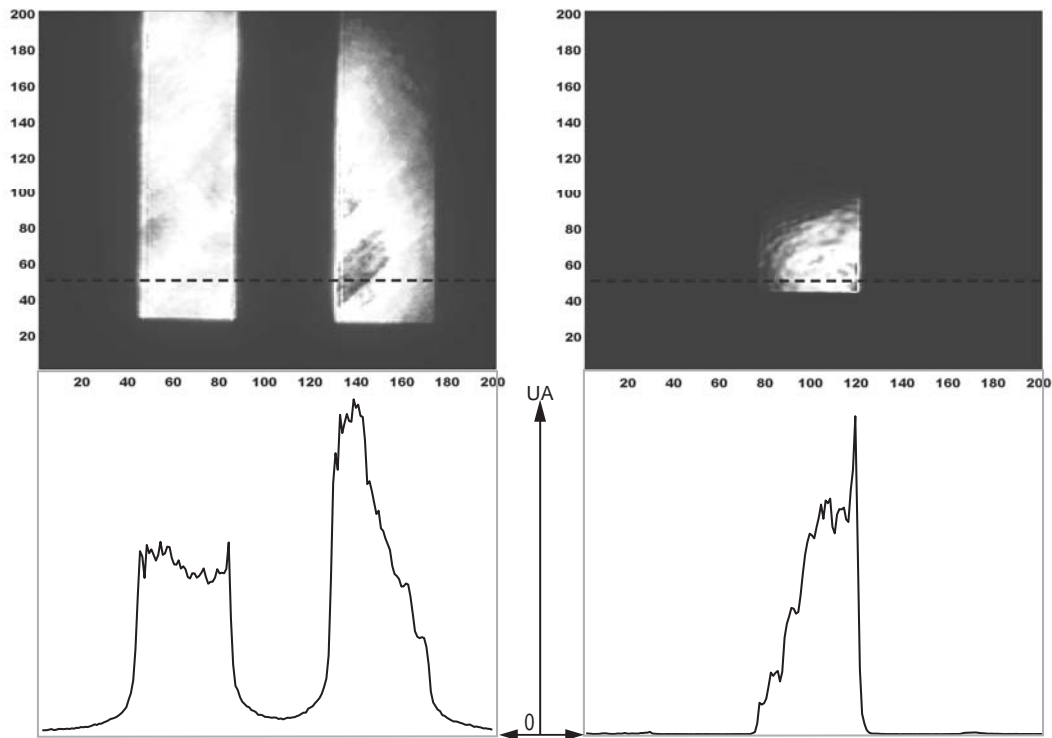


FIG. 2.6 – En haut à gauche image infrarouge avec son profil correspondant aux pointillés, à droite l'image verte et son profil. Les coordonnées des images sont en pixels. Les abscisses des profils sont également en pixels. Les ordonnées des profils sont en unité arbitraire, l'important étant la position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

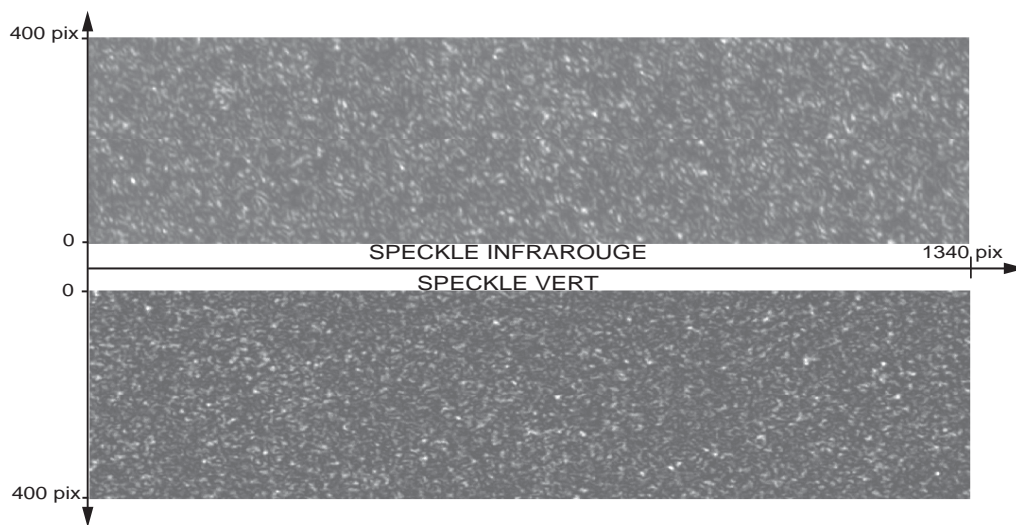


FIG. 2.7 – L'image du haut correspond au speckle enregistré en infrarouge, l'image du bas correspond au speckle en vert.

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^-}	$8074.6 \text{ pe}^-.\text{pix}^{-1}$	$4299.4 \text{ pe}^-.\text{pix}^{-1}$
Δn_{gl}	$3562.0 \text{ gl.pix}^{-1}$	$4303.9 \text{ gl.pix}^{-1}$
Δn_{pe^-}	$2885.2 \text{ pe}^-.\text{pix}^{-1}$	$3486.2 \text{ pe}^-.\text{pix}^{-1}$
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.

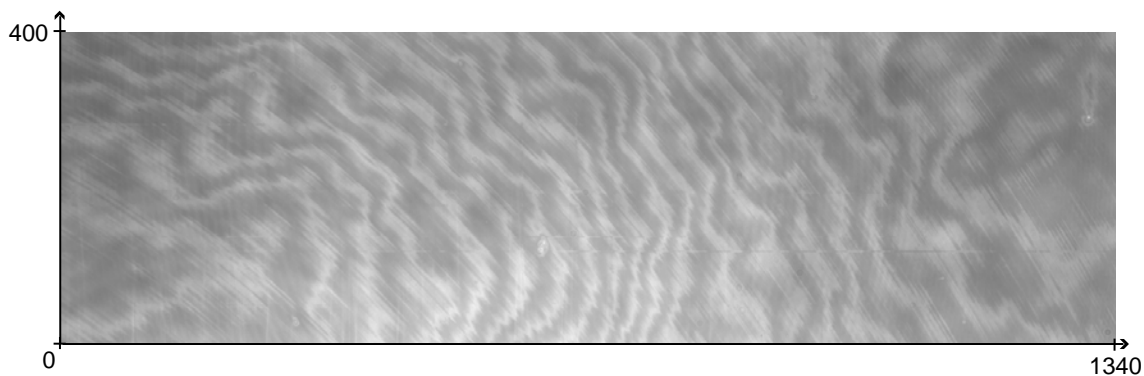


FIG. 2.8 – *Figure d'interférence de notre CCD pour une impulsion laser de 55 ps à 1064 nm.*

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).