HAL
open science

Large synoptic survey telescope : distorsions électrostatiques dans les ccd

Rémy Le Breton

To cite this version:

Rémy Le Breton. Large synoptic survey telescope : distorsions électrostatiques dans les ccd. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2017. Français. NNT : 2017PA066298 . tel-01720422

HAL Id: tel-01720422

https://theses.hal.science/tel-01720422

Submitted on 1 Mar 2018

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.

THESE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

présentée par

Rémy Le Breton

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR
DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

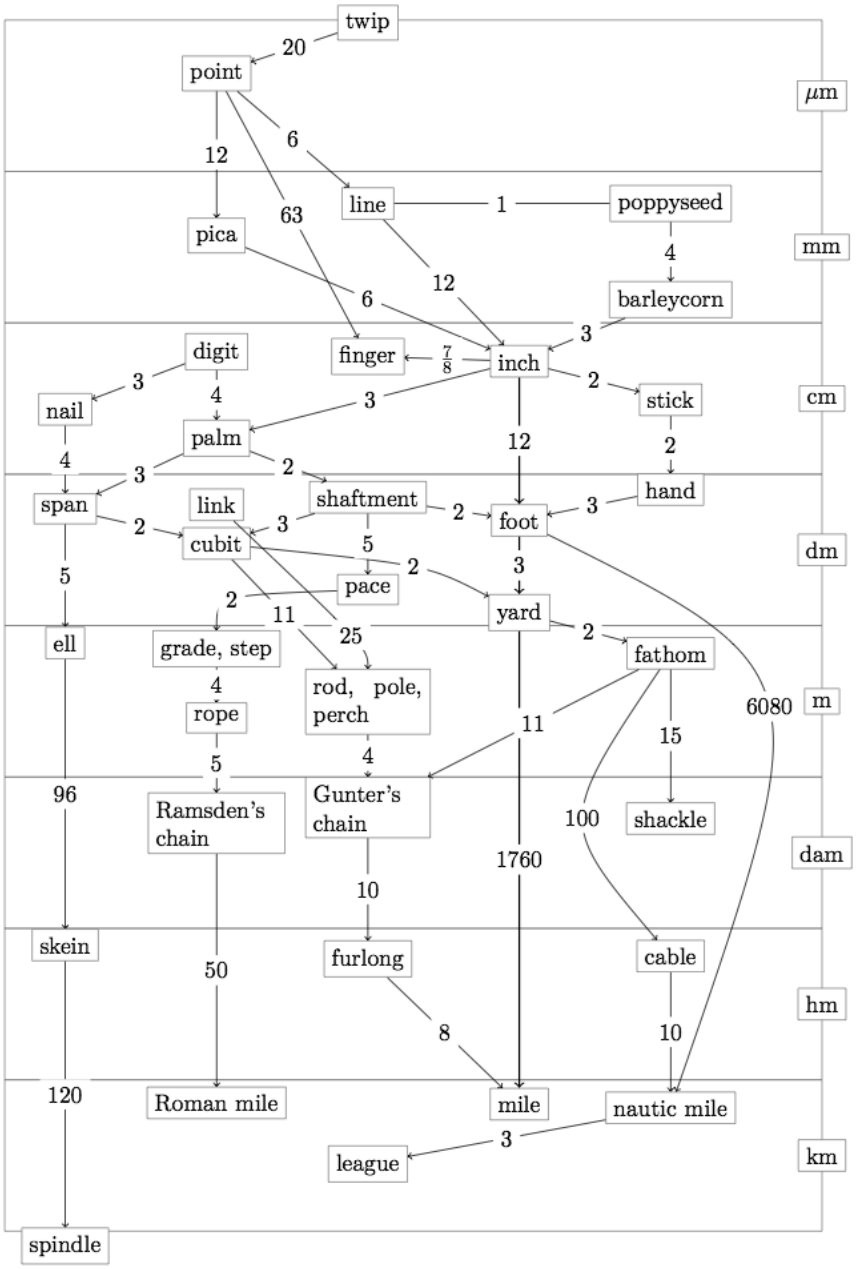
Spécialité :

Physique de l'Univers

Large Synoptic Survey Telescope : distorsions électrostatiques dans les CCD

Soutenue le 25 septembre 2017 devant le jury composé de :

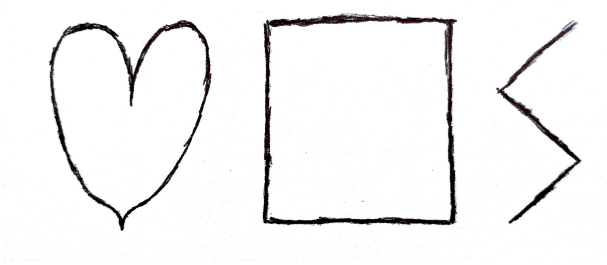
M	Antilogus	Pierre	Co-directeur de thèse
M	Barbier	Rémi	Rapporteur
Mme	Combet	Céline	Examinatrice
M	Cuillandre	Jean-Charles	Rapporteur
M	Regnault	Nicolas	Co-directeur de thèse
M	Vincent	Pascal	Président du jury



Pendant ce temps là, à un oral des concours de l'enseignement :

- Examinatrice : "Quelles sont les différentes unités de pression ?"
- P. : "Pascal, atmosphère et bar."
- Examinatrice : "Quoi d'autre ?"
- P. : "Vous savez, les élèves ont la chance de vivre dans un pays qui utilise de base le système métrique. Je ne pense pas que ce soit pertinent de leur présenter le système impérial."

Résultat de l'oral : 20/20



Remerciements

C'est grâce à un ensemble de personnes que cette thèse a été une expérience enrichissante. Je me dois ici de les remercier tous. Pour tous ceux que j'oublie et qui crient déjà à l'injustice, je vous prie, collègues et amis, d'accepter mes plus sincères excuses.

Tout d'abord, un très grand merci à Pierre Antilogus et Nicolas Regnault pour avoir accepté, il y a trois ans, de m'encadrer pour cette thèse. Merci pour la qualité, la régularité et la constance de votre encadrement : grâce à vous ces trois années se sont déroulées sans encombre.

Merci à tous les membres du groupe cosmologie, pour toutes les discussions intéressantes et les réunions décontractées. En particulier : merci à Pierre Astier que j'ai beaucoup embêté, qui a répondu à nombre de mes questions et sans qui beaucoup de ce travail n'aurait pas été possible ; merci à Claire Juramy avec qui j'ai très peu directement travaillé, mais sans qui les CCD auraient eu beaucoup de mal à fonctionner ; merci à Laurent Le Guillou qui me supporte depuis mon stage de M1, merci pour sa disponibilité, sa bonne humeur, son aide précieuse pour le développement du banc optique, ainsi que pour les deux semaines d'observation à la Silla au Chili ! Merci à Philippe Repain, sans qui l'élaboration du banc aurait été une tâche encore plus difficile. À Jacques Dumarchez pour avoir été mon parrain au sein du LPNHE : merci pour ton suivi et tes nombreuses remarques pertinentes, avoir un avis extérieur aura vraiment été utile. Et merci à tous les autres membres du LPNHE, ça a été un réel plaisir de travailler parmi vous.

Merci à tous les membres du groupe SAWG de la collaboration LSST-DESC, pour toutes les réunions et discussions très intéressantes.

Un grand merci aux membres de mon jury : Rémi Barbier, Céline Combet, Jean-Charles Cuillandre, Pascal Vincent. La lecture consciencieuse d'un manuscrit de thèse peut être un exercice fatiguant, surtout en période estivale. Merci pour toutes vos remarques, corrections ainsi que pour toutes vos questions lors de la soutenance.

Merci à tous mes enseignants de physique du Collège Lucien Cézard et du Lycée François premier de Fontainebleau. Merci à tous les autres professeurs, de la maternelle à l'Université en passant par le collège et le lycée, toutes disciplines confondues. C'est grâce à vous qu'on se construit, c'est grâce à vous qu'on acquiert de bonnes bases.

Je tiens à remercier tous les membres de mon association de doctorants D2I2, surtout les membres du CA avec qui j'ai passé beaucoup de temps à organiser des soirées, ainsi que des séminaires et des workshops intéressants : Claire, Louis, Simon, Raphaël, Anne, Clément, Delphine, Noël et Victor. La thèse est une expérience très intéressante, mais qui prend plus de saveur dans un réseau social et professionnel.

De très nombreux outils m'ont été nécessaires à l'élaboration de ce travail de thèse. Merci à Python d'exister. Un grand merci à LaTeX, qui a fait de la tâche d'écrire cette thèse une *presque* simple formalité. Un très grand merci aux communautés de stackoverflow et de stackexange qui m'ont permis de résoudre d'innombrables problèmes de programmations. Un très grand merci à

Wikipédia, de rester libre, sans publicité, et de fournir un contenu de très bonne qualité. Merci à Zotero, qui m'a permis de gérer ma bibliographie avec une très grande simplicité. Enfin, merci à git, un outil indispensable pour la programmation, et surtout la rédaction d'une thèse !

Merci aux inventeurs du casque anti-bruit, du casque intra-auriculaire et de la musique : c'est grâce à vos trois inventions combinées que j'ai passé la troisième année, et surtout la rédaction, dans l'isolement des bruits intempestifs qui venaient de la rue en contrebas.

Un grand merci à Leandre pour nous avoir appris l'existence du BTU, et par extension la prise de conscience de la complexité du système de mesure impérial. Merci pour tous les fous rires qui ont suivi, et la bonne humeur que cela a introduit dans le bureau. J'en profite ici pour remercier tous les stagiaires qui sont passés par notre bureau, en particuliers Niels avec qui j'ai travaillé quelques temps sur le banc.

Merci à Daniel Kerszberg, pour ces trois ans passés dans le même bureau, l'un en face de l'autre. Merci pour les discussions de science, que ce soit sur nos sujets respectifs, ou sur d'autres sujets. Ensuite, merci pour tout le reste, de l'école d'été en Chine, des nombreuses parties de chasse des petites bébêtes qui rentrent dans les poches, des discussions et théories sur LA série du moment... La liste est longue, mais en tout cas, vive le système métrique !

Aux nouveaux du bureau 1213-108. Merci à Cédric Perennes, pour ces deux ans dans le bureau : merci pour wifi ;), les marches *légendaires*, mais aussi bien sûr pour tout le reste. Merci pour le petit chauffage qui a sauvé quelques uns de mes orteils de l'amputation et pour le petit ventilateur qui m'a permis de survire à l'été quand je n'étais pas en salle blanche. Merci à Victoria Serret (de Sainte Agathe maintenant, félicitations !), pour toutes nos discussions. Le cadre de travail est vraiment important pour la réussite d'un projet, et tous les matins, j'étais content de venir dans notre bureau parce que je savais que l'ambiance y serait bien.

Merci au petit Rémy des années 1990, c'est grâce à toi et ta passion pour l'Univers que j'en suis là. Au début tu voulais devenir astrophysicien, tu ne savais pas vraiment ce que cela voulait dire, mais ça faisait classe et c'était ta passion. Ensuite, bien plus tard, tu as appris l'existence de la cosmologie, et c'était terminé, il fallait y faire une thèse.

Merci à toute ma famille : mon père Hervé, qui m'a soutenu tout au long de mes études, mais qui a été invité bien trop tôt pour faire une belote avec Saint Pierre ; à ma sœur Sidonie et son *Boubi* de Thomas ; à ma mère Sylvie, de son intérêt constant et de toutes ses questions sur mon travail. Merci à toute la belle famille : Valérie et Jean-Pierre ; Ludivine, Mohammed et Malek ; Clément et Nayanne ; Antoine ; Charlotte et Issa ; Yvon ; Madeleine !

À tous mes anciens camarades du M2 NPAC, mais en particulier Frédéric, Thomas, Alvaro et Nicolas.

À tous mes amis, qui m'ont accompagné tout au long de mes études et de la thèse. Michel, Anne-Cécile et Ivens, les anciens PM ! Loïc et Biljana, Johannes, Xieyu et les autres. Merci à vous tous pour tous les moments partagés ensemble, des simples restaurants ou cinémas jusqu'aux voyages.

Merci à tous les autres doctorants du LPNHE. L'olivier est super, j'en prendrai bien soin ! Simon, François, on les attrapera tous !

À mes deux petites amours, Hathor et Nephtys, pour tous les ronrons, les câlins affectueux et les réveils délicats à 3 h du matin pour les croquettes. Je ne regretterai jamais de vous avoir adopté.

Enfin, à toi Pauline, le plus grand des mercis. Merci pour avoir supporté mes aigreurs, mes horaires, mon absence. Mais surtout merci pour m'avoir encouragé et soutenu jusqu'au bout.

Paris, Octobre 2017

Table des matières

Introduction **1**

I Cadre **3**

1 La science et la technique des grands plans focaux **5**
1.1 Introduction . . . 5
1.2 La cosmologie au début du XXIième siècle . . . 7
1.2.1 Une brève histoire de l'Univers dans le cadre de ΛCDM . . . 8
1.2.2 Le secteur noir . . . 11
1.2.3 Les principales observables cosmologiques . . . 13
1.3 Les grands plans focaux . . . 19
1.3.1 Dark Energy Survey . . . 19
1.3.2 Hyper Suprime Cam . . . 20
1.3.3 LSST . . . 22
1.4 Conclusion . . . 28

2 Charge Coupled Device : le senseur et quelques effets parasites **29**
2.1 CCD . . . 29
2.1.1 Introduction . . . 29
2.1.2 Fonctions de base d'un CCD . . . 31
2.1.3 Quelques développements . . . 37
2.1.4 Éléments de base de la réduction d'images . . . 39
2.2 Photométrie de précision . . . 45
2.2.1 Variation de taille de pixels . . . 45
2.2.2 Distorsions . . . 46
2.3 Conclusion . . . 49

II Outils de mesure et méthode **51**

3 Élaboration d'un banc optique pour l'analyse des distorsions électrostatiques **53**
3.1 Le banc optique . . . 53
3.1.1 Infrastructure . . . 53
3.1.2 Support CCD . . . 55
3.1.3 Source de lumière . . . 55
3.1.4 Projecteur de franges . . . 60
3.1.5 Stabilité du banc . . . 63

3.2 Conclusion 64

4 Méthode numérique de modélisation des distorsions statiques 67
4.1 Introduction 67
4.2 Méthode 69
4.2.1 Principe 69
4.2.2 Modèle 70
4.2.3 Ajustement 71
4.3 Test de la méthode par simulations 71
4.3.1 Variation d'efficacité quantique 75
4.4 Conclusion 76

III Analyse 77

5 Mesure et analyse de profils de Ronchi 79
5.1 Introduction 79
5.2 Mesure de l'étalement de spots lumineux 80
5.3 Nouvelle méthode : profils de Ronchi 81
5.3.1 Principe 81
5.3.2 Méthode 82
5.3.3 Extraction des profils de Ronchi 85
5.3.4 Données 88
5.3.5 Résultats 91
5.4 Conclusion 93

6 Mesure et correction de l'effet brighter-fatter 95
6.1 État de l'art de l'effet brighter-fatter 96
6.1.1 L'impact de l'effet brighter-fatter sur la science 96
6.1.2 Approche phénoménologique de l'effet brighter-fatter 97
6.1.3 L'effet brighter-fatter en détail 102
6.2 Les données 104
6.3 Mesure des corrélations 106
6.3.1 Exploitation des illuminations uniformes 106
6.3.2 Extraction des corrélations 106
6.3.3 Élaboration des masques 107
6.4 Résultats 108
6.4.1 Sélection des canaux 108
6.4.2 Chromaticité 109
6.4.3 Corrélations en fonction de la tension de polarisation 111
6.4.4 Uniformité spatiale 112
6.4.5 Corrélations en fonction du nombre de phases collectrices 117
6.4.6 Corrélations à grande distance 119
6.4.7 Corrélations et covariances en fonction du flux 120
6.5 Correction de l'effet : méthode de *descrambling* 123
6.5.1 Modèle électrostatique simplifié 125
6.5.2 Densité de charge à la frontière entre deux pixels 128
6.6 Application de la méthode de *descrambling* sur des profils de Ronchi 130
6.6.1 Profils de Ronchi parallèles aux colonnes 130

6.6.2 Profils de Ronchi parallèles aux lignes 134
6.6.3 Explication de l'erreur de correction de la méthode de *descrambling* . . . 138
6.6.4 Correction sur des images à plus faibles gradients 140
6.7 Problèmes 142
6.8 Conclusion 145

Conclusion **147**

Annexe **149**

A Complément d'analyse pour la modélisation des distorsions statiques **151**
A.1 Modélisation de l'illumination 151
A.1.1 Conditions initiales 151
A.1.2 Résultats de l'ajustement de diverses illuminations 152

Bibliographie **157**
Articles 157
Proceedings 160
Livres 161
Thèses 161
Sites web 161
Autres sources 162

Liste des figures

1.1 Comparaison de l'étendue de divers relevés cosmologiques 6
1.2 Histoire illustrée de l'Univers 9
1.3 Carte en température des fluctuations du fond diffus cosmologique 10
1.4 Diagramme de Hubble de supernovae de type Ia 11
1.5 Courbe de rotation de la galaxie M33 12
1.6 Limite de section efficace WIMP-nucléon 13
1.7 Supernova SN 1994D 14
1.8 Figure de contours de supernovæ de type Ia 15
1.9 Illustrations du lentillage gravitationnel 16
1.10 Oscillations acoustiques de baryons 18
1.11 Le Blanco Telescope et le plan focal du Dark Energy Survey 20
1.12 Le télescope Subaru et Hyper Suprime Cam 21
1.13 Le plan focal de Hyper Suprime Cam 21
1.14 LSST 22
1.15 Prérequis électroniques pour le CCD et certains éléments de la chaîne électronique. 26
1.16 Future caméra de LSST 27
1.17 L'obturateur de Hyper Suprime Cam 27

2.1 Schéma d'un pixel 30
2.2 Analogie CCD 31
2.3 Courbes d'efficacité quantique 33
2.4 Composants principaux d'un CCD et schéma des séquences d'horloge d'un transfert de ligne pour un CCD à 4 phases 35
2.5 Effet de *blooming* 35
2.6 Clamp and Sample et Correlated Double Sampling 37
2.7 Plan focal de LSST 38
2.8 Schéma d'un CCD LSST à 16 canaux 39
2.9 Biais, biais maître et *overscan* 41
2.10 Différents exemples de Point Spread Function 42
2.11 Méthode du *Virtual Knife Edge* pour la mesure de la PSF 43
2.12 Exemples de Photon Transfert Curve (PTC) 44
2.13 Variation de taille des pixels 46
2.14 Exemple de cernes de croissance (tree-rings) 47
2.15 Diverses conséquences de l'effet *brighter-fatter* 49

3.1 Schéma du banc optique développé au LPNHE dans le cadre de cette thèse . . . 54
3.2 Différentes orientations du faisceau de la sphère intégrante en fonction de la longueur d'onde et solution 57

3.3 Stabilité du flux de la lampe spectrale QTH 58
3.4 Spectres des lampes XeHg et QTH 59
3.5 Schéma de principe d'un monochromateur 60
3.6 Projecteur de franges et un exemple de mire 61
3.7 Stabilité thermique du banc 64

4.1 Tree-rings dans les CCD E2V et ITL 68
4.2 Différents systèmes de coordonnées pour la grille de pixels 69
4.3 Champ de déplacement et son influence sur une illumination uniforme 72
4.4 Ajustement du champ de déplacement 73
4.5 Ajustement sous contraint du champ de déplacement 74
4.6 Efficacité quantique sur des illuminations uniformes et modulées 75

5.1 Étalement de spots lumineux en fonction du flux moyen 80
5.2 Exemples d'illuminations de motifs de Ronchi parallèles aux colonnes et parallèles aux lignes d'un CCD 83
5.3 Exemple de procédure de mise au point 83
5.4 Illumination de Ronchi et leur variance sur le canal 12 84
5.5 Profil de Ronchi avant la procédure de repliement 85
5.6 Détermination du nombre d'onde des franges 86
5.7 Histogrammes des valeurs estimées des périodes pour les profils de Ronchi parallèles aux colonnes et aux lignes 87
5.8 Profil de Ronchi avant et après alignement du barycentre du profil 88
5.9 Profil de Ronchi parallèle aux colonnes après le repliement 89
5.10 Profil de Ronchi parallèle aux lignes après le repliement 90
5.11 Profil de Ronchi parallèle aux lignes après le repliement, plat au sommet 90
5.12 Ajustement de spline sur des profils de Ronchi 91
5.13 Mesure de l'effet brighter-fatter avec les profils de Ronchi 92

6.1 Exemple d'élargissement de la taille des étoiles en fonction du flux 97
6.2 Conventions de la grille de pixels pour le calcul de covariances 99
6.3 Linéarité des corrélations par canaux en fonction du flux moyen 108
6.4 Sélection des canaux du CCD pour analyse 109
6.5 Chromaticité de l'effet brighter-fatter 110
6.6 Une explication de la chromaticité de l'effet brighter-fatter : la zone d'exclusion . 111
6.7 Comportement des corrélations en fonction de la tension de polarisation 112
6.8 Évolution des trois premières corrélations en fonction de la tension de polarisation 113
6.9 Mouvements de premier ordre des frontières de pixels 113
6.10 Visualisation spatiale des corrélations 115
6.11 Franges d'interférence à 991.21 nm sur le CCD E2V-250-15433-18-01 116
6.12 Motifs de franges sur un Raft de LSST 117
6.13 Géométrie haut/bas des quatre phases d'un CCD E2V 118
6.14 Comportement des corrélations en fonction du nombre de phases collectrices . . . 118
6.15 Changement de nombre de phases et taille du puits de potentiel des pixels 119
6.16 Corrélations en fonction de la distance 120
6.17 Visualisation spatiale des corrélations (bis) 121
6.18 Corrélations en fonction du flux moyen 122
6.19 Covariances normalisées par la moyenne en fonction du flux moyen 124
6.20 Modèle électrostatique simplifié 126

6.21 Résidus au modèle électrostatique simplifié 128
6.22 Comparaison des différents estimateurs de densité de charge sur un profil de Ronchi 129
6.23 Profil de Ronchi non corrigé 131
6.24 Profil de Ronchi corrigé par la méthode de *descrambling* pour différents estimateurs de densité de charge à la frontière entre deux pixels 132
6.25 Résidus après correction en charges par rapport au profil de plus basse intensité . 133
6.26 Comparaison des différents estimateurs de densité de charge sur un profil de Ronchi parallèle aux lignes 134
6.27 Profil de Ronchi parallèle aux lignes non corrigé 135
6.28 Profil de Ronchi parallèle aux lignes corrigé par la méthode de *descrambling* pour différents estimateurs de densité de charge à la frontière entre deux pixels 136
6.29 Résidus après correction en charges par rapport au profil de plus basse intensité (Ronchi parallèles aux lignes) 137
6.30 Erreur de correction de charge induite par la forme du profil 139
6.31 Comparaison des différents estimateurs de densité de charge sur un profil de Sinus 140
6.32 Estimation de l'erreur de correction sur une illumination de sinus 141
6.33 Linéarité de la réponse de l'acquisition et ajustement à la PTC avant/après correction de la non-linéarité 143
6.34 Problème de digitalisation de l'ADC 144
6.35 Évaluation de l'efficacité de correction par descrambling sur la dispersion des profils de Ronchi. 144

A.1 Comparaison des méthodes d'estimation du nombre d'onde 153
A.2 Ajustement de l'illumination sur une image simulée 154
A.3 Ajustement de l'illumination dans différents cas 155

Liste des tables

1.1 Magnitudes limites de LSST pour ses différents filtres 23

2.1 Longueurs d'adsorption du silicium à -120 $°C$ 32
2.2 Temps d'observation et temps morts de LSST lors d'une nuit de 11 h 38

3.1 Normes ISO pour les salles blanches du LPNHE 54

6.1 Gains des différents canaux du CCD E2V-250-15433-18-01 105
6.2 Paramètres d'un ajustement quadratique pour R_{01} et R_{11} fonction de la tension de polarisation 114
6.3 Paramètres des ajustements des premières corrélations : modèle linéaire 121
6.4 Paramètres des ajustements des premières covariances normalisées par la moyenne : modèle linéaire 123
6.5 Paramètres des ajustements des premières covariances normalisées par la moyenne : modèle complet 123
6.6 Les paramètres ajustés du modèle électrostatique simplifié 128
6.7 Évaluation de l'efficacité de correction 130
6.8 Évaluation de l'efficacité de correction sur les profils de Ronchi parallèles aux lignes 134
6.9 Évaluation de l'efficacité de correction sur les profils de Ronchi parallèles aux colonnes après soustraction de l'erreur de l'estimateur de charge 138

Introduction

Dans le cadre de la préparation au *Large Synoptic Survey Telescope*, la collaboration scientifique LSST *Dark Energy Science Collaboration* a identifié la mesure de précision des propriétés des CCD comme étant un point essentiel pour la réussite du projet. Un groupe de travail spécialement dédié à cette étude a donc été créé (le Sensor Anomalies Working Group, SAWG), dans lequel les travaux de cette thèse ont été conduits, et présentés régulièrement. Dans les différents laboratoires de la collaboration, des bancs optiques ont ainsi été mis en place : à la l'Université de Californie de Davis (UC Davis), au Centre de l'Accélérateur Linéaire de Standford (SLAC) et au Laboratoire National de Brookheaven (BNL) aux États Unis, ainsi qu'à Paris au Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Énergies (LPNHE). C'est grâce au banc optique du LPNHE développé au cours de cette thèse que les résultats de ce document peuvent être présentés.

LSST fait partie d'une nouvelle catégorie de télescopes qui rendent possibles des relevés astronomiques de plus grande envergure grâce à leur caméra toujours plus grande : les grands plans focaux. Lors de sa mise en service, LSST aura la plus grande caméra au monde, avec 3.2Gpix couvrant sur le ciel une surface de 9.6 degrés carré, soit l'équivalent de 40 fois la taille de la Lune. La taille de la caméra, le type de détecteur et la cadence d'observation utilisés vont permettre d'observer un volume d'Univers sans précédent pour une expérience autonome. Le plan focal de la caméra sera équipé de Charge Coupled Devices (CCD) à haute résistivité qui permettent de sonder plus loin dans l'Univers grâce à leur sensibilité accrue dans le proche infra rouge (les objets dans l'Univers ont leur lumière de plus en plus rouge avec la distance). Depuis une dizaine d'années que les grands plans focaux sont équipés de ce nouveau type de CCD, un certain nombre de nouveaux effets ont été identifiés. Ces effets sont en réalité présents dans les autres types de CCD mais à des intensités plus faibles. Au sein du groupe SAWG, une attention toute particulière est portée sur la compréhension des distorsions électrostatiques inhérentes aux propriétés du CCD. Ces distorsions sont en pratique classées en deux catégories : les distorsions *statiques* qui sont indépendantes du flux collecté, et les distorsions dynamiques qui y sont dépendantes. Elles ont un impact sur les mesures de science, impact qui doit être pris en compte pour satisfaire les exigences de précision sur la mesure du flux et de la forme des objets célestes.

Quelque soit l'origine de ces effets, ils ont un impact sur la régularité de la grille de pixels. Certains dépendent directement de la procédure de fabrication : à petite échelle elle induit des différences de taille entre les pixels ; à plus grande échelle, les variations de dopant dans le silicium du CCD sont aussi responsables de distorsions, qui peuvent atteindre jusqu'à 1% du flux mesuré. Certains effets ont récemment été mis en évidence [A1], comme l'effet brighter-fatter, un effet dynamique qui perturbe la mesure de forme et de flux des étoiles.

Il a été démontré qu'avec certains types d'illumination, il était possible de caractériser ces effets avec précision. Le travail de cette thèse se déroule dans ce contexte. J'ai participé à l'élaboration du banc optique du LPNHE, mis en place des procédures et pris les données nécessaires pour caractériser les distorsions dans les CCD.

Le chapitre 1 de ce document est dédié à la description du cadre scientifique de cette thèse. Dans un premier temps je décrirai les enjeux scientifiques de la cosmologie de ce début du XXIième siècle, et comment les télescopes récents, grâce à certaines observables dans l'Univers, peuvent y répondre. Je décrirai ensuite les grands plans focaux des relevés cosmologiques actuels que sont le *DECam* pour le *Dark Energy Survey* et *Hyper Suprime Cam* pour le *Subaru Strategic Program*, puis LSST, le cadre de ma thèse, qui débutera son programme scientifique en 2022 et pour lequel seront donnés plus de détails. Plus particulièrement, un accent sera mis sur les contraintes des caractéristiques instrumentales du détecteur posées par les objectifs de science.

Au chapitre 2, je présenterai en détail les CCD, qui sont le centre de ce travail de thèse dans le contexte de caractérisation instrumentale pour LSST. Pour étudier les CCD avec précision, il faut d'abord comprendre le principe de leur fonctionnement. Dans un premier temps, les fonctions élémentaires des CCD seront abordées. Ensuite seront présentés quelques développements instrumentaux des CCD liés aux contraintes posées par les objectifs de science. Enfin le cœur de ce document sera introduit, à savoir l'étude des distorsions électrostatiques inhérentes aux propriétés des CCD qui altèrent les mesures de science.

Le banc optique du LPNHE développé au cours de cette thèse est décrit au chapitre 3. Au sein de la collaboration LSST, ce banc a plusieurs objectifs dont la validation des caractéristiques des CCD en lien direct avec les vendeurs, la mise en œuvre et l'optimisation de l'électronique de lecture, mais aussi l'étude fine de leurs propriétés pour en tenir compte dans les futures analyses de cosmologie. Pour ce dernier point sera présenté la mise en place d'un projecteur de franges non-interférentiel qui permet l'acquisition des données pour la caractérisation des différentes distorsions électrostatiques des CCD.

Je présenterai ensuite dans le chapitre 4 une nouvelle méthode de caractérisation des distorsions statiques et son implémentation sur des données simulées représentatives des données qui peuvent être acquises sur banc optique et notamment grâce au projecteur de franges développé au cours de cette thèse.

L'étude précise de l'effet brighter-fatter correspond à une partie importante de ce travail de thèse. L'effet brighter-fatter est un effet dynamique qui possède plusieurs manifestations. Une nouvelle méthode de mesure d'une de ces manifestations a été développée au cours de cette thèse. Cette méthode et son implémentation sur des données acquises sur banc optique sera présentée dans le chapitre 5.

Enfin, le dernier chapitre de ce document, le chapitre 6, est consacré à l'étude détaillée des propriétés de l'effet brighter-fatter. La correction de l'effet sur les images de science, finalité de ce travail de thèse, dépend fortement de ces propriétés. Pour modéliser l'effet nous avons mis en place un modèle électrostatique simplifié, beaucoup plus facile à mettre en place que les simulations actuelles de toute la physique du CCD. L'efficacité de cette méthode de correction sera évaluée, méthode dans laquelle il est possible de corriger une grande partie de l'effet, directement sur les images de science et sans faire d'hypothèse sur la forme des objets célestes observés.

Première partie

Cadre

Chapitre 1

La science et la technique des grands plans focaux

Ce qui s'apprend aujourd'hui existe depuis toujours.

Proverbe Malien

Sommaire

1.1 Introduction **5**
1.2 La cosmologie au début du XXIième siècle **7**
1.2.1 Une brève histoire de l'Univers dans le cadre de ΛCDM 8
1.2.2 Le secteur noir 11
1.2.2.1 L'énergie noire 11
1.2.2.2 La matière noire 12
1.2.3 Les principales observables cosmologiques 13
1.2.3.1 Les supernovae de type Ia 13
1.2.3.2 Le lentillage gravitationnel 16
1.2.3.3 Les oscillations acoustiques de baryons 17
1.2.3.4 Les amas de galaxies 18
1.3 Les grands plans focaux **19**
1.3.1 Dark Energy Survey 19
1.3.2 Hyper Suprime Cam 20
1.3.3 LSST 22
1.3.3.1 La science de LSST 23
1.3.3.2 La technique de LSST 24
1.4 Conclusion **28**

1.1 Introduction

Le début du XXIième siècle est marqué par l'émergence d'un nouveau type de programme astronomique d'observation : les grands relevés. Ce nouveau type de relevé est rendu possible grâce aux télescopes à caméra grand champ, ou grand plan focal. Ces nouveaux instruments

permettent de faire des avancées fondamentales dans les domaines de l'astronomie et de la cosmologie, comme l'ont démontré le Sloan Digital Sky Survey (SDSS) [A2], le Canada France Hawaï Telescope (CFHT) avec sa caméra MegaCam [P3], Pan-STARRS [A4] ainsi que la caméra Suprime Cam du télescope Subaru [A5]. Un des objectifs principaux des grands plans focaux est d'observer le plus grand volume d'Univers possible. Pour cela, il faut augmenter d'une part la taille des plans focaux afin d'observer une plus grande surface de ciel, et d'autre part il faut augmenter la taille des miroirs afin d'être plus sensible aux objets lointains et donc plus faibles. De plus, l'Univers étant en expansion, les objets lointains s'éloignent de nous : par effet Doppler, leur lumière est décalée vers le rouge. Les plans focaux les plus récents, par exemple Hyper Suprime Cam [O6] sur le télescope Subaru, utilisent des CCD *haute résistivité* qui ont une meilleure sensibilité dans le rouge. Ce point sera expliqué plus en détail dans le chapitre 2. L'étude détaillée des CCD constitue le cœur de mon travail de thèse.

Les grands plans focaux se caractérisent par leur *étendue* qui est le produit de la surface de leur miroir primaire par la taille du champ de vue de la caméra en $m^2 deg^2$. Elle rend compte du volume d'Univers observable en une seule prise de vue : pour une étendue plus grande, un même volume d'Univers sera observé plus rapidement. Lors d'une nuit d'observation, cela permet d'observer plus d'Univers et donc d'augmenter la statistique des objets observés. Dans la figure 1.1 sont comparées les étendues des principaux relevés cosmologiques actuels et futurs.

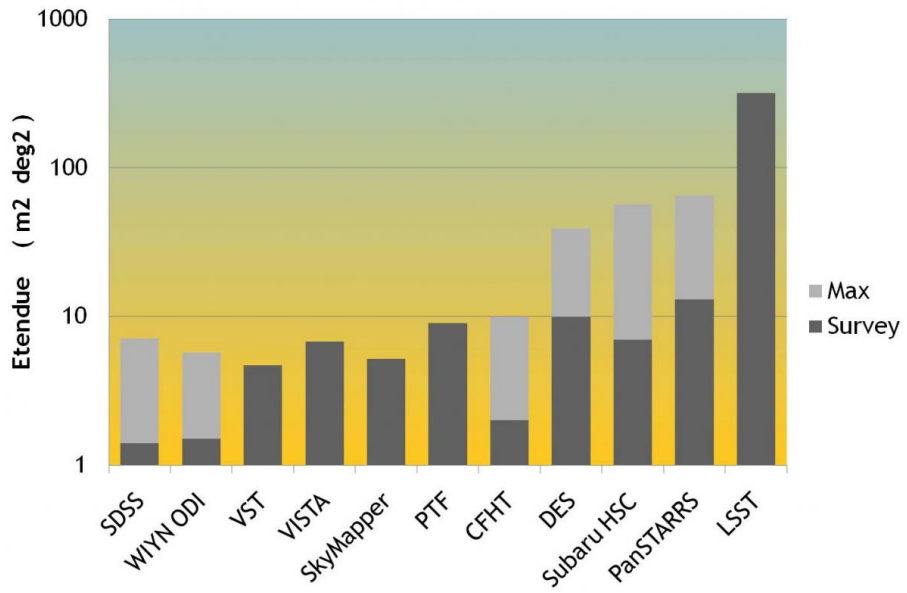


FIGURE 1.1: Comparaison de l'étendue de divers relevés cosmologiques actuels et futurs. L'étendue en ordonnée est en échelle logarithmique. Certains relevés pourraient avoir une étendue effective plus élevées (Max + Survey) si 100 % de leur temps d'observation était dédié au relevé. Image issue de [W7].

Un des aspects fondamentaux des observatoires est leur efficacité d'observation, qu'on peut voir comme le ratio entre le temps d'observation réel sur la durée totale d'une nuit. L'efficacité d'observation dépend de plusieurs paramètres, comme le temps de pointé, le temps de changement de filtre ainsi que le temps de lecture des CCD. Les exigences de science sans cesse croissantes impliquent de fortes pressions pour la réduction de tous les temps morts, ce qui est notamment permis grâce à l'amélioration des techniques instrumentales. Pour le temps de

changement de filtre, HSC met environ 30 minutes[1] alors que LSST mettra environ 2 minutes, tout comme le faisait MegaCam. Le plus important est sans doute le temps de lecture des CCD. L'efficacité d'observation n'est pas optimale si le temps de pose est similaire au temps de lecture du plan focal. Grâce à son électronique de lecture ainsi qu'à la division d'un CCD en plusieurs canaux, LSST pourra lire la totalité de son plan focal (3.2 Gpix) en seulement deux secondes, alors qu'il faut environ 17 secondes pour DECam, une trentaine de secondes pour HSC, et qu'il fallait une quarantaine de secondes pour MegaCam. Les principaux grands plans focaux actuels et leur caméra sont décrit plus précisément dans la partie 1.3.

Une meilleure efficacité d'observation, c'est une cadence plus rapide et donc un volume d'Univers observé plus important lors d'une nuit. Comme on va le voir dans 1.3.3, LSST peut voir tout son ciel observable[2] en 4 jours : c'est une cadence bien supérieure à celle de ses prédécesseurs. Une des clefs de cette cadence, c'est son électronique de lecture, que l'on décrit plus en détail dans la partie 1.3.3.

Les grands plans focaux, comme tous les autres télescopes terrestres, sont cependant limités quant au volume d'Univers observable. D'une part à cause de la brillance du ciel et de l'efficacité des CCD (voir partie 2.1.2), mais aussi à cause de l'absorption de l'atmosphère terrestre, l'efficacité se dégrade très fortement à partir du proche infrarouge. Pour voir encore plus loin, il faut donc se tourner vers les missions spatiales, qui coûtent bien plus cher que les missions terrestres, et qui apportent des observations complémentaires aux télescopes terrestres.

Dans ce chapitre, je décrirai d'abord les enjeux principaux de la cosmologie au XXIième siècle et une brève histoire de l'Univers. Je ferai ensuite la description des différents domaines de la cosmologie étudiés par les grands plans focaux, puis je décrirai les principaux grands plans focaux actuels et futurs que sont le Dark Energy Survey (DES), le Hyper Suprime Cam (HSC), ainsi que le Large Synoptic Survey Telescope (LSST), le projet dans lequel s'inscrit ma thèse. Pour LSST je ferai ressortir les différentes contraintes instrumentales qui sont posées par les différents objectifs de science.

1.2 La cosmologie au début du XXIième siècle

Au début du XXIième siècle, le domaine de la cosmologie a subit une évolution rapide, évolution dans laquelle a émergé le modèle standard du Big Bang où l'Univers, qui est en expansion depuis la phase chaude et dense qui marque ses débuts, semble composé de deux quantités encore mystérieuses aujourd'hui : l'*énergie noire* et la *matière noire*. Dans le cadre de ce modèle standard, les caractéristiques globales de l'Univers et l'étude détaillée de son histoire peuvent se décrire grâce à seulement six paramètres indépendants [A8], contraints grâce à l'observation de sondes cosmologiques complémentaires.

Localement, l'Univers se compose d'étoiles, de galaxies, d'amas de galaxies ainsi que de super amas de galaxies[3]. À grande échelle, l'Univers est invariant par rotation et invariant par translation, c'est à dire qu'il est spatialement isotrope et homogène : c'est le *principe cosmologique*, un des fondements de la cosmologie, qui stipule qu'il n'y a pas d'observateur privilégié dans

[1] Par précaution, ce temps est long pour limiter les risques sur le télescope.

[2] La surface de ciel potentiellement observable à un instant donné correspond à 2π str, soit environ 20000 deg^2, c'est à dire la moitié de la sphère céleste si l'on suppose un horizon sans obstacle (relief) ni nuage. Pour préserver une bonne qualité d'image (seeing, en arcsec), c'est en réalité environ moitié moins, soit 8000 deg^2. En effet, il faut mettre une limite sur l'épaisseur d'atmosphère traversée par la lumière, limite que l'on fixe généralement à 1.5 airmass (1 airmass correspondant à l'épaisseur d'atmosphère au zénith). Un plus grand airmass implique un plus grand seeing, donc une moins bonne qualité d'image.

[3] Il existe en fait des structures encore plus grandes, telles que les *filaments*.

l'Univers. Dans ce contexte, les solutions à la Relativité Générale[4] pertinentes physiquement sont décrites par les modèles de Friedmann Lemaître Robertson Walker (FLRW).

L'Univers et son histoire sont gouvernés par des densités d'énergie qui sont exprimées en unité de la densité critique de l'Univers. Cette densité critique est la densité que devrait avoir l'Univers pour être *plat*. Au début du XXIième siècle, l'observation des supernovæ de type Ia (SNIa, voir partie 1.2.3.1) combinée avec des mesures de précision du fond diffus cosmologique (voir partie 1.2.1) a permis de mieux contraindre le contenu en énergie de l'Univers. Ce dernier nécessite alors dans sa composition une faible densité de matière ainsi qu'une composante de pression[5] négative pour expliquer sa densité totale. C'est la naissance du modèle standard du Big Bang ΛCDM, où Λ représente la constante cosmologique, cette composante de pression négative que l'on associe à l'énergie noire, dont la nature reste pour l'instant mystérieuse et qui est responsable de l'actuelle accélération de l'expansion de l'Univers. Dans ce modèle la densité d'énergie de matière baryonique Ω_b représente un faible pourcentage de la densité totale de matière Ω_m. L'essentiel de la matière serait composé d'une composante encore inconnue à ce jour, la matière noire (voir partie 1.2.2.2).

Même si ΛCDM est le modèle qui décrit le mieux les observations actuelles, la présence d'*énergie noire* et de *matière noire* pose des questions. Il existe en fait certains modèles de gravité modifiée, modèles alternatifs à la Relativité Générale, capables d'expliquer les observations sans l'introduction de ces deux composantes. La Relativité Générale a été testée et validée avec une très grande précision à l'échelle du système solaire[6], mais elle n'est peut être pas une bonne description de la gravité à plus grande échelle. Un des enjeux actuels de la cosmologie est de faire, aux échelles galactiques et cosmologiques, des tests à la Relativité Générale [A11].

Pour mieux contraindre les paramètres cosmologiques, et donc l'énergie noire et la matière noire, ou trancher en faveur de déviations à la Relativité Générale, les cosmologistes utilisent différentes observables. Les principales sondes utilisées sont les déformations du lentillage gravitationnel en régime faible, les supernovae de type Ia (SNIa), les oscillations acoustiques de baryons (BAOs), le fond diffus cosmologique (CMB) et la distribution en masse des amas de galaxies en fonction du temps. Je décrirai ces différentes sondes cosmologiques plus en détail par la suite, mis à part le CMB qui n'est pas une observable des grands plans focaux. Améliorer les mesures sur ces observables, c'est d'une part réduire les systématiques instrumentales, mais surtout augmenter de plusieurs ordres de grandeur le nombre des objets observés.

1.2.1 Une brève histoire de l'Univers dans le cadre de ΛCDM

Depuis le Big Bang jusqu'à l'émission du fond diffus cosmologique (CMB), les premiers instants de l'Univers ne sont pas accessibles aux observations. C'est dans le plasma primordial, très dense et très chaud, que toutes les forces se sont découplées les unes des autres. Juste après le Big Bang, toutes les forces sont unifiées. C'est pendant cette période de grande unification que va se dérouler la période de l'*inflation*, introduite en 1979 [A12]. C'est une époque extrêmement rapide d'expansion où l'Univers gagne 26 ordres de grandeur en taille, transformant les fluctuations quantiques en fluctuations à l'échelle macroscopique. C'est aussi le moment où la

[4] Dans la théorie de la Relativité Générale développée par Einstein, la gravitation n'est plus une force comme la décrivait Newton mais est la conséquence des déformations de l'espace temps sous l'action des corps qui l'occupent.

[5] Chaque constituant de l'Univers se décrit au moyen de son équation d'état $p = w\rho$, ou p est une pression et ρ une densité. Pour la matière, $w_m = 0$ et pour les radiations $w_r = 1/3$. Pour l'énergie noire, les observations montrent que w_{DE} est compatible avec -1.

[6] Par exemple avec l'explication du décalage du périhélie de Mercure [A9], la mesure du délai temporel (effet Shapiro) avec la sonde Cassini [A10], et le décalage temporel d'horloges en fonction de leur position dans un champ gravitationnel (par exemple : système de positionnement GPS).

force nucléaire forte se découple de la force électrofaible. L'inflation permet de résoudre certains problèmes observationnels de ΛCDM.

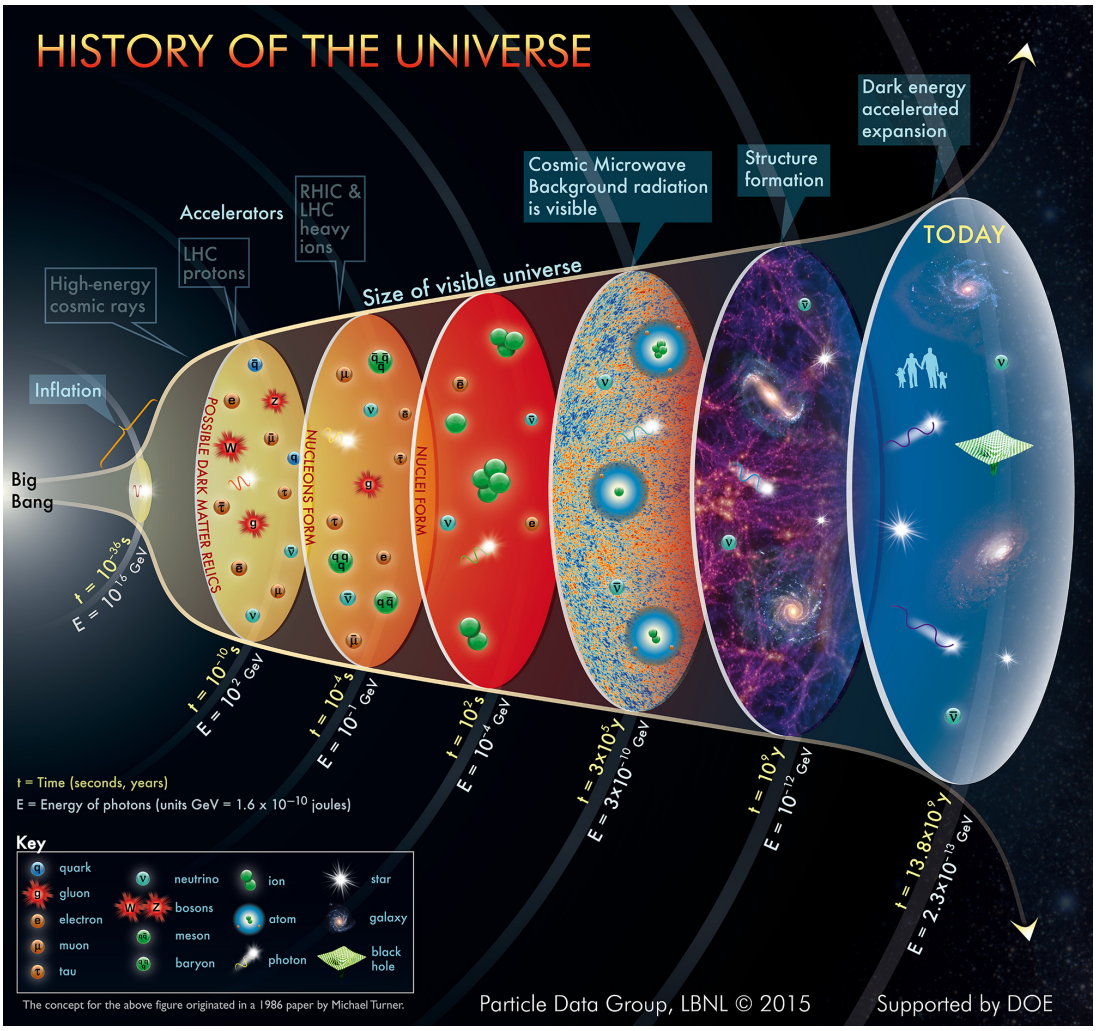


FIGURE 1.2: Histoire de l'Univers illustrée par le Particle Data Group au Lawrence Berkeley National Laboratory. Sous le dessin central sont donnés des ordres de grandeur des temps et des énergies, en jaune et blanc respectivement. Image issue de [W13].

En effet, en considérant la vitesse d'expansion actuelle de l'Univers, certains points de l'Univers devraient être causalement déconnectés, ce qui empêcherait la thermalisation du plasma primordial, et donc qui ne permettrait pas d'expliquer que le fond diffus cosmologique soit à ce point homogène et isotrope [A14]. C'est le problème de l'horizon, que l'inflation permet de résoudre. Un autre problème qui peut être résolu par l'inflation est le problème de la platitude, à savoir pourquoi est-ce que les densités de matière et d'énergie de l'Univers qui affectent sa courbure, sont si précisément définies. En effet, la densité totale de l'Univers est aujourd'hui très proche d'une valeur critique de densité requise pour avoir un Univers plat. Avec le temps, la densité totale s'éloigne de la densité critique, ce qui veut dire que dans l'Univers très jeune, la densité totale était encore plus proche de la densité critique qu'aujourd'hui.

Depuis les débuts, l'Univers ne cesse de s'agrandir. Cette dilatation amène un refroidissement de tous ses constituants, notamment les photons qui en moyenne voient leur énergie diminuer.

Les énergies sont tellement fortes qu'au début les quarks ne peuvent pas se lier pour former des hadrons : l'univers est un plasma de quarks et de gluons. Puis l'énergie diminuant, les quarks peuvent enfin s'assembler pour créer les premiers hadrons. Viendra ensuite la nucléosynthèse primordiale, qui voit l'apparition des premiers éléments plus lourds que l'hydrogène tels que l'hélium et le lithium.

La recombinaison à lieu 380000 ans après le Big Bang : les photons ayant alors une énergie plus faible que l'énergie d'ionisation de l'hydrogène, tous les électrons se recombinent avec des protons pour former de l'hydrogène neutre. L'Univers devient transparent, permettant à la lumière de se propager sur des distances extrêmement grandes : c'est l'émission du fond diffus cosmologique, actuellement la plus ancienne observable de notre Univers (voir 1.3).

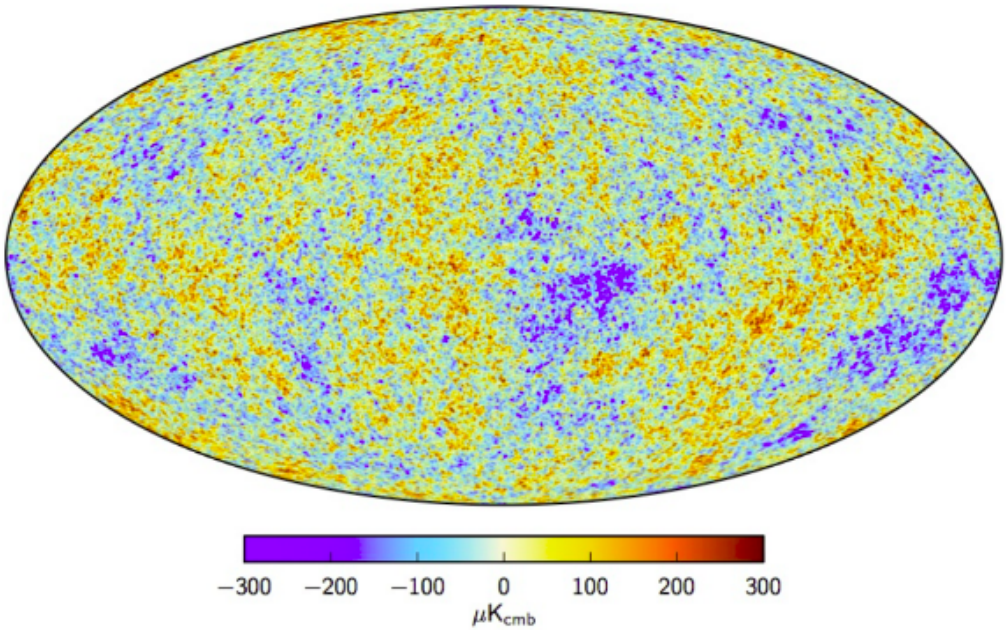


FIGURE 1.3: Carte en température des fluctuations du fond diffus cosmologique sur tout le ciel observable, en projection Mollweide. Le plan de la galaxie correspond à la ligne médiane horizontale de l'image. Image issue de [A14].

Cependant, il est théoriquement possible d'observer un Univers encore plus jeune, grâce notamment à un fond diffus de neutrinos, qui se sont découplés bien avant la matière baryonique, ~ 1 seconde seulement après le Big Bang. Seulement les neutrinos sont extrêmement difficiles à observer à cause de leur très faible interaction avec la matière ainsi qu'à cause de l'expansion de l'univers qui réduit grandement leurs énergies. De plus, il est aussi théoriquement possible de contraindre la période de l'inflation grâce à des ondes gravitationnelles[7] primordiales et leurs effets sur les modes de polarisation B du fond diffus cosmologique.

Après la recombinaison, l'Univers est neutre. La matière commence à se structurer autour des fluctuations de densité du plasma primordial qui se sont figées à la recombinaison (voir section 1.2.3.3), créant ainsi des concentrations plus importantes de gaz à l'origine des premières galaxies. Cette période est appelée *Âges sombres* car les étoiles n'existent pas encore (voir figure 1.2). La matière, en se structurant de plus en plus, augmente en température. Puis, en dépassant la température de fusion de l'hydrogène, il y aura la naissance des toutes premières étoiles. Sous l'effet de la lumière émise par les étoiles, et plus précisément les rayons X, l'Univers jusqu'alors

[7] Jusqu'en 2016 [A15], les ondes gravitationnelles n'avaient jamais été observées.

neutre, va se ioniser progressivement : c'est la période de *réionisation*. C'est une fois que l'univers sera totalement ionisé que les premières étoiles et galaxies pourront être observées. En effet, la lumière d'étoiles émise lorsque l'Univers n'était pas entièrement ionisé ne peut pas être observés car les premiers photons sont absorbés par la matière neutre.

L'Univers continue de se dilater. Sous l'effet de la gravitation les galaxies se réunissent pour former des amas et des super amas de galaxies. Enfin, récemment dans l'histoire de l'Univers, l'énergie noire devient dominante en énergie par rapport aux autres constituants, l'expansion de l'Univers s'accélère.

1.2.2 Le secteur noir

1.2.2.1 L'énergie noire

L'observation de l'accélération de l'expansion de l'Univers a été accomplie pour la première fois à l'aide de supernovae de type Ia (SNIa) dans [A16, A17]. Cette observation, récompensée par le prix Nobel de physique 2011, introduit l'existence de l'énergie noire afin d'expliquer cette accélération. Sans elle et dans le cadre de la Relativité Générale, la gravitation générée par la propre masse de l'Univers devraient ralentir son expansion. L'énergie noire représente les 3/4 du contenu en énergie de l'Univers. Un exemple récent (2014) de diagramme de Hubble est donné en figure 1.4, observation dans laquelle le modèle ΛCDM avec sa constante cosmologique s'accorde pour ajuster les données.

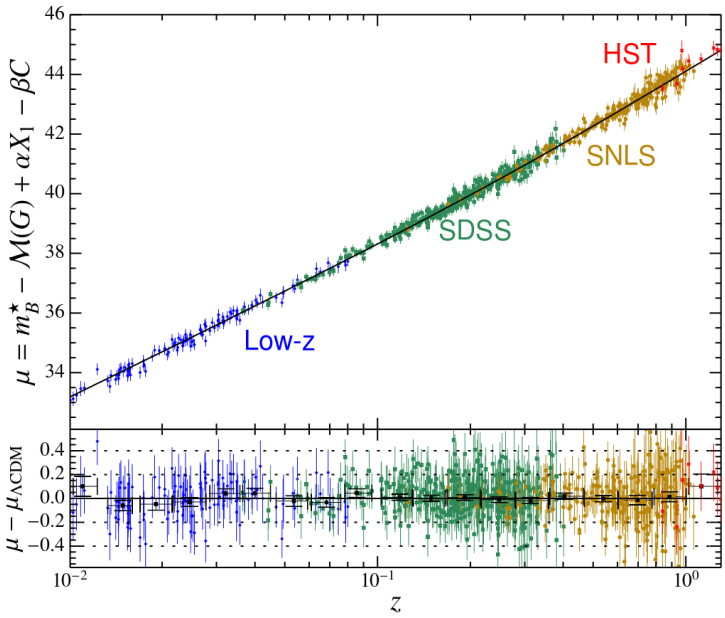


FIGURE 1.4: Sans l'énergie noire, les SNIa apparaîtraient moins lumineuse à grande distance. Est tracé le module de distance (différence de magnitudes) en fonction de la distance (redshift). Les données de SNIa sont issues du SDSS et du Supernovae Legacy Survey (SNLS), ainsi que du Hubble Space Telescope (HST) et de relevés à bas redshifts. La ligne noire correspond à la magnitude que doivent avoir les SNIa dans un Univers ΛCDM : les résidus, en bas de l'image, sont compatibles avec zéro. H_0 est fixé à 70 $km.s^{-1}.Mpc^{-1}$. Pour le meilleur ajustement est obtenu $\Omega_m = 0.295$. Image issue de [A18].

Il existe plusieurs modèles d'énergie noire. Un premier, déjà cité, est celui de la constante cosmologique, de paramètre d'équation d'état w_{DE} = -1. La constante cosmologique possède une densité uniforme, qui ne se dilue pas avec le temps et l'expansion de l'Univers, et pourrait être soit une énergie du vide, soit un champ scalaire statique et uniforme. Un deuxième modèle est celui de la *quintessence*, où l'énergie noire se présenterait sous forme d'un champ scalaire dynamique $\phi(t)$, grâce auquel il est possible de produire une expansion accélérée de l'Univers [A19, A20, A21]. Le paramètre w_{DE} évolue alors avec le temps. Sous certaines conditions, ce champ peut imiter presque parfaitement le comportement d'une constante cosmologique. Les observations ne permettent pas actuellement de confirmer ou d'infirmer le modèle de la quintessence.

1.2.2.2 La matière noire

La première observation indirecte de matière noire date de 1934 et a été faite par Fritz Zwicky [A22]. En mesurant la vitesse moyenne des galaxies dans l'amas *Coma*, il a pu extraire la masse totale de l'amas grâce au théorème du viriel. Il a ensuite comparé cette masse totale à la masse observable par luminosité : les deux ne sont pas égales, la masse totale étant bien plus grande. Il en a déduit l'existence d'une matière noire non observable.

La masse d'une galaxie ou d'un amas de galaxies peut être estimée de plusieurs façons. De manière directe, elle peut s'inférer en observant la matière visible, c'est à dire les étoiles, le gaz et la poussière. De manière indirecte, on peut utiliser le *lentillage gravitationnel*[8] ou bien les courbes de rotation des galaxies, dont un exemple est donné en figure 1.5. Les méthodes directes et indirectes mènent à des résultats différents d'estimation de la masse.

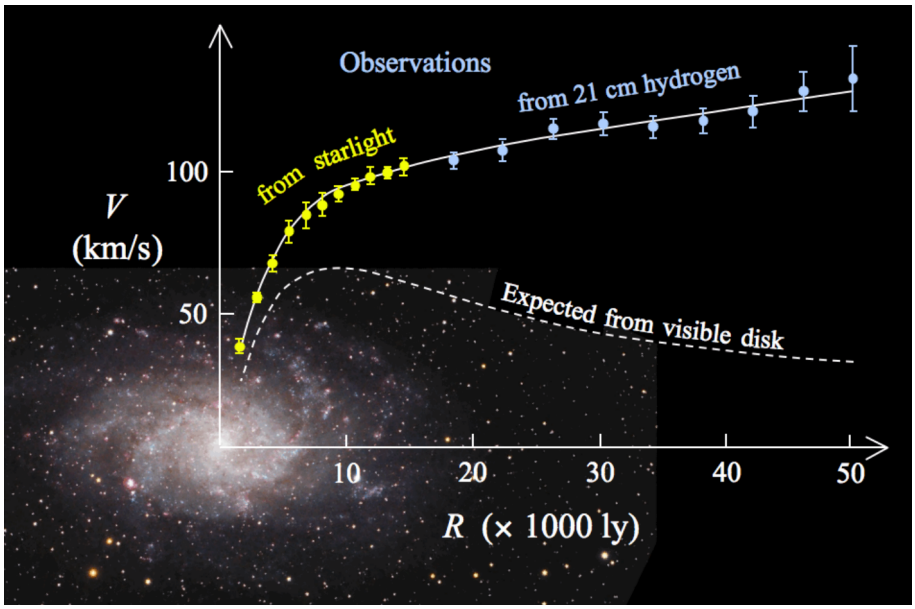


FIGURE 1.5: Courbe de rotation de la galaxie M33. La courbe de rotation d'une galaxie s'obtient en mesurant des vitesses de rotation en fonction de l'éloignement au centre. Un écart avec la masse déduite des observations lumineuses est clairement visible. Sans l'hypothèse d'une matière manquante, la matière noire, les étoiles les plus éloignées du centre galactique devraient s'échapper de l'attraction gravitationnelle de leur galaxie hôte. Les données sont de [A23], l'image de [W24].

[8] Des détails supplémentaires sont donnés en 1.2.3.2.

À ce jour, la matière noire ne peut être mise en évidence que par le biais de son influence gravitationnelle, mais d'autres méthodes sont possibles : par exemple la production directe dans les accélérateurs de particules comme le Large Hadron Collider, la détection directe par diffusion sur de la matière baryonique comme avec les expériences LUX [A25], XENON [A26, A27, A28] et DAMIC [A29] ou bien la détection indirecte par annihilation dans le domaine des rayons gamma, comme par exemple avec les expériences HESS [A30], AMS [A31], MAGIC [A32] et VERITAS [A33]. Si pour l'instant aucune de ces expériences n'ont fait de détection, elles posent de fortes contraintes sur la nature que pourrait avoir cette matière noire (voir exemple en figure 1.6).

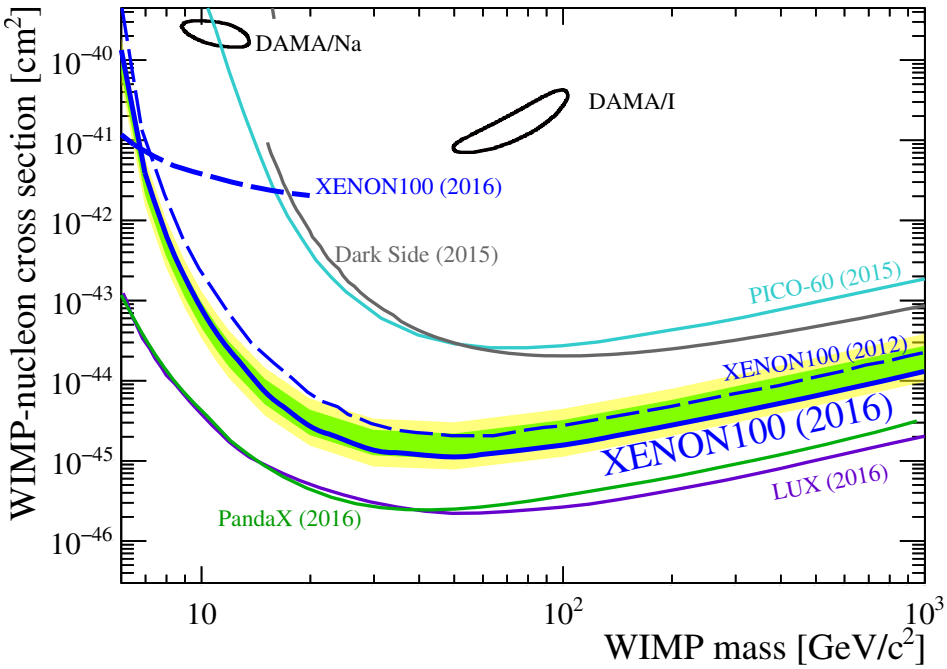


FIGURE 1.6: Les WIMP (Weakly Interacting Massive Particle) sont des candidats de matière noire, particules interagissant très faiblement avec la matière baryonique. Est présentée la limite maximale de section efficace WIMP-nucléon en fonction de la masse du WIMP, pour différentes expériences. Image issue de [A34].

1.2.3 Les principales observables cosmologiques

Il existe de nombreuses observables cosmologiques. Je ne traite ici que des principales et accessibles aux grands plans focaux. Chacune de ces observables apporte une contrainte différente et complémentaire sur les modèles cosmologiques : les combiner permet d'accéder à de meilleures contraintes.

1.2.3.1 Les supernovae de type Ia

Les étoiles de masse inférieure à $\sim 8\ M_\odot$ ont une fin de vie douce. Leur cœur s'effondre lentement, éjectant progressivement les couches externes en formant une nébuleuse planétaire. Le cœur, dépourvu de couches externes, continue de s'effondrer lentement pour terminer sa vie en un astre dégénéré, une *naine blanche*. C'est la pression de dégénérescence des électrons (pression de Fermi) s'opposant à la pression de gravitation qui permet la stabilité des naines

blanches. Pour toutes les autres étoiles[9], c'est l'équilibre entre la pression de radiation et la pression gravitationnelle qui permet la stabilité de l'étoile et donc son existence.

Les autres étoiles, de masses supérieures à $\sim 8\ M_\odot$, terminent leur vie en supernovæ. Ce sont des explosions extrêmement énergétiques[10] (voir figure 1.7) qui marquent la fin de vie de ces étoiles. Ces explosions sont générées de deux façons différentes. La première correspond à un effondrement gravitationnel très rapide du cœur de l'étoile qui libère tellement d'énergie que les couches extérieures sont soufflées avec une violence extrême, soit à des vitesses de plusieurs milliers de kilomètres par seconde. La deuxième correspond à l'explosion thermonucléaire d'une naine blanche : ce sont les supernovæ de type Ia (SNIa).

FIGURE 1.7: Le point lumineux en bas à gauche de l'image est la supernova SN1994D, observée dans la galaxie NGC 4526. Image issue de [W35].

Les SNIa sont utilisées en cosmologie pour mesurer des distances car ce sont des *chandelles standards*. Il existe deux modèles décrivant l'origine des SNIa, les deux modèles impliquant une masse seuil de 1.44 $M_\odot$ ($\odot$ désignant le soleil), masse dite de *Chandrasekhar*. Le premier modèle se fait par accrétion de masse. Beaucoup d'étoiles font partie de systèmes doubles, voire triples. Les systèmes qui nous intéressent ici sont les systèmes dont une des étoiles est une naine blanche. Lorsque le compagnon de cette naine blanche est suffisamment gros et peu dense pour qu'il remplisse son lobe de Roche[11], la naine blanche peut accréter de la masse de son compagnon. Lorsque les naines blanches atteignent la masse de Chandrasekhar, la température de leur cœur est suffisante pour entraîner la fusion du carbone dont elles sont majoritairement compo-

[9]Sauf pour les étoiles à neutrons dont la stabilité gravitationnelle est assurée par la pression de dégénérescence des neutrons.

[10]Très souvent, la luminosité émise par une supernova est similaire voir supérieure à celle de sa galaxie hôte, l'énergie relâchée étant de l'ordre de $\sim 10^{44} J$.

[11]Dans un système binaire, le lobe de Roche est une surface où l'attraction gravitationnelle des deux astres est égale.

sées. On suppose que c'est cette masse limite de Chandrasekhar qui font d'elles des chandelles standards. Ce modèle est appelé *Single Degenerate* (SD) en raison de la présence d'une seule naine blanche dans le système. L'énergie dégagée est supérieure à celle dégagée par des supernovæ à effondrement gravitationnel. Le deuxième modèle correspond à la coalescence de deux naines blanches et est appelé *Double Degenerate* (DD).

Les SNIa sont identifiées par leur spectre, caractérisé par l'absence de raie d'hydrogène mais la présence de raies du silicium (type Ia). Et pour mesurer leur distance, sous forme d'un redshift z[12], c'est en pratique le spectre de la galaxie hôte qui est utilisé.

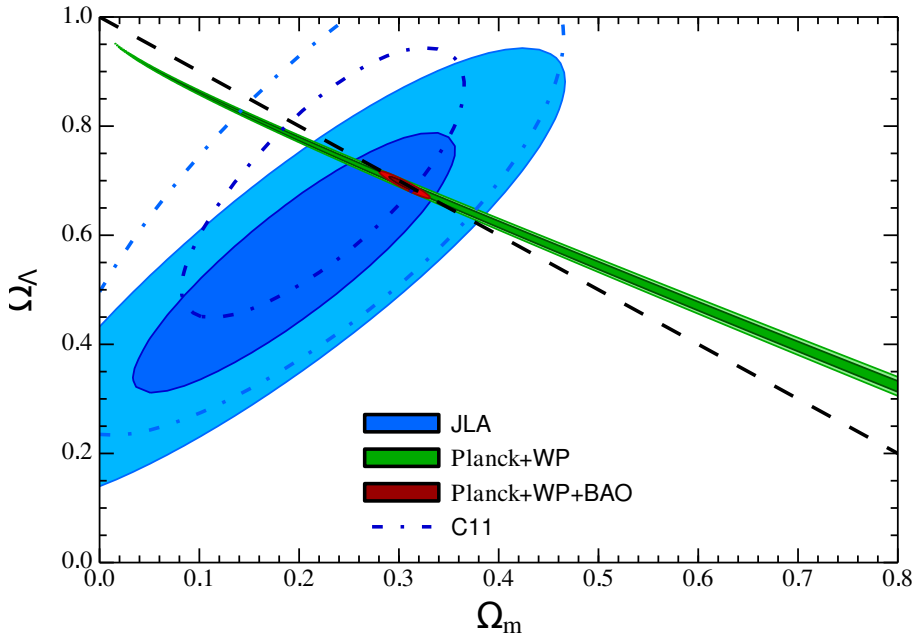


FIGURE 1.8: Les supernovæ de type Ia permettent de poser des contraintes complémentaires aux mesures de température et de polarisation du fond diffus cosmologique sur la mesure des paramètres Ω_m et Ω_Λ. Image issue de [A18].

Actuellement, la taille de l'échantillon de SNIa disponibles pour construire un diagramme de Hubble est de $O(10^3)$. Un grand plan focal de la taille de LSST va permettre d'augmenter ce nombre d'un voire deux ordres de grandeur supplémentaires. Cependant, la cadence d'observation de certains télescopes actuels et futurs est tellement grande qu'il est impossible d'obtenir un spectre pour toutes les supernovæ détectées car un spectre prend beaucoup plus de temps à acquérir qu'une simple image sur le ciel. Avec les grands plans focaux apparaissent donc de nouveaux enjeux cruciaux, tel que l'identification purement photométrique des SNIa ainsi que la mesure de leur distance à l'aide de redshifts photométriques.

Les SNIa ne sont en fait pas exactement des chandelles standards, mais elles forment une classe d'objets standardisables dont la variabilité est absorbée en grande partie par deux paramètres, X_1 et C [A37]. X_1 décrit l'étalement en temps de la courbe de lumière et C correspond

[12] L'Univers est en expansion, comme l'a montré Hubble en 1929 dans [A36]. Plus les galaxies ou autres objets observés sont loin, plus leur spectre est décalé vers le rouge, d'où le terme *redshift* utilisé comme indicateur de distance. C'est la loi de Hubble.

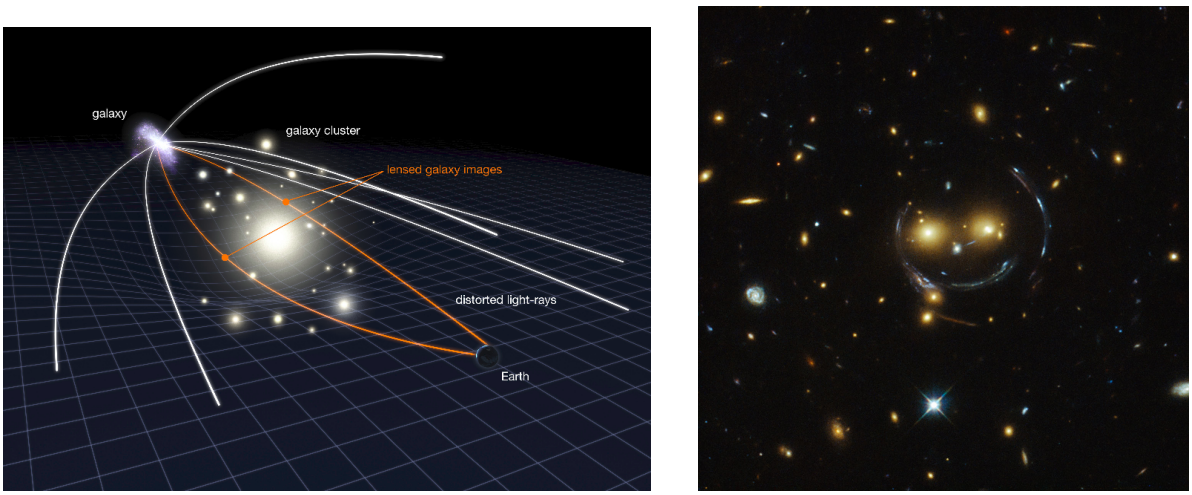
à la couleur de la SNIa au maximum de sa courbe de lumière. L'estimation des distances se fait alors par la mesure du module de distance standardisé de la SNIa (voir figure 1.4) :

$$\mu = m_B^\star - (M_B - \alpha X_1 + \beta C) \tag{1.1}$$

où $m_B^\star$ est la magnitude observée en filtre B du pic de la courbe de lumière de la SNIa, M_B la magnitude absolue[13] et α et β des paramètres de nuisance, et pour lequel on suppose que les SNIa de même couleur, forme et environnement galactique ont la même luminosité intrinsèque [A18]. Cette mesure du module de distance permet de poser des contraintes complémentaires aux autres sondes cosmologiques (voir figure 1.8).

Un des plus grands enjeux de l'observation des SNIa est leur calibration photométrique, essentielle pour déduire une distance de luminosité. En pratique, afin de contourner des problèmes d'observation comme la variabilité spatiale et temporelle de l'extinction de l'atmosphère, le flux d'une SNIa est comparé à celui d'une étoile standard. Cependant, de nombreux effets doivent être pris en compte dans la mesure du flux des SNIa, notamment des effets liés au CCD. Nous en présenterons un nouveau dans le chapitre 2 de cette thèse.

1.2.3.2 Le lentillage gravitationnel



(a) (b)

FIGURE 1.9: (a) : dans cet exemple, c'est un amas de galaxies qui dévie la lumière d'une galaxie dont on peut ainsi voir deux images depuis la Terre, une image différente à gauche et à droite de l'amas pour chacun des deux rayons rouges sur le dessin. Sans cette déviation, la galaxie ne serait pas visible. Image issue de [W38] ; (b) : exemple de lentillage gravitationnel en régime fort. La galaxie d'arrière plan est tellement déformée qu'elle forme des arcs autour de l'objet déflecteur. Image issue de [W39].

Le *lentillage gravitationnel*, ou *lensing* en anglais, correspond à la déviation de la lumière de galaxies d'arrière plan par un objet (galaxie, amas ou super amas de galaxies). En figure 1.9a on donne une illustration du phénomène. Il existe deux régimes de lensing : le régime faible (*Weak Lensing*, WL) et le régime fort (*Strong Lensing*, SL). Chacun des deux régimes nous permet de mesurer la masse de l'objet déflecteur. Pour le WL, on déduit la masse des déformations

[13] La magnitude absolue d'un astre est la magnitude qu'il aurait s'il se trouvait à 10 parsec de distance.

moyennes sur toutes les galaxies d'arrière plan à l'objet déflecteur. Pour le SL, les déformations sont visibles à l'œil (voir figure 1.9b). Les déformations peuvent même parfois amplifier les flux et ainsi servir de télescopes cosmiques.

Les manifestations du WL sont particulièrement difficiles à mesurer et leur possible détection est en grande partie dépendante de la calibration instrumentale du plan focal, comme nous le verrons dans le chapitre 2. À l'instar des SNIa, les observations de manifestations de lentillage gravitationnel en régime fort seront augmentées d'un voire deux ordres de grandeur.

Le lentillage gravitationnel permet de faire la tomographie de l'Univers. On peut en effet mesurer le spectre de puissance de la matière en fonction de la distance. Ce spectre de puissance est un traceur de l'histoire de la formation des structures, elle même dépendante de l'expansion de l'Univers. On peut ainsi poser des contraintes sur l'expansion de l'Univers, et donc sur l'énergie noire. Contrairement aux oscillations acoustiques de baryons, que nous allons décrire plus en détail dans la section suivante 1.2.3.3, le lentillage gravitationnel est sensible à toute la matière : à la matière visible, mais aussi à la matière noire que l'on ne peut sonder pour l'instant que grâce à ses effets sur la gravitation.

1.2.3.3 Les oscillations acoustiques de baryons

Les oscillations acoustiques de baryons (BAO) sont des fluctuations dans la densité de matière visible de l'Univers. Dans le plasma primordial pouvaient se propager des ondes de pression acoustiques qui ont parcouru une distance maximale entre l'instant de leur émission et le moment de la recombinaison. Cette distance limite caractéristique est nommée l'*horizon sonore*. Au moment de la recombinaison ces ondes se sont figées car elles n'avaient plus de milieu pour se propager, créant en certains endroits de l'Univers des surdensités de matières : c'est autour de ces surdensités que vont se regrouper les premières étoiles et galaxies. À l'instar des SNIa qui servent de *chandelles standards*, les BAO fournissent une *règle standard* pour les échelles de longueurs cosmologiques. En effet, la physique avant la recombinaison, dominée par des effets linéaires, permet de prédire avec une très grande précision la longueur de cette *règle*. Avec les contraintes posées par la mesure des fluctuations de température sur le fond diffus cosmologique, la longueur de cette *règle standard* est très bien connue à la recombinaison : elle est estimée à 144.71 ± 0.60 Mpc (distance comobile) [A8].

Les BAOs sont mesurées de manière statistique, grâce à la fonction de corrélation à deux points (en distance) de la matière lumineuse. À faible distance, la corrélation est forte à cause de la gravitation qui attire les objets en amas, et à plus grande distance la corrélation est faible. Entre les deux se trouve un excès de corrélations, le pic BAO, correspondant à la distance de *l'horizon sonore*. Cette fonction de corrélation à deux points peut se calculer dans l'espace des redshifts (espace des distances d'éloignement) et dans l'espace des distances angulaires (à un même redshift). Historiquement et hors fond diffus cosmologique, le pic BAO a été mesuré pour la première fois dans [A40] avec des spectres de galaxies lumineuses rouges (voir figure 1.10).

Dans [A41] avec l'expérience BOSS (Baryon Oscillation Spectroscopic Survey), ce sont les corrélations dans les forêts Lyman-α des spectres de Quasar qui sont utilisées pour la mesure du pic BAO. Il y est d'ailleurs montré qu'entre des redshifts de 0.7 et 2.3, là où le contenu en énergie de l'Univers est alors dominé par la matière, l'expansion de l'Univers était en phase de décélération. En comparant la longueur des BAOs à différents âges de l'Univers avec celle mesurée sur le fond diffus cosmologique, il est possible de contraindre l'évolution de l'Univers, et notamment son accélération par l'énergie noire.

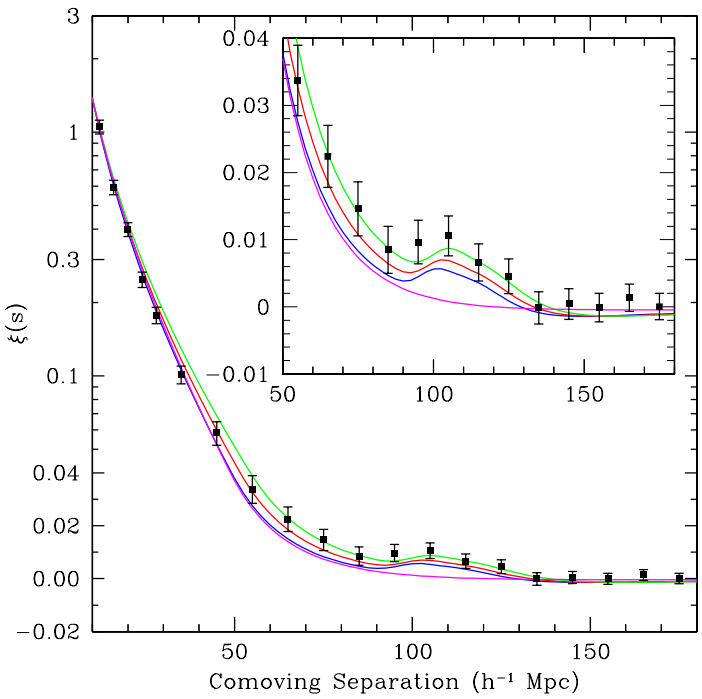


FIGURE 1.10: Fonction de corrélation à deux points à grande échelle dans l'espace des redshifts, mesurée sur un échantillon des galaxies rouges lumineuses du Sloan Digital Sky Survey : $\sim$ 47000 galaxies sur 3800 degrés^2 et jusqu'à un redshift de z=0.47. Le pic BAO est visible à ~ 100 $h^{-1}Mpc$, les différentes courbes de couleurs correspondent à différents modèles de composition de l'Univers. Figure issue de [A40].

1.2.3.4 Les amas de galaxies

Les amas de galaxies sont les objets gravitationnellement liés les plus massifs de l'Univers. Leur abondance et leur évolution sont sensibles à la densité de matière Ω_m, à l'évolution du volume, ainsi qu'à l'amplitude actuelle des fluctuations de densité σ_8, qui correspond à la moyenne quadratique des surdensités dans une sphère de 8 $h^{-1}Mpc$ de rayon. En comparant σ_8 de différentes époques aux anisotropies du fond diffus cosmologique, elles mêmes représentatives du spectre de puissance des perturbations de densités à l'époque de la recombinaison, il est possible de contraindre l'évolution de l'Univers.

C'est une étude statistique : il faut compter des amas et mesurer leur masse en fonction de la distance. Les amas de galaxies sont détectés par effet Sunyaev-Zel'dovich (SZ), comme par exemple dans [A42], mais aussi par rayons X et dans le visible. L'effet SZ correspond à la distorsion du fond diffus cosmologique par des électrons de grandes énergies des amas grâce à la diffusion Compton inverse. Si leurs distances peuvent se mesurer par des redshifts grâce à leur spectre, c'est l'estimation de leur masse qui amène le plus d'erreurs systématiques. On utilise le plus souvent les rayons X. Seulement, cette émission dépend de la physique de l'amas : il est difficile de la contraindre. La sonde idéale pour la mesure de masse des amas sont les déformations gravitationnelles des amas sur des galaxies d'arrière plan (voir partie 1.2.3.2) qui ne dépend pas de la physique de l'amas, mais seulement de sa masse. Ces déformations gravitationnelles permettent de construire un profil de masse en fonction de la distance au centre de l'amas.

1.3 Les grands plans focaux

Les avancées scientifiques en astronomie et en cosmologie sont très liées aux développements en instrumentation, que ce soit en imagerie, en spectroscopie, en polarisation ou bien dans la construction même des télescopes et des détecteurs. Bien évidemment, c'est le cas pour les grands plans focaux, qui sont aussi très liés aux avancées dans le domaine de l'informatique. Les projets deviennent plus gros, prennent beaucoup plus de données de meilleure qualité : il faut les traiter et les stocker. Comme on va le voir, les volumes de données générés par une expérience vont prendre une nouvelle dimension avec LSST.

Le plan focal des grands plans focaux se composent de plusieurs CCD, car il est très difficile de construire des CCD très grands. Le plus souvent, les dimensions des CCD ne dépassent pas 4000 pixels de côtés. On appelle une *mosaïque* un plan focal composé de plusieurs CCD.

Un aspect important des grands plans focaux est la profondeur accessible de l'Univers, définie en terme de magnitude. La limite de profondeur est obtenue en sommant toutes les images d'une même portion de ciel obtenues pendant toute la durée du projet. Dans cette partie, je décris trois des principaux plans focaux, que sont DECam, HSC et LSST.

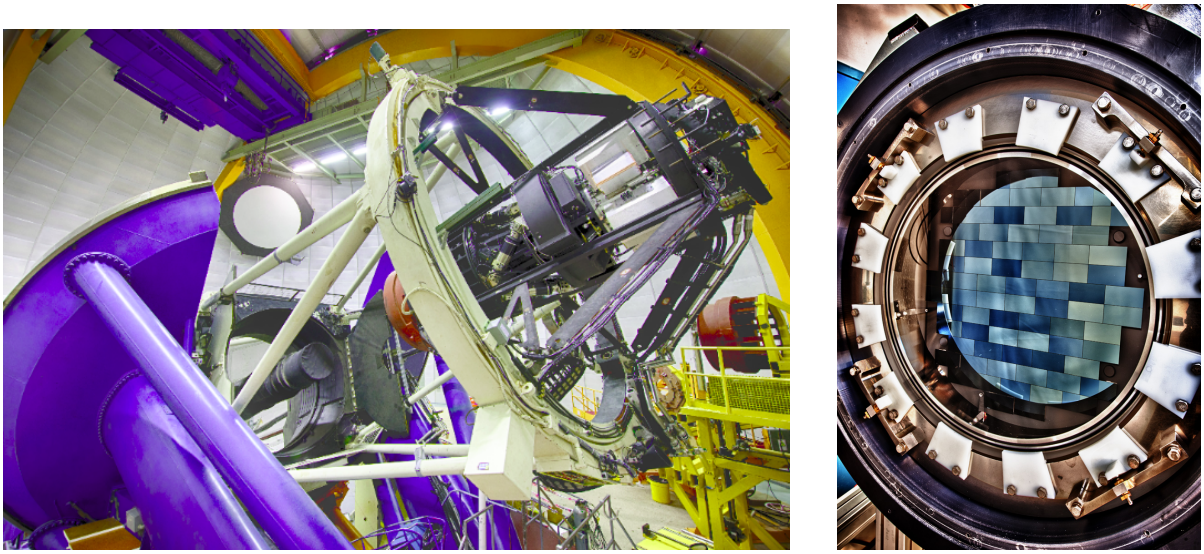
1.3.1 Dark Energy Survey

Le Dark Energy Survey (DES) est un programme d'observation dans l'optique et le proche infrarouge (les filtres SDSS gri et z) sur 5000 deg^2 du ciel. Sa caméra de 3 deg^2 DECam (voir figure 1.11b) est montée sur le Blanco Telescope de 4 m de diamètre (voir figure 1.11a) au CTIO[14]. Les objectifs de science de DES sont centrés sur la compréhension de l'énergie noire et de la matière noire [A43]. L'observation des déformations du lentillage gravitationnel en régime faible, des amas, des BAO ainsi que des SNIa va permettre de poser des contraintes sur différentes combinaisons de paramètres cosmologiques, et notamment sur la densité d'énergie noire, la densité de matière noire et sur le paramètre d'état w_{DE} de l'énergie noire. Tout comme LSST, DES ne possède qu'un seul jeu de données pour tous ses objectifs de science ce qui va lui permettre la vérification croisée des erreurs systématiques et d'obtenir des résultats plus robustes.

30 % du temps d'observation du télescope est dédié au DES, soit environ 525 nuits sur les 5 ans que doit durer le programme, de 2013 à 2018. DECam, son imageur grand champ de 3 deg^2 pour 519 Mpix, fonctionne à 180 K. Il est composé de 74 CCD 8 Mpix LBNL haute résistivité, entièrement déplétés de 250 μm d'épaisseur. L'épaisseur des CCD a été choisie afin d'avoir une très bonne sensibilité dans le rouge, dans le filtre z, et donc obtenir de bonnes images des galaxies à z $\simeq$ 1.

À l'instar de HSC, DES aura un relevé profond de 40 deg^2 qui se concentrera sur l'observation de SNIa, dans les filtres r,i et z, pour un redshift $0.3 < z < 0.75$. Il est prévu d'enregistrer les courbes de lumière de plus de 2000 SNIa. Important pour mesurer le redshift des SNIa, DES a aussi un suivi spectrométrique. Cependant étant donné le nombre important d'objets détectés par DES, toutes les distances ne pourront pas être mesurées sur des spectres. Pour les objets dont le spectre propre ou celui de la galaxie hôte n'aurait pas été mesuré, éventuellement par un autre relevé, les distances seront déduites de redshifts photométriques.

[14] Cerro Tololo Inter-American Observatory.



(a) (b)

FIGURE 1.11: (a) : le Blanco Telescope à l'intérieur de son dôme. (b) : plan focal de DECam. Figures issues de [W44].

1.3.2 Hyper Suprime Cam

Le projet Hyper Suprime Cam (HSC) est le nom de la caméra actuelle du télescope Subaru au Mauna Kea, à Hawaï. Installée en 2012 sur le Subaru, HSC a vu sa première lumière en 2013. Le Subaru (voir image 1.12a), avec son miroir primaire de 8.2 m de diamètre, est actuellement le seul télescope de plus de 8 m qui permet de monter un instrument grand champ.

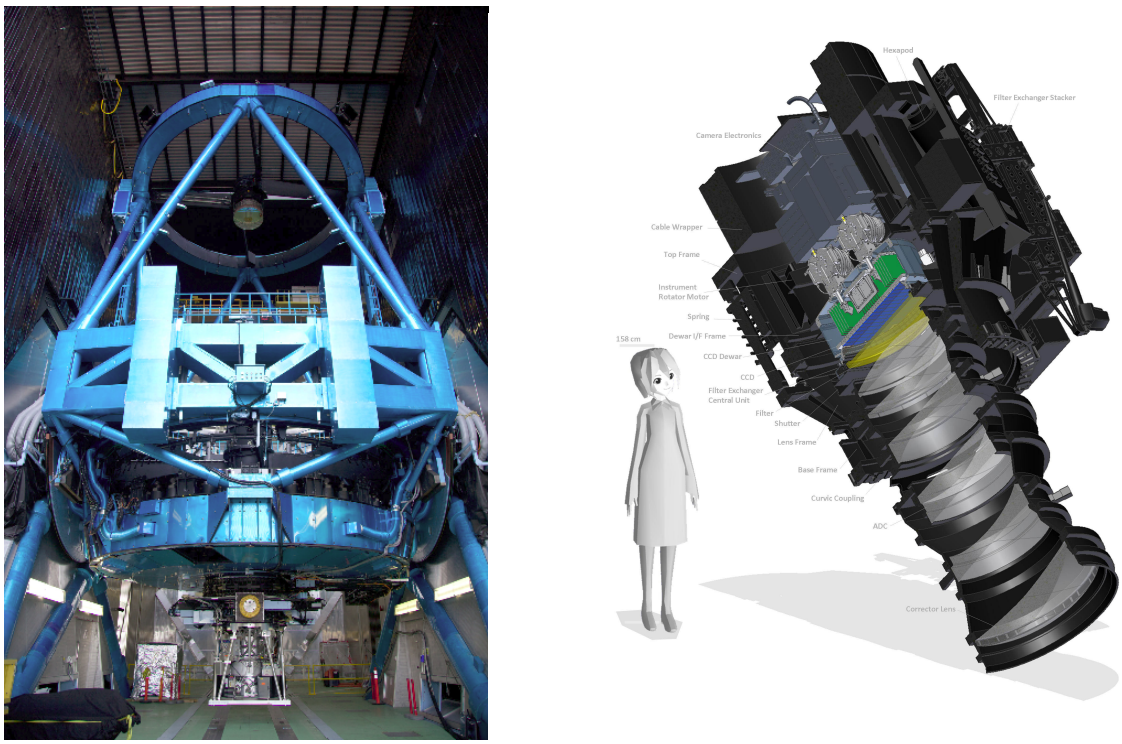
Sur un peu plus de 300 nuits d'observation, le projet HSC se décompose en trois relevés complémentaires [O6] :

- Le relevé Large de 1400 deg^2 et une profondeur de $\simeq 26$ en magnitude r.
- Le relevé Profond de 27 deg^2 et une profondeur de $\simeq 27$ en magnitude r.
- Le relevé Très Profond de 3.5 deg^2 et une profondeur de $\simeq 28$ en magnitude r .

Chacune de ces trois catégories d'observation possède des objectifs scientifiques bien précis. Le relevé Large caractérise les différentes populations de galaxies, leurs propriétés ainsi que leur évolution dans l'univers proche (z $<$ 1.5) et il mesure les déformations de WL en fonction du redshift. Le relevé Large se concentre donc sur la reconstruction statistique de la distribution de matière noire dans l'univers proche. Le relevé Profond regarde les émetteurs Lyman-α lointains (2.2 $<$ z $<$ 6.6) afin d'étudier l'époque de la réionisation. Enfin, le relevé très profond va étudier les courbes de lumières de $\mathcal{O}(100)$ SNIa afin d'améliorer les contraintes sur le paramètre d'état w_{DE} de l'énergie noire. À la fois les relevés Profond et Très Profond font aussi des mesures de déformations de WL, ainsi qu'une étude statistique des populations de galaxies.

Le plan focal en détail

Le plan focal HSC (voir figure 1.13) est composé de 116 CCD Hamamatsu épais de 8 Mpix et de 140μm d'épaisseur. Parmi ces 116 CCD, 104 sont réellement dédiés à la science, 4 servent



(a) (b)

FIGURE 1.12: (a) : le télescope Subaru à l'intérieur de son dôme. (b) : la caméra Hyper Suprime Cam et son correcteur de champ. Figures issues de [W45, W46].

pour le guidage du télescope et les 8 restant servent pour la mise au point. Chacun des CCD possède 4 canaux différents : même si c'est moins que les 16 canaux de LSST, cela permet de réduire le temps de lecture d'un CCD à une trentaine de seconde.

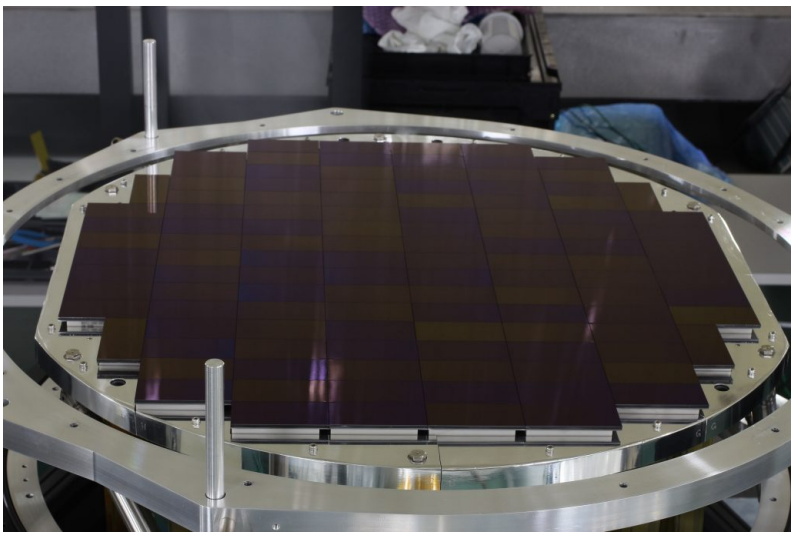
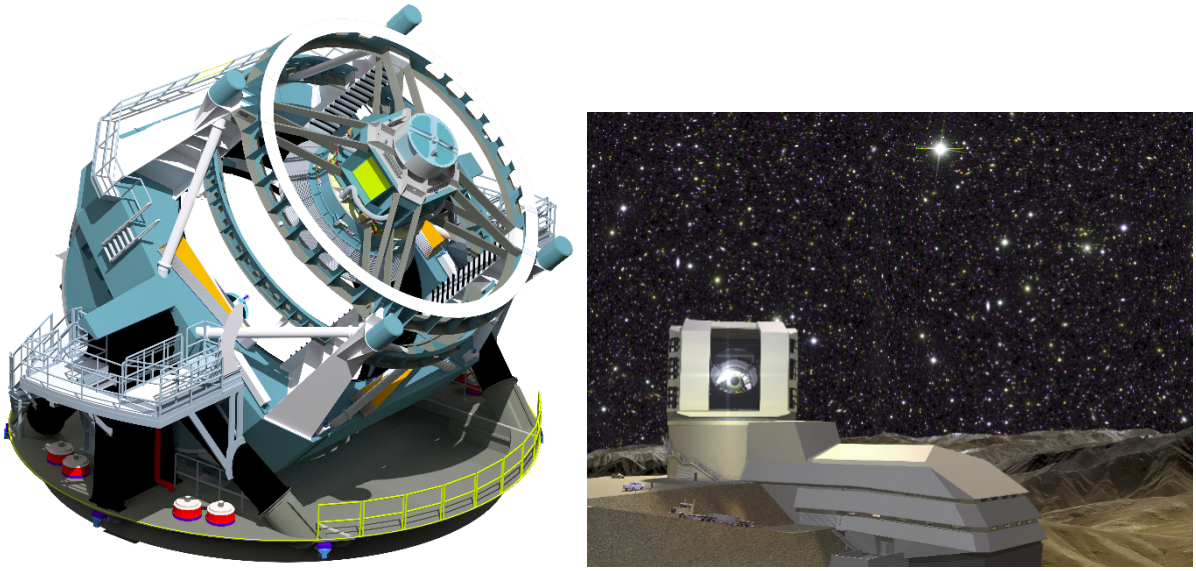


FIGURE 1.13: Le plan focal de Hyper Suprime Cam. Figure issue de [W47].

Son champ de vue de 1.77 deg^2, qui utilise tout le champ de vue disponible du télescope Subaru, nécessite un correcteur de champ de 1.65 m de long (voir figure 1.12b). Le correcteur de champ est nécessaire pour les grands plans focaux afin d'obtenir un champ optique plat : les plans focaux deviennent tellement grands que l'image ne pourrait pas être nette sur la totalité des CCD, à cause de la différence de chemin optique entre le centre et les bords. Il faut donc corriger les aberrations de l'optique grâce à un correcteur de champ, pour éviter que l'image ne se dégrade rapidement avec l'éloignement au centre du plan focal.

1.3.3 LSST

LSST, le Large Synoptic Survey Telescope (voir figure 1.14) est un projet de télescope grand champ en cours de construction à Cerro Pachòn au nord du Chili qui devrait prendre sa première lumière en 2019 et démarrer son programme scientifique en 2022. Avec son étendue de 319 m^2deg^2, LSST pourra en une seule prise de vue observer un plus grand volume d'Univers que HSC et DES, avec leur étendue respectives de 93 m^2deg^2 et de 37 m^2deg^2. En effet, en plus de son miroir primaire de 8.4 m de diamètre (6.4 m effectif) il possédera le plus grand plan focal au monde, avec ses 3.2 Gpix.



(a) (b)

FIGURE 1.14: Modèle 3D de LSST dans sa coupole (a) ; vue d'artiste de LSST et son bâtiment complet sur le site d'observation (b). Figures issues de [W48].

LSST se distingue des autres plans focaux actuels par deux points. Le premier c'est que son instrument d'optique, sa caméra, est dédiée pour un seul programme d'observation. En effet, MegaCam du CFHT était partagé entre plusieurs programmes, ainsi que l'est HSC pour le Subaru et DECam pour le Dark Energy Survey. Le deuxième point est que LSST ne possède qu'un seul instrument : sa caméra pour l'optique.

L'ensemble des données de LSST sera composé de plus de 5.5x10^6 images correspondant à 2.75x10^6 visites (un pointé sur le ciel). Une fois le télescope orienté vers une position sur le ciel, une visite sera composée de 2 images de 15 secondes. La séquence d'observation unique de LSST se déroulera de la façon suivante :

1. 16s = 1s d'ouverture de l'obturateur + 14s de pose + 1s de fermeture de l'obturateur

2. 2s de lecture de la caméra
3. Répétition de la première étape
4. 5s de changement de position + 2s de lecture de la caméra en simultané

Cela signifie que toutes les 39 secondes, LSST pointera vers une nouvelle position sur le ciel. À ce rythme, il pourra visiter environ 1000 positions sur le ciel par nuit. Les magnitudes limites observées dans chaque filtre sont résumées dans la table 1.1.

Filtres	u	g	r	i	z	y
Magnitudes limite par pose	23.9	25.0	24.7	24.0	23.3	22.1
Magnitudes limite sur 10 ans	26.1	27.4	27.5	26.8	26.1	24.9

Table 1.1: Magnitudes limites du LSST par filtre, pour des sources ponctuelles à 5σ.

Dans une première partie, je décris les objectifs de science de LSST, puis je décris les caractéristiques techniques du projet.

1.3.3.1 La science de LSST

Les objectifs de science de LSST sont nombreux, et peuvent être classés en quatre catégories principales [A49, A50] : l'énergie noire et la matière noire, l'inventaire du système solaire, le ciel optique variable et la cartographie de la Voie-Lactée. L'idée de cette partie est de décrire ces différents domaines en faisant ressortir les contraintes, souvent différentes, que chacun pose sur l'instrument.

Énergie noire et matière noire

Les meilleures contraintes sont posées par combinaisons d'observables. Pour poser des contraintes sur les modèles d'énergie noire et de matière noire ou favoriser des modèles alternatifs à la Relativité Générale, LSST se propose d'observer en fonction du redshift : les déformations gravitationnelles du WL, les oscillations acoustiques de baryons, la photométrie des SNIa.

C'est le WL qui pose les plus fortes contraintes de qualité d'image pour LSST. Comme on va le voir dans le chapitre 2, les procédures de calibration sont particulièrement importantes afin de caractériser et corriger des distorsions instrumentales dont l'amplitude est du même ordre de grandeur que les effets qu'on veut mesurer.

Les SNIa posent de très fortes contraintes sur la photométrie, car leur étude nécessite des courbes de lumière de qualité, échantillonnées tous les trois jours dans plusieurs filtres et ce sur plusieurs mois. De plus, des contraintes très fortes sont posées sur les redshifts photométriques puisque LSST va augmenter de deux ordres de grandeur le nombre de SNIa observées. Deux ordres de grandeur en plus, c'est l'impossibilité de faire des spectres pour toutes les supernovæ : il faut donc les identifier et mesurer leur distance de manière purement photométrique, c'est à dire seulement avec leurs courbes de lumières dans plusieurs filtres.

Enfin, LSST travaillera en collaboration avec plusieurs relevés complémentaires[15] afin d'ajouter des compléments de mesure et d'effectuer des vérifications croisées.

[15] LSST fournissant la photométrie dans le visible, il est envisagé une collaboration avec Euclid [A51] pour les données infra-rouge, et avec DESI [A52] pour les spectres des objets dans les champs observés par LSST.

Inventaire du système solaire

Faire l'inventaire du système solaire, c'est identifier la plus grande partie des petits corps que sont les astéroïdes, les comètes, et les Objets Trans-Neptuniens (TNOs) afin d'avoir un catalogue complet de paramètres orbitaux, de distribution en taille ainsi que de couleur. Un tel catalogue va permettre d'étudier la formation et l'évolution planétaire, mais aussi permettre d'identifier les Near Earth Objects (NEOs)[16] afin d'évaluer les risques potentiels pour la Terre.

Leur vitesse élevée et leur distance réduite posent deux contraintes importantes pour LSST. La première est sur la cadence d'observation car il faut de nombreuses observations peu espacées dans plusieurs filtres afin d'identifier les objets de manière non-ambiguë. La deuxième est le temps de pose, qui doit être inférieur à 30 secondes afin d'éviter des traces sur les images.

Enfin, déterminer la couleur des astéroïdes, et donc leur type, pose une contrainte forte sur la précision photométrique, qui doit être meilleure que 1 à 2 %.

Ciel optique variable

On cherche à observer des événements rares, comme par exemple des SNIa, des AGNs (Active Galactic Nuclei) ou les contreparties optiques des sursauts gamma qui sont des événements marquant vraisemblablement la fin de vie de certaines étoiles. Pour augmenter la probabilité d'observer ces événements, il faut augmenter le volume d'Univers observé. De plus, ce domaine pose aussi des contraintes sur la qualité de l'image ainsi que sur les couleurs (pour la classification des événements notamment). Enfin, afin d'alerter la communauté le plus rapidement possible, des contraintes sont posées sur la réduction des données : une alerte doit pouvoir être donnée dans les 60 secondes après la détection de l'événement.

Cartographie de la Voie-Lactée

Avec une dizaine d'années d'observation et quelques dizaines de milliards d'étoiles répertoriées, LSST va pouvoir tracer la plus précise carte animée en 3 dimensions de notre galaxie la Voie-Lactée. Un des intérêts principaux est de caractériser la matière noire à petite échelle avec notamment la formation de structures aux échelles sub-galactiques, là où la nature de la matière noire peut théoriquement se manifester de manière observable. LSST va aussi pouvoir déterminer les propriétés des étoiles proches du Soleil (distance < 300 pc[17]).

Les principales contraintes posées par cet objectif de science sont d'abord la nécessité d'une très grande surface de ciel observée, mais aussi une très bonne qualité d'image. En effet, il faut une très bonne précision photométrique et astrométrique, surtout pour les champs très peuplés d'étoiles, afin d'une part de différencier les différents types d'étoiles mais aussi de pouvoir faire des mesures de distances par parallaxe[18].

1.3.3.2 La technique de LSST

90 % du temps d'observation de LSST sera dédié à un relevé optimisé Profond-Large-Rapide, qui couvrira une surface du ciel d'environ 18,000 deg^2. Une des particularités de LSST, c'est qu'il produira un seul jeu de données pour les quatre objectifs principaux de science. Chacun de ces objectifs posent en fait des contraintes assez similaires, ce qui implique que si on en enlève un, les trois restant ne seraient pas sur-dimensionné [A50].

[16] En français, les *Objets Proches de la Terre*.

[17] Un parsec est une unité de longueur, qui correspond environ à 3.3 années lumière.

[18] La mesure de la parallaxe annuelle d'une étoile proche consiste à mesurer la différence de position de celle-ci lorsque la Terre occupe les deux positions opposées de son orbite autour du Soleil [W53].

La structure principale du télescope se trouvera dans un dôme d'une trentaine de mètres de diamètre. Elle sera composée de trois miroirs, en configuration Paul-Baker Mersenne-Schmidt. C'est une configuration compacte, pour laquelle le miroir secondaire ne se trouve qu'à 5 m du miroir primaire. Le miroir primaire fera 8.4 m de diamètre, le miroir secondaire (convexe) 3.4 m, et le miroir tertiaire se trouvera sur le même socle que le miroir primaire et aura un diamètre de 5 m. Les trois miroirs seront équipés d'actuateurs sous leur surface afin de corriger d'éventuelles déformations des miroirs[19]. Le dôme sera ventilé afin d'assurer un équilibre thermique entre l'intérieur et l'extérieur afin d'éviter une dégradation des conditions d'observation.

La caméra

Son champ plat de 9.6 deg^2 sera couvert par 189 CCD de 16 Mpix pour les mesures de photométrie, auxquels s'ajoutent 12 CCD pour le guidage et la mise au point, l'ensemble comptant 3.2 Gpix. Les pixels feront $10\mu m$ de côté, ce qui leur donnera une résolution de 0.2 arcsecondes sur le ciel. Les CCDs à haute résistivité font 100 μm d'épaisseur, et seront segmentés en 16 canaux afin d'être lu en 2 secondes. Les CCD seront assemblés en modules de 3x3 CCD, modules appelés *raft*, chaque raft possédant son électronique indépendante. Le tout sera contenu dans un cryostat (voir figure 1.16) à 173 K pour minimiser le bruit thermique. Les contraintes de bruits de lecture ont été fixées afin que le bruit à bas flux soit toujours dominé par le bruit irréductible venant de la soustraction du fond de ciel. LSST a réparti cette contrainte entre les bruits de lecture des différents composants des canaux vidéos (voir figure 1.15a). En figure 1.15b, on retrouve les contraintes sur les caractéristiques des CCD de LSST. Ces contraintes sont principalement posées par les différents objectifs de science.

La camera se compose de trois autres parties importantes. Premièrement, les trois lentilles du correcteur de champ. Deuxièmement, les filtres et leur changeur. Bien que 6 filtres seront utilisés par LSST[20] afin de couvrir les domaines de 320 nm à 1050 nm, le changeur de filtre ne pourra contenir que 5 filtres à la fois, un filtre étant changé périodiquement. En raison de la taille importante du plan focal, les filtres feront une quarantaine de kg pour $\sim$ 70 cm de diamètre. Enfin, l'obturateur de type *roulant* (voir figure 1.17), est situé entre la lentille L3 et le filtre courant et mettra 1 seconde pour s'ouvrir et le même temps pour se fermer.

La Gestion des Données

Un projet de la taille de LSST pose une très grosse contrainte : le volume des données, qu'il soit journalier ou total. Le rôle de la Gestion des Données est de les traiter de manière efficace. LSST va générer quelques 15 To de données par nuit. En comparaison, sur 10 ans, SDSS a généré environ 16 To de données. Le volume total, à la fin des 10 ans du projet LSST, est estimé à environ 0.4 Eo (Exa-octet, 10^6To).

Le principe de la Gestion des Données est qu'en raison de la quantité de données, de la nécessité des alertes temps réel et de la complexité de la réduction des données, laisser la réduction des données aux utilisateurs ne serait pas efficace. C'est la Gestion des Données qui fournira à l'utilisateur des données directement utilisable pour la science.

[19] Par exemple des déformations dues à la gravité lorsque le miroir pointe à une certaine distance du zénith.

[20] Les 5 filtres ugriz de SDSS + un filtre y. u : 324-395 nm ; g : 405-552 nm ; r : 552-691 nm ; i : 691-818 nm ; z : 818-921 nm ; y : 922-997 nm.

[21] En fait, même les plus petits plans focaux et les appareils photo numériques commerciaux utilisent des obturateurs de type roulant. On évite ainsi toutes non-uniformités liées à l'ouverture/fermeture de l'obturateur, même si ces procédures sont très rapides.

	Operating temperature	Specification	Nominal/ expected	Margin
Camera Total (electrons RMS per exposure)		**9.0**	**6.6**	**26.3%**
Sensor output amplifier	-100C	8.0	6.0	**25.0%**
Dark current shot noise	-100C	2.0	0.4	**78.8%**
ASPIC	-27C	2.2	1.8	**18.2%**
REB amplifier & ADC	-27C	2.2	1.7	**22.5%**
System coherent pickup	-27C	1.5	1.2	**19.7%**
Quantization noise	N/A	1.2	0.58	**50.0%**

CCD Gain (uV/e-)	**5.75**	e2V is 5.75uV/e, ITL is 5.5uV/e-
ASPIC Gain	**1.9**	set for e2V, with 180Ke- full well
Expected Gain (e-/ADU)	**2**	e2v worse case

(a)

Description	**Specification**
Read Noise	$< 8\,\mathrm{e}^{-}\mathrm{rms}$
Blooming Full Well	$< 175000\,\mathrm{e}^{-}$
Nonlinearity	$< 2\%$
Serial CTE	$> 1 - 5 \times 10^{-6}$
Parallel CTE	$> 1 - 3 \times 10^{-6}$
Active Imaging Area and Cosmetic Quality	$< 0.5\%$ defective pixels
Bright Pixels	$\cdots$
Dark Pixels	$\cdots$
Bright Columns	$\cdots$
Dark Columns	$\cdots$
Traps	$\cdots$
Crosstalk	$< 0.19\%$
Dark Current 95th Percentile	$< 0.2\,\mathrm{e}^{-}\,\mathrm{s}^{-1}$
u Band QE	$> 41\%$
g Band QE	$> 78\%$
r Band QE	$> 83\%$
i Band QE	$> 82\%$
z Band QE	$> 75\%$
y Band QE	$> 21\%$
PRNU	$< 5\%$
Point Spread Function	$\sigma < 5\mu$

(b)

FIGURE 1.15: (a) : *Budget* des bruits électroniques pour les CCD de LSST en fonction des différents composants des canaux vidéos (colonne de gauche). (b) : prérequis électroniques pour les CCD du futur plan focal de LSST, ainsi que prérequis d'efficacité quantique des CCD dans les différents filtres de LSST.

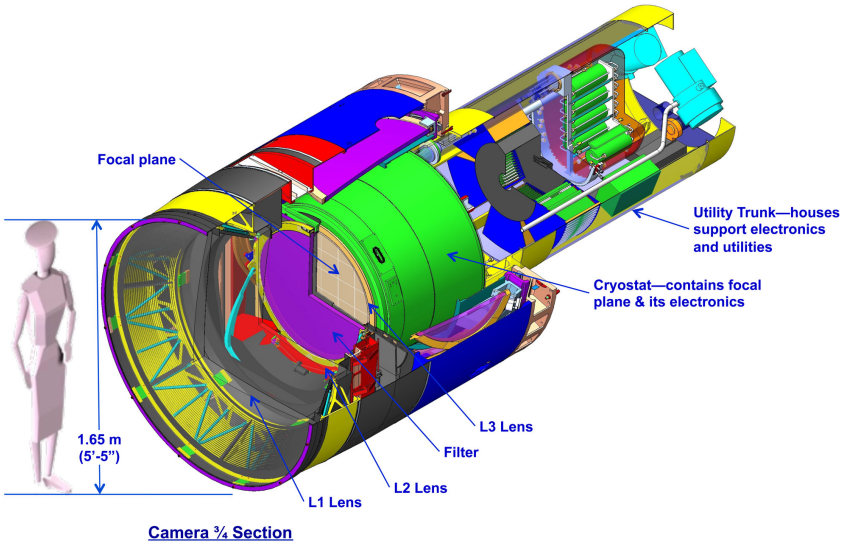


FIGURE 1.16: Modèle 3D de la future caméra complète de LSST. Image issue de [W48].

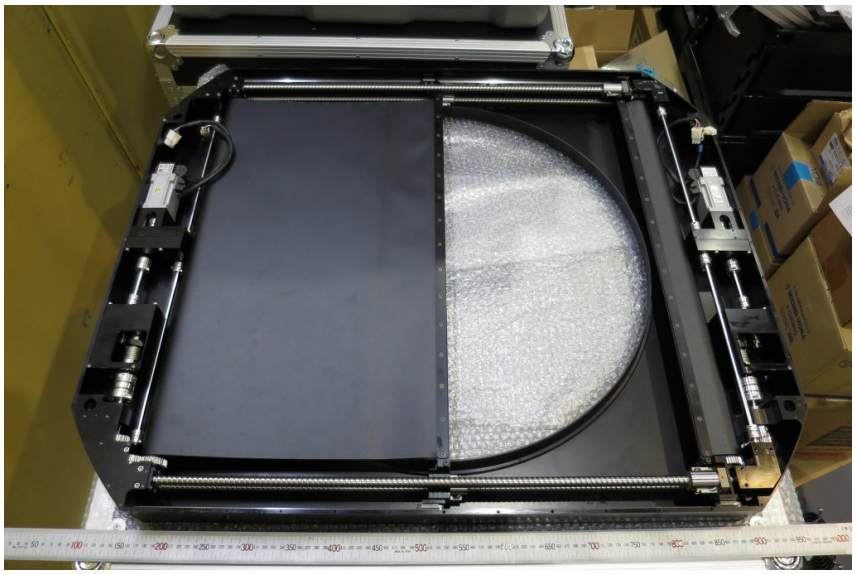


FIGURE 1.17: Un obturateur circulaire (iris) ne convient plus pour les grands plans focaux : l'exposition diminuerait avec la distance au centre optique. Un grand plan focal implique un grand obturateur, et augmenter la vitesse d'ouverture/fermeture d'un grand obturateur impose de trop fortes contraintes mécaniques. Composé de deux parties occultantes, un obturateur de type *Roulant* s'ouvre dans un sens et se referme dans le même sens : l'obturateur n'induit plus de non-uniformités d'illumination sur le plan focal[21]. Sur l'image, obturateur de type *Roulant* de Hyper Suprime Cam sur lequel on peut voir les deux parties occultantes (membranes) qui s'enroulent sur des rouleaux à gauche et à droite de l'ouverture circulaire centrale. Figure issue de [W47].

Les données de LSST pourront ainsi se classer en 3 catégories, niveaux, dont les deux premiers seront fournis par la Gestion des Données :

- Niveau 1 : Ce sont les données brutes, pour les archives et pour les alertes en temps réel (60 secondes après la pose).
- Niveau 2 : Les données réduites (ainsi que les données brutes), utilisables pour la photométrie et l'astrométrie ainsi que pour la caractérisation des événements dépendant du temps.
- Niveau 3 : Produits générés par les utilisateurs.

La Gestion des Données devra aussi gérer le transfert des données, du télescope jusqu'au site de base à la Serena au Chili, mais aussi du site de base aux centres de calculs et d'archives aux États-Unis et en France (CC-IN2P3).

1.4 Conclusion

Avec le début du XXIième siècle et l'émergence du modèle cosmologique ΛCDM sont apparus de nouveaux enjeux, que sont la compréhension de ces quantités encore mystérieuses d'énergie noire et de matière noire, quantités nécessaires pour expliquer l'histoire de l'Univers telle qu'elle est actuellement mesurée. Pour répondre à ces enjeux s'est alors défini un nouveau type de programmes d'observations astronomiques : les grands relevés. Ils sont rendus possibles grâce à l'augmentation en taille de leur plan focal, ainsi que grâce à l'amélioration des techniques instrumentales qui permet notamment à leurs détecteurs, les CCD, d'être plus sensibles dans le proche infrarouge et donc de voir un plus grand volume d'Univers à chaque image. LSST s'inscrit dans ce contexte des nouveaux grands relevés. Grâce à son étendue de 319 m^2deg^2, en moyenne plus de 10 fois supérieure aux précédents relevés, LSST aura accès beaucoup plus rapidement à un plus grand volume d'Univers. Le nombre d'objets observés sera beaucoup plus important de plusieurs ordres de grandeur : afin d'être le moins possible limités par des erreurs systématiques, les grands relevés nécessitent une compréhension excellente de leurs détecteurs et de leurs défauts inhérents. C'est le but du travail de thèse présenté dans ce document.

Chapitre 2

Charge Coupled Device : le senseur et quelques effets parasites

Sommaire

2.1 CCD **29**
2.1.1 Introduction 29
2.1.2 Fonctions de base d'un CCD 31
2.1.3 Quelques développements 37
2.1.4 Éléments de base de la réduction d'images 39
2.2 Photométrie de précision **45**
2.2.1 Variation de taille de pixels 45
2.2.2 Distorsions 46
2.2.2.1 Les distorsions statiques 47
2.2.2.2 Les distorsions dynamiques 47
2.3 Conclusion **49**

2.1 CCD

L'étude précise des propriétés des CCD de LSST et la caractérisation de certains effets parasites est le cœur de mon travail de thèse. Ces effets parasites, conséquences normales du fonctionnement des CCD, doivent être pris en compte dans l'analyse des futures données de LSST.

2.1.1 Introduction

Inventé en 1969 par Willard Boyle et George Smith [A54], les CCD, *Charged Coupled Devices*, sont utilisés dans un très grand nombre d'expériences de cosmologie et d'astronomie. Initialement pensés comme un système de mémoire, ils se sont surtout imposés comme outils performants d'imagerie, apportant à leurs inventeurs le prix Nobel de physique 2009. Depuis leur première utilisation en astronomie en 1976, les CCD ont bénéficié de nombreux développements [A55, L56].

Le CCD est un détecteur photo-électrique, qui possède quatre fonctions fondamentales : la génération, la collecte, le transfert et la mesure de charges. Son unité de base est le pixel (voir

figure 2.1), et sa répétition dans l'axe des X et l'axe des Y, respectivement les colonnes et les lignes, forme l'ensemble de la zone image. Les pixels sont composés d'une couche de substrat semiconducteur, elle même divisée en deux parties : une région "n" et une région "p". Dans la région "n", ce sont les électrons de charge négative qui sont les principaux porteurs de charges alors que dans la région "p", ce sont les trous de charge positive. Ces deux régions sont dopées le plus souvent au phosphore et au bore respectivement. L'ensemble de ces deux régions forme une jonction "p-n". Il est aussi composé d'une couche isolante de SiO_2 ainsi que d'électrodes en silicium polycristallin.

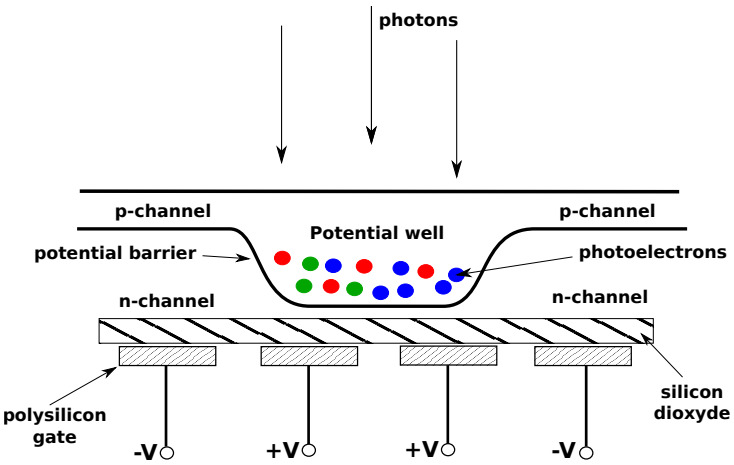


FIGURE 2.1: La tension des électrodes (polysilicon gate) est ajustée afin de repousser les trous du substrat dans sa région-p. On crée ainsi une zone déplétée dans la région-n, aussi appelée *buried-channel*, près de la couche de SiO_2 pour éviter que les électrons porteur de signal ne s'y reconvertissent avec des trous. Pour éviter les réflexions des photons incidents sur les électrodes, on utilise maintenant les CCD en configuration *back-illuminated* : la sensibilité est augmentée. Image adaptée de [T57].

Les CCD fonctionnent grâce à l'effet photoélectrique : les électrons sont produits par l'absorption d'un photon dans la bande de conduction du substrat semi-conducteur. Le substrat est polarisé grâce à une différence de potentiel appliquée entre ses deux surfaces. Cela permet aux électrons d'être collectés dans un puits de potentiel grâce à des lignes de champs. Le puits de potentiel (le fond du pixel) est généré par des électrodes en silicium polycristallin dont les tensions sont maintenues constantes au cours de l'intégration (durée d'une pose).

Une fois la pose terminée et grâce à des horloges, les tensions sont modifiées afin de déplacer toutes les charges collectées de manière synchrone vers un registre série. Le registre série est une ligne de pixel, hors zone image, qui est associé à toutes ou une partie des lignes d'un CCD : pour LSST les CCD sont divisés en 16 canaux, qui ont chacun leur registre série (voir figure 2.8). C'est le registre série qui est associé au canal vidéo de lecture des pixels.

Dans [A58], les auteurs donnent une analogie à lecture des CCD, dont une illustration est donnée en figure 2.2 : les pixels qui collectent des photons peuvent être vus comme des seaux d'eau qui collectent de la pluie dans un champ. Les seaux d'eau sont disposés sur des tapis roulant parallèles (colonnes), qui restent immobiles lors de la collecte de la pluie. Lorsque la pluie s'arrête, les tapis se mettent en marche et décalent d'un cran chacune des lignes de seaux vers un autre tapis roulant, perpendiculaire aux autres (registre série). Le contenu d'une ligne de seaux est ensuite mesuré seau par seau. En décalant à nouveau les lignes d'un cran, on procède ainsi à la lecture de toutes les lignes de la zone de collecte.

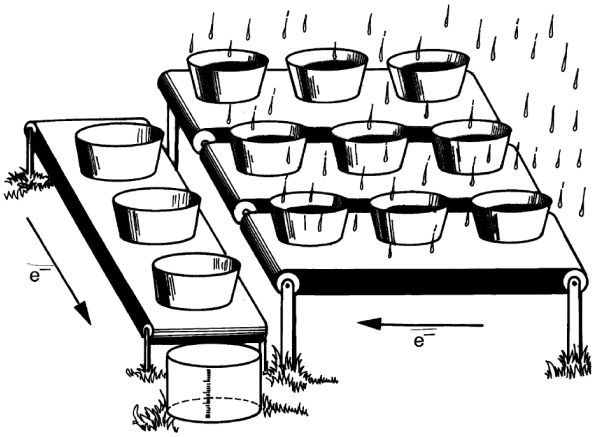


FIGURE 2.2: Illustration de l'analogie de fonctionnement des CCD. Les seaux d'eau collectent des gouttes, comme le font les pixels avec les photo-électrons. Figure issue de [L56].

Dans la zone de collecte les *Channel Stops*, implants dans le silicium, confinent les charges à l'intérieur des colonnes, alors que les lignes sont définies par des électrodes dont le potentiel peut être modifié afin de décaler les lignes lors de la lecture (voir figure 2.4a).

2.1.2 Fonctions de base d'un CCD

Comme énoncé au début de la partie 2.1.1, les CCD ont quatre fonctions de base. On revient ici un peu plus en détail sur chacune d'entre elles.

Génération de charges

Les électrons collectés dans le CCD y sont produits par effet photoélectrique des photons incidents avec le substrat semiconducteur. Ces photons doivent avoir une énergie suffisante pour interagir et libérer un électron du substrat : cette énergie minimale est appelée le *band-gap*[1].

La génération de charge est décrite par l'efficacité quantique (QE), qui représente la fraction de photons convertis dans le substrat sur le nombre total de photons incidents. L'efficacité quantique dépend notamment de la longueur d'onde ainsi que de la composition du substrat et de son épaisseur.

Comme on peut le voir sur la figure 2.3, l'efficacité quantique chute à partir de l'infrarouge. En effet, le *band-gap* du silicium est de $1.14eV$, soit une longueur d'onde de 1086.8 nm pour les photons incidents : le silicium est donc transparent aux énergies plus faibles que $1.14eV$ correspondant à des longueurs d'onde plus grandes que $1086.8nm$. Le *band-gap* dépendant du matériau, il est possible de repousser plus loin la sensibilité dans le rouge : le *band-gap* de $0.66eV$ du germanium par exemple prolonge la sensibilité dans le rouge jusqu'à $1600nm$.

Toujours sur la figure 2.3, on observe aussi une chute de sensibilité à l'approche du domaine UV. Cette chute s'explique par plusieurs phénomènes. Les photons de haute énergie ont une forte probabilité d'interagir dans les premières couches atomiques de la surface du CCD, hors zone de déplétion : ils ne seront pas collectés dans le puits de potentiel d'un pixel. Par ailleurs

[1] Le *band-gap* d'un matériau est l'énergie séparant le dernier niveau peuplé d'électrons (bande de valence) du premier niveau vide (bande de conduction).

ils sont aussi plus susceptibles d'être réfléchis par la surface du CCD[2]. Il est cependant possible d'améliorer la sensibilité dans l'UV en appliquant des revêtements anti-réflexion sur la surface du CCD, et minimiser à l'aide d'implants les pertes d'électrons convertis à proximité de la surface du CCD.

On remarquera aussi la différence d'efficacité quantique entre les figures 2.3a et 2.3b pour les longueurs d'onde supérieures à 700 nm : ceci s'explique par la différence d'épaisseur entre les différents CCD. Pour MegaCam les CCD font 30 μm d'épaisseur, alors que le CCD du fabricant LBNL (Lawrence Berkeley National Laboratory) fait 280 μm, les deux technologies ayant $\sim$ 10 ans d'écart. Augmenter l'épaisseur du substrat augmente la sensibilité dans le rouge, mais implique de nouveaux problèmes concernant la collecte de charge comme par exemple une diffusion des électrons plus importante dans le substrat et des distorsions électrostatiques de plus grande amplitude (comme celle que nous allons voir dans 2.2.2.2).

Les longueurs d'absorption typiques dépendent de la longueur d'onde des photons incidents. Comme on peut le voir dans le tableau 2.1, plus la longueur d'onde du photon incident est grande, plus sa longueur d'absorption est grande. Cela signifie par exemple que les photons UV se convertiront plutôt vers la surface du substrat et n'atteindront jamais le fond. Pour les photons IR, même s'ils se convertissent aussi en majorité vers la surface du substrat[3], une partie peut se convertir dans le fond du substrat voir même en sortir sans être détecté.

λ (nm)	Longueur d'absorption (μm)
522	1.5
635	4
850	25
1000	120

Table 2.1: Différentes longueurs d'absorption du silicium à -120 °C pour quelques longueurs d'onde. Table issue de [P60].

On voit donc pourquoi, entre autres, augmenter l'épaisseur du substrat permet d'améliorer la sensibilité pour les grandes longueurs d'onde.

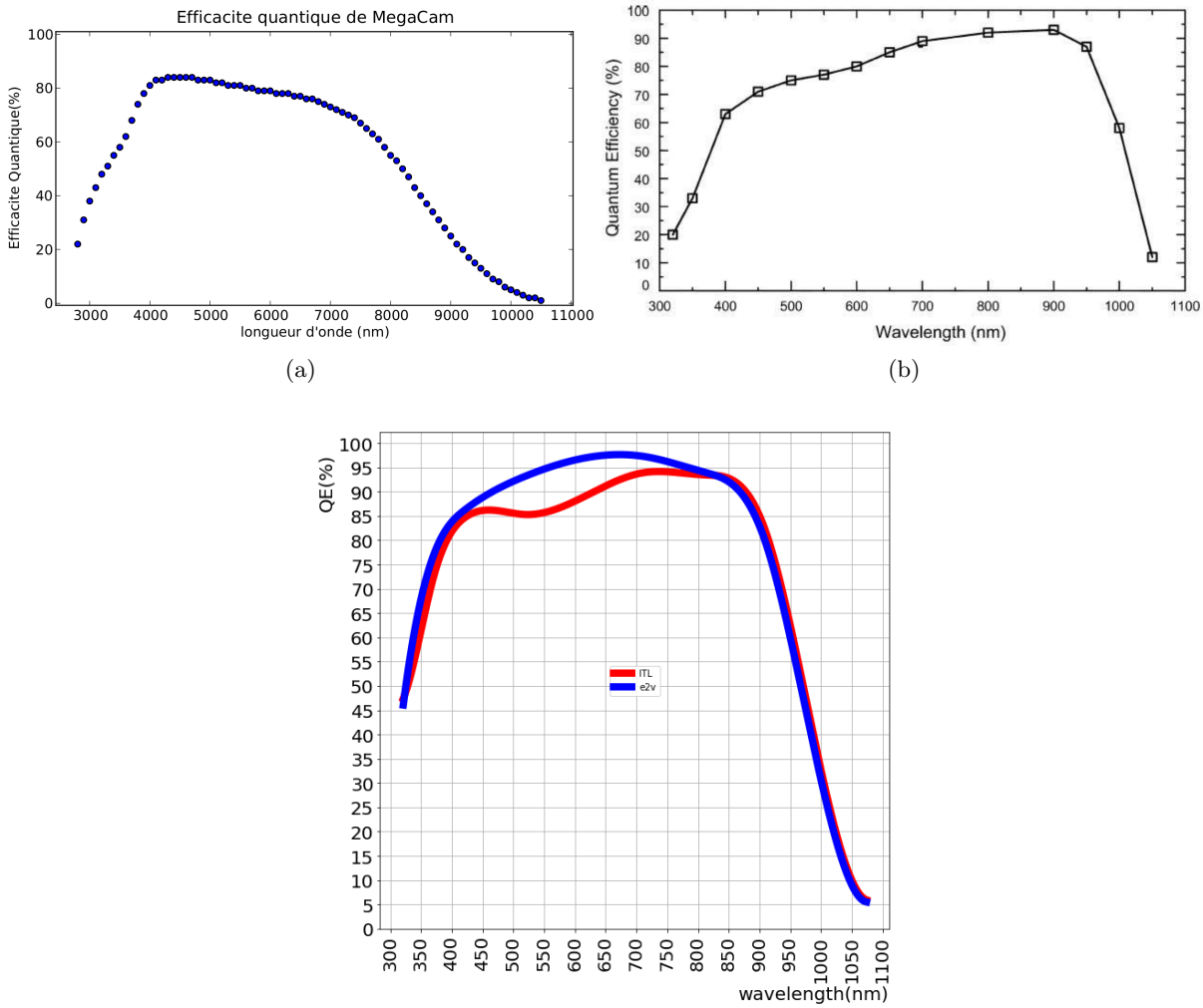
Collecte de charges

Une fois le photon incident converti en électron, cet électron doit rejoindre le puits de potentiel au fond du pixel, dans la zone déplétée, et y rester jusqu'à la fin de la pose. Ce puits de potentiel est formé par la tension de une ou plusieurs des phases (les électrodes de la figure 2.1) qui forment un pixel. Le nombre de phases par pixel dépend du modèle de CCD. On souhaite que l'électron soit stocké dans le pixel où il a été converti, mais il peut aussi se retrouver dans des pixels adjacents à cause d'effets comme la diffusion. Pour rejoindre le fond du pixel, les électrons suivent les lignes de champ générées par la tension de polarisation du CCD. Cette polarisation est propre aux CCD épais, beaucoup d'autres, notamment les plus fins, n'en ayant pas besoin.

Le parcours moyen d'un photo-électron UV avant de rejoindre le fond d'un pixel est plus grand que celui d'un photo-électron IR, car il est converti plus proche de la surface. La diffusion est donc plus importante pour les photo-électrons de petite longueur d'onde : en proportion, ils seront plus nombreux à rejoindre les pixels adjacents que des photo-électrons de grande longueur d'onde.

[2] À 400nm, environ la moitié des photons sont réfléchis.

[3] La loi d'absorption (loi de Beer-Lambert) est proportionnelle à une exponentielle décroissante.



(a) (b) (c)

FIGURE 2.3: (a) : efficacité quantique moyenne de MegaCam (image issue [T57]). (b) : efficacité quantique moyenne d'un CCD du fabricant LBNL de 280 μm d'épaisseur à 140 K (image issue de [T59]). (c) : efficacité quantique moyenne pour les deux constructeurs des CCD qui occuperont le futur plan focal de LSST.

On rend compte de tous les effets de diffusion grâce à la *Point Spread Function* (PSF) du détecteur, sur laquelle on va revenir plus en détail en 2.1.4. La PSF du détecteur est donc dépendante de la longueur d'onde. Diminuer l'amplitude des effets de diffusion est donc important car elle affecte la collecte de charges.

Enfin les pixels ont bien évidemment une quantité maximale de charges qu'ils peuvent contenir. Cette limite est la *pleine capacité* (*full well*). Elle dépend entre autres de la taille des pixels, et se trouve généralement entre 5.10^4 et 1.10^6 électrons par pixel. Plus les pixels sont grands, plus ils peuvent contenir d'électrons : la dynamique du CCD est meilleure. En moyenne, les CCD trois phases ont une capacité de 8000 $\sim e^- \mu m^{-2}$ [L56]. Pour LSST, ce sera moins : son plan focal sera composé de deux types de CCD, provenant des fournisseurs E2V et ITL. Pour les CCD E2V à quatre phases, la collecte se fait sur 2 phases, soit la moitié de la surface du

pixel ; pour les CCD ITL à trois phases, la collecte se fait sur une seule phase, soit un tiers de la surface du pixel. Pourtant la taille des puits est la même pour les deux types de CCD car en pratique, elle dépend de la surface collectrice mais aussi des tensions qui forment le puits et donc entre autres de la qualité des implants et des lignes de champs.

A priori, pour une même résolution sur le ciel par pixel, il est donc souhaitable d'avoir la plus grande taille de pixel possible. Cependant, cela impliquerait un plan focal plus grand et donc des contraintes physiques plus importantes. Par exemple, le plan focal de LSST mesure 64cm de diamètre : une augmentation de 30 % de la taille des pixels pour la même résolution angulaire de 0.2 arcsec amènerait une augmentation de la surface de la caméra de $\sim$ 70 %. Le miroir primaire n'aurait plus un diamètre effectif de 6.4m car l'empreinte de la caméra y serait plus grande et les distorsions optiques seraient beaucoup plus difficiles à corriger sur un plan focal aussi grand. La taille des pixels est aussi contrainte par les coûts de production, la résolution de l'image ainsi que par la nécessité de maintenir une *Charge Transfert Efficiency* (CTE) élevée pour un temps de lecture raisonnable. Une fois la capacité totale du pixel atteinte, les photo-électrons qui descendent vers le puits de potentiel ne peuvent plus y rester et sont alors repoussés vers les pixels adjacents.

Transfert de charges

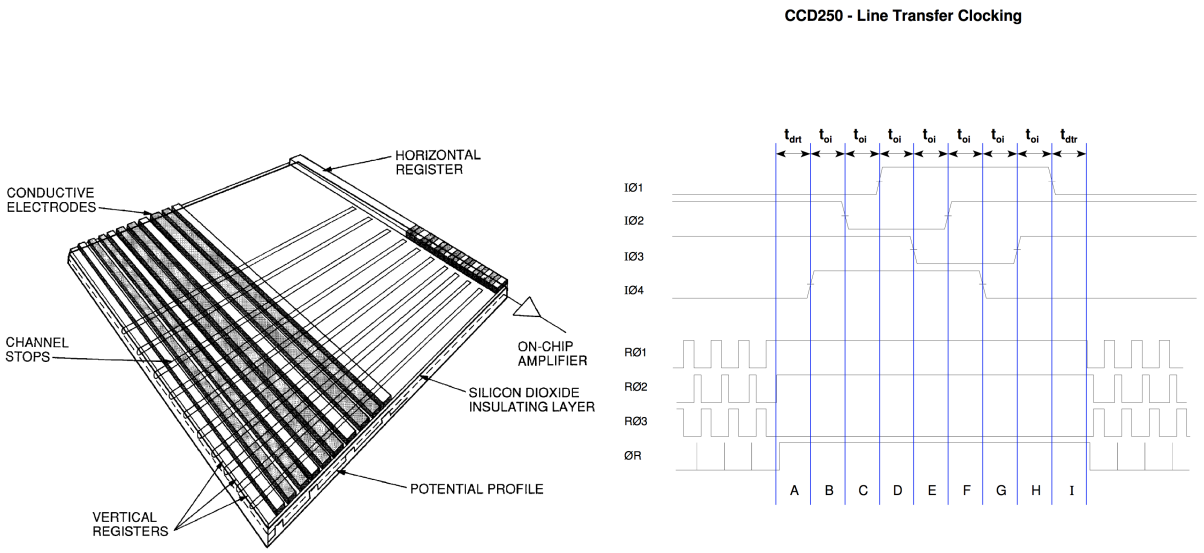
La principale quantité permettant de décrire le transfert de charge est la *Charge Transfer Efficiency* (CTE) : elle représente le pourcentage de charges réellement transférées d'un pixel à l'autre. En raison de la taille importante des CCD actuels, *i.e.* un nombre de pixels important et donc un nombre de lignes important, il y a nécessité d'avoir une CTE très élevée (typiquement supérieure à 99,9999 %). En effet, même si le pourcentage de charges non transférées est faible (par exemple une CTE de $\simeq$ 99 %), l'effet se cumule avec le nombre de lignes, pour toutes les lignes. Le nombre total de charges qui ne sont pas mesurées dans le bon pixel devient alors très important. Par exemple, après un transfert sur seulement 68 lignes, un pixel aura perdu 50 % de sa charge dans un CCD avec une CTE de $\simeq$ 99 %.

Le transfert de charge a déjà été simplement décrit en 2.1.1 et en figure 2.2. On revient ici sur le processus réel permettant le transfert des charges d'un pixel à un autre pixel, pour un type précis de CCD, le CCD à quatre phases (les électrodes, polysilicon gate de la figure 2.1) comme le sont les CCD E2V pour LSST.

En figure 2.4b, on trouvera un schéma de la procédure de transfert de charge d'un pixel à un autre. Lors de la pose, les tensions de la phase-2 et de la phase-3, $I\varnothing 2$ et $I\varnothing 3$, sont plus élevées que les deux autres. Par conséquent, les photo-électrons qui se convertissent dans le substrat rejoignent le puits de potentiel (phase-2,phase-3) le plus proche. Ensuite, les tensions des différentes phases sont variées dans un ordre précis afin de faire "glisser" les électrons phase par phase (étapes de B à I), pour finalement se retrouver aux (phase-2,phase-3) suivantes. Les charges ont ainsi été décalées d'un pixel vers le registre série. On répète ainsi la procédure afin de lire toute la zone image. La synchronisation du changement de tension des électrodes se fait par des *horloges parallèles*. Une mauvaise synchronisation des horloges, une vitesse de transfert trop importante ou des tensions mal choisies pour les électrodes peuvent détériorer la CTE.

On voit ainsi que ce sont les tensions des électrodes qui contraignent les charges dans une même ligne. Dans une même colonne de pixel, les charges sont confinées grâce à une barrière de potentiel générée par les *Channel Stops* (voir figure 2.4a).

Enfin, lorsque la quantité d'électrons stockés dans un pixel dépasse la capacité maximale, le puits de potentiel sature et les charges *débordent* dans les pixels voisins : c'est l'effet de *blooming*. Un exemple de *blooming* est donné en figure 2.5.



(a) (b)

FIGURE 2.4: (a) : composants principaux d'un CCD. Figure issue de [L56]. (b) : Pour un CCD à 4 phases, procédure nécessaire afin de décaler le contenu d'un pixel dans un pixel adjacent, de gauche à droite.

FIGURE 2.5: Sur cette image de la nébuleuse de l'aigle, le blooming se traduit par les grands traits verticaux. Les deux étoiles d'avant plan sont trop brillantes pour ce temps de pose : les pixels ont collectés trop d'électrons. Ce surplus d'électrons se déverse alors dans les pixels voisins, préférentiellement dans la direction des colonnes à cause de la structure du CCD : la barrière de potentiel générée par les *channel stops* et qui contraint les pixels dans la direction des lignes, est plus difficile à franchir. Figure issue de [W61].

Mesure de charges

Au bout du registre série se trouve un amplificateur de charge. Lorsqu'une ligne de pixels est arrivée dans le registre série, les pixels sont amenés un par un vers l'amplificateur. Ce transfert

de pixel à pixel au sein du registre série se déroule sur le même principe que pour le transfert au sein d'une même colonne : ce sont les *horloges séries* qui sont cette fois-ci responsables du changement des tensions. C'est l'amplificateur de charge qui va détecter et mesurer les électrons de chaque pixel : c'est une capacité. Afin de produire un signal de sortie le plus important possible, il faut un amplificateur le plus petit possible : sa capacité est plus petite et donc son gain plus grand. Pour LSST, ce gain est de 5.8 μV par électron, ce qui correspond à une capacité de 27.6 fF. Une sensibilité trop grande limite la gamme dynamique et la linéarité de mesure [L56]. Le signal est ensuite transmis vers l'extérieur par un amplificateur *suiveur*, dont le gain est proche de 1.

Entre la lecture de deux pixels, la charge de la capacité est réinitialisée par l'interrupteur de *reset* (voir figure 2.6a). Cette remise à niveau fait apparaître une charge aléatoire, d'écart-type $\sqrt{k_B T C}$: on appelle cette charge le *bruit de reset*. Pour une capacité de 40 fF correspondant à un taux de conversion de 4 μV par électron, l'écart-type du *bruit de reset* est de 80 électrons, soit 320 μV, sur le niveau de référence à température ambiante [T59]. Une interprétation physique de ce phénomène est donnée en [O62] : c'est la conséquence des fluctuations thermiques des charges dans le canal de l'interrupteur de *reset*. Un des enjeux est de diminuer ce *bruit de reset* afin de diminuer le bruit du CCD. Deux méthodes ont été développées afin de compenser ce bruit : le *Clamp and Sample* et le *Correlated Double Sampling*.

Le *Clamp and Sample* (voir figure 2.6a) consiste à remettre le niveau de base du CCD à une tension de référence (*clamp*) après la lecture d'un pixel, puis de faire la mesure du contenu du pixel suivant (*sample*). La remise à une tension de référence est aussi appelé *DC restore*[4] : elle permet non seulement la suppression[5] du *bruit de reset*, mais assure aussi à la chaîne analogique d'être reproductible pour un niveau de pixel donné, indépendamment de celui des pixels précédents.

Le principe du *Correlated Double Sampling* est de mesurer le niveau de base du CCD et le signal sur des temps égaux, et de les soustraire. Le système du *Dual Slope Integrator* (voir figure 2.6b) implémente cette méthode en réalisant une intégrale du niveau de base puis du signal sur le même intervalle de temps. Les amplificateurs associés aux deux signaux des intégrales sont de signes opposés, ce qui permet de soustraire les signaux analogiquement. En pratique, on applique aussi un *clamp* afin de remettre le niveau de base du CCD à la tension de référence. Cette méthode est un peu plus lourde à mettre en place que celle du *Clamp and Sample* car elle nécessite plus de composantes, notamment pour les horloges de synchronisation des intégrales, mais elle permet d'optimiser le bruit. LSST utilise cette méthode.

Pour des raisons de commodités, ces circuits sont intégrés dans des *ASIC* : Application-Specific Integrated Circuit. C'est le cas des missions spatiales qui ont beaucoup plus de contraintes[6] que les missions au sol. LSST sera le premier télescope terrestre à utiliser des ASIC. En effet, les CCD de LSST étant hautement segmentés (ils sont divisés en 16 canaux), pour un plan focal de 201 CCD, cela fait 3216 canaux vidéos au total. Utiliser des ASIC qui sont très compacts permet à la fois de réduire la taille et la masse de la caméra, ainsi que de réduire la consommation électrique.

Les dernières étapes de la mesure de charges consistent généralement en une amplification puis une numérisation de la tension par un ADC (*Analog to Digital Converter*) : les données enregistrées sont en ADU (*Analog to Digital Unit*). C'est la mesure du gain en $e^- ADU^{-1}$ de toute la chaîne d'acquisition qui permet de retrouver la quantité réelle d'électrons collectés dans chaque pixel.

[4] *DC* pour *Direct Current* en anglais : c'est le courant continu à l'entrée de l'amplificateur.
[5] Le bruit résiduel n'est pas nul mais proche de 0.5 e^- [O63].
[6] Poids, consommation électrique, volume.

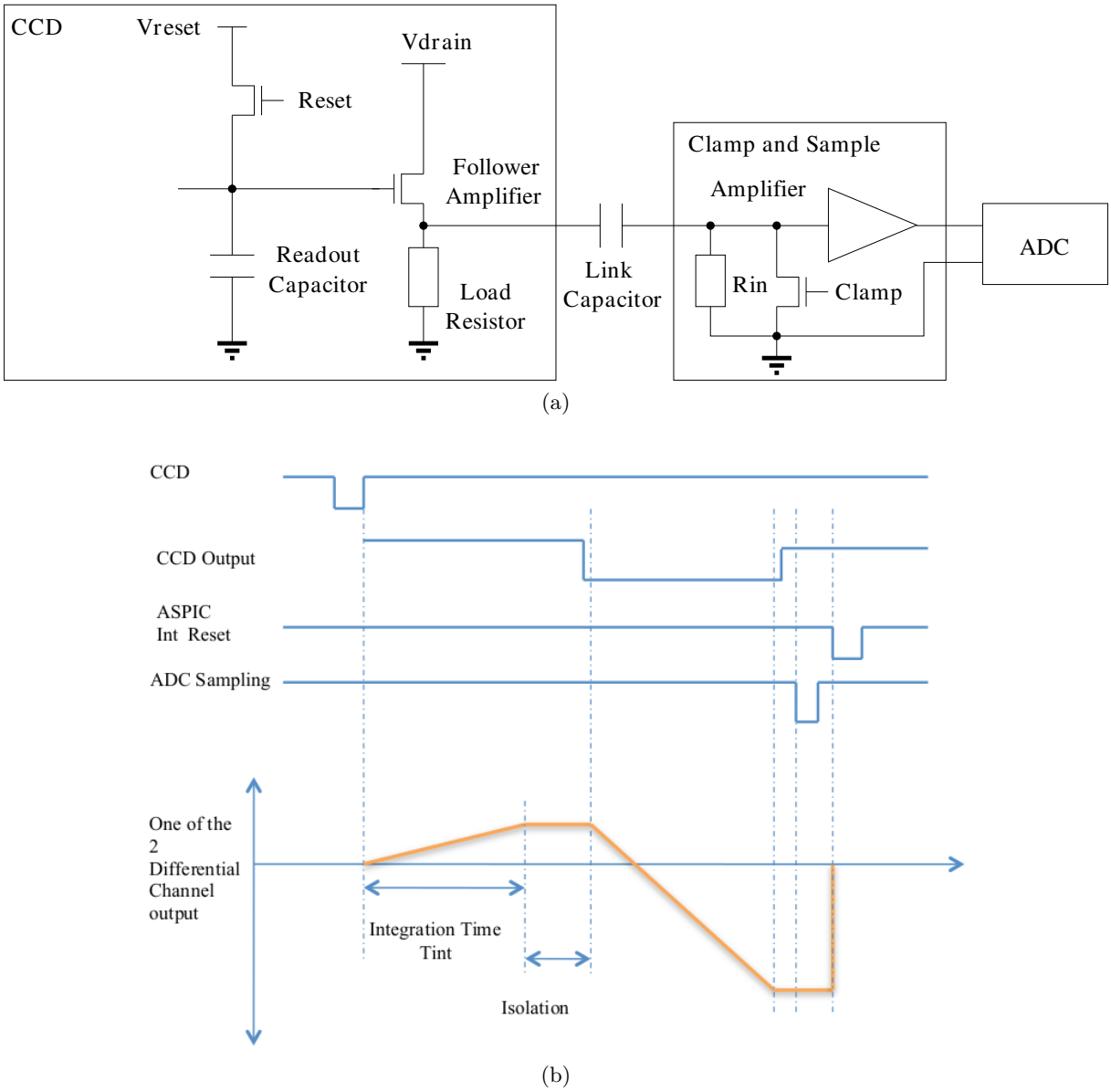


FIGURE 2.6: (a) : Sur la gauche, système de lecture intégré au CCD ; sur la droite, principaux éléments d'une chaîne de lecture *Clamp and Sample*. (b) : séquence des tensions dans le système du *Dual Slope Integrator* .

2.1.3 Quelques développements

Mosaïque de CCD

Pour la majorité des télescopes actuels, les plans focaux ne se composent plus d'un unique CCD, mais sont arrangés en mosaïque. Cela permet en une pose de couvrir un champ de vue beaucoup plus grand que celui d'un seul CCD. Pour le plan focal de MegaCam par exemple, le champ de vue est de 1 degré carré. Pour LSST, il sera composé de 189 CCD et couvrira près 10 degrés carré (voir figue 2.7), ce qui lui permet techniquement de parcourir tout le ciel observable en une nuit : 800 poses par nuit pour 8000 degrés carré de ciel observable à un moment donné, LSST pouvant prendre jusqu'à $\sim$ 1000 poses par nuit. Cependant, à cause de

l'utilisation de plusieurs filtres et que pour l'observation des astéroïdes (voir partie 1.3.3.1) il faut revenir plusieurs fois sur la même région du ciel, il faudra en fait 3 à 4 jours à LSST pour couvrir tout le ciel visible.

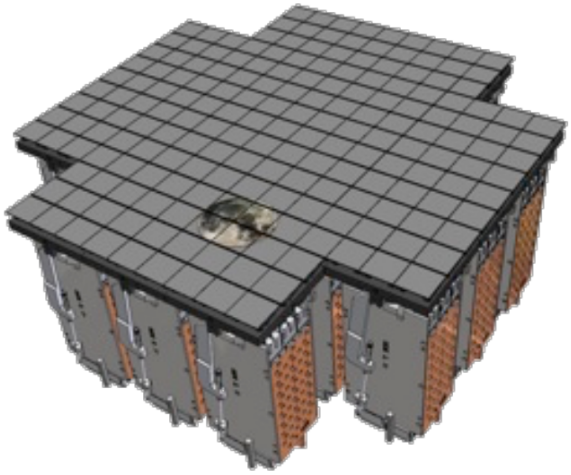


FIGURE 2.7: Le plan focal de LSST est $\sim$ 40 fois plus grand en surface que l'image de la Lune, dont on a la projection sur l'image. Les carrés sur la surface sont les CCD : ils font 4cm de côté (4000 pixels de 10 μm de côté). L'électronique de lecture est contenue sous l'empreinte des CCD. Les CCD sont assemblés en module de 9 CCD, des *Raft*, qui permettent de mieux organiser l'électronique des CCD sous leur empreinte géométrique. Pour un Raft, l'électronique est composée de 3 cartes REB (Readout Electronics Board), chacune pouvant lire 3 CCD.

Les CCD à plusieurs canaux

Afin d'optimiser le temps d'observation effectif dans une nuit et remplir des objectifs spécifiques de science, il faut réduire ce qu'on appelle *les temps morts*, c'est à dire les moments où le plan focal ne peut pas intégrer des photons. Dans la table 2.2 sont résumés les temps morts de LSST.

	Observation effective	Lecture + pointé	Obturateur	Changement de filtre
Temps (s)	27600	6440	3680	1200
% de nuit	69.7	16.3	9.3	3.0

TABLE 2.2: Temps effectif d'observation et temps morts de LSST lors d'une nuit d'observation de 11 h pour 920 poses et % correspondants (arrondis). Sachant que la lecture prend 2s et un pointé 5s, le temps mort total associé à la lecture correspond à 2/7 de 6440s, soit 1840s.

Le temps de lecture d'un CCD fait partie des temps morts importants qu'il est possible de réduire. Pour LSST, le défi était de réduire le temps de lecture à 2 secondes, là où HSC met 30s et DECam 17s. Un moyen efficace de réduire le temps de lecture sans détériorer le bruit de lecture et l'efficacité de transfert des charges est de diviser les CCD en plusieurs canaux. Par exemple, grâce à leur segmentation en 16 canaux (voir figure 2.8) le temps de lecture des 16 millions de pixels des CCD E2V-250 qui occuperont le futur plan focal de LSST est réduit à 2

secondes[7], chaque canal étant lu à 550 kHz, ce qui peut se faire à bas bruit. Ainsi un niveau de bruit inférieur à 5 e^- a été observé en mai 2017 pour chacun des 144 canaux du premier ensemble de 9 CCD (Raft, voir figure 2.7) de LSST. En contre partie, plus le nombre de canaux est important, plus l'électronique de lecture est lourde : les contraintes physiques sont plus importantes au niveau de la caméra. Dans le cas de LSST, le principe est que l'électronique de lecture rentre dans l'empreinte géométrique du CCD. Il faut donc une électronique compacte et de faible puissance, puisque l'ensemble se situera dans un cryostat.

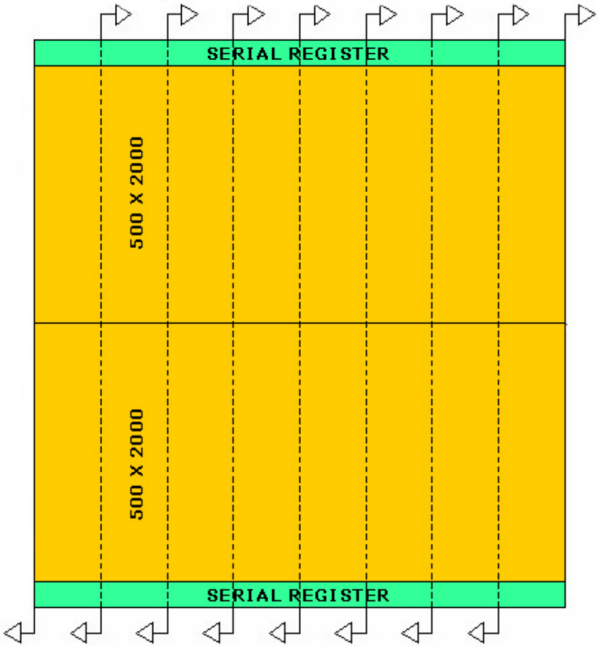


FIGURE 2.8: Schéma d'un CCD du futur plan focal de LSST. Divisé en 16 canaux, on remarque la présence des 16 amplificateurs et leurs registres séries. Issu de [A49].

Même si segmenter le plus possible les CCD permet de réduire les temps morts dus à la lecture lors d'une nuit d'observation, cette segmentation ne peut pas être trop importante. En effet, plus un CCD est segmenté, plus il est complexe à fabriquer et donc plus facile à perdre lors de la fabrication. 16 canaux semble être la limite technologique actuelle.

2.1.4 Éléments de base de la réduction d'images

Pour la réduction des données, il faut mesurer certaines propriétés du CCD afin de corriger certains effets instrumentaux. En particulier, et c'est ce que nous allons voir dans les paragraphes suivants, il faut soustraire le piédestal de l'électronique, la contribution du ciel, et uniformiser la réponse du détecteur grâce à des illuminations uniformes.

Biais et bruit électronique

Les biais permettent de mesurer le *piédestal* du CCD, ainsi que le bruit électronique (Readout Noise). Ce piédestal, ou *offset*, est le signal produit par un pixel vide ou non exposé. Les

[7]Pour comparaison, les CCD du plan focal de HSC sont divisé en seulement 4 canaux : le temps de lecture d'un CCD entier de 8 Mpix est de 30 s. Pour MegaCam, la caméra du CFHT (le Canada France Hawaï Telescope), les CCD de 9.4 Mpix divisés en deux canaux sont lus en 30 secondes aussi.

biais sont des poses obtenues avec obturateur fermé (voir figure 2.9a). Ce *piédestal* est introduit volontairement au niveau de l'électronique de lecture afin d'avoir un *zéro*, son bruit étant toujours positif et dans la gamme de lecture de l'ADC. Il faut remarquer que sa valeur est exceptionnellement élevée dans l'électronique de LSST, $\sim$ 25000 ADU, soit un facteur $\sim$ 10 par rapport à ce qui aurait été strictement nécessaire, notamment afin d'éviter certains réglages fins de l'électronique.

La distribution du piédestal est une gaussienne : sa moyenne est l'offset de l'électronique[8], sa largeur est le bruit de l'électronique c'est à dire la somme de tous les bruits de la chaîne d'acquisition depuis celui de l'amplificateur de charge jusqu'à celui de l'ADC.

On peut aussi mesurer le piédestal à l'aide des *overscans* qui sont des pixels virtuels, générés par des cycles supplémentaires d'horloges séries avant et après l'acquisition de chaque ligne d'une image (voir figure 2.9d).

En pratique, on construit une image moyenne en combinant plusieurs images de biais, généralement plusieurs dizaines. Cette image moyenne permet entre autre de voir des structures en 2-dimensions (voir figure 2.9c), que l'on ne verrait pas dans des biais uniques à cause d'un signal sur bruit trop faible. Si des structures sont apparentes, il faut soustraire cette image moyenne à l'image, pixel par pixel, plutôt qu'une valeur moyenne pour l'ensemble des pixels.

Courant d'obscurité

Le courant d'obscurité est un bruit thermique qui provient de la génération spontanée d'électrons dans le silicium. Plus la température du silicium est élevée, plus ce bruit est grand. On peut donc très largement réduire le courant d'obscurité en refroidissant le CCD.

Pour mesurer le courant d'obscurité, on réalise plusieurs poses avec obturateur fermé d'une durée bien supérieure à celle des images du ciel. En général, il est de l'ordre du centième d'électron par seconde pour un CCD refroidi à 170 K, ce qui est négligeable par rapport au fond du ciel pour l'observation dans des filtres à bande large [T57].

Illuminations uniformes

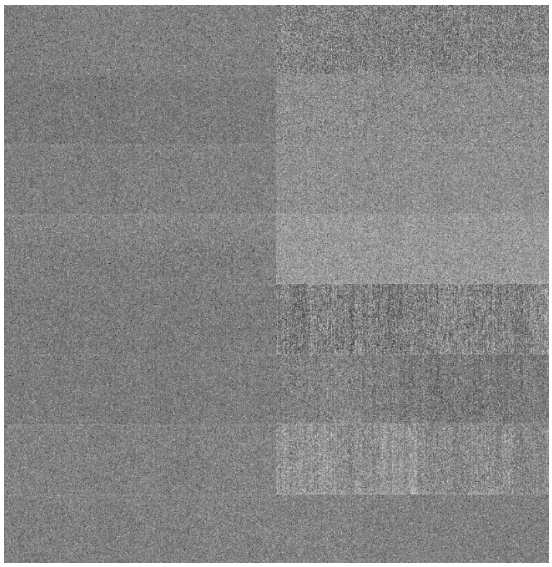
Les illuminations uniformes, ou champs plats, sont des illuminations du plan focal le plus spatialement plates possible. On utilise ces illuminations uniformes afin de corriger les non-uniformités spatiales instrumentales comme par exemple les non-uniformités des filtres ou bien certains effets optiques comme le vignettage[9]. En pratique, on applique :

$$Data = \frac{D_{brute} - B_{maître}}{CP_{maître} - B_{maître}} \tag{2.1}$$

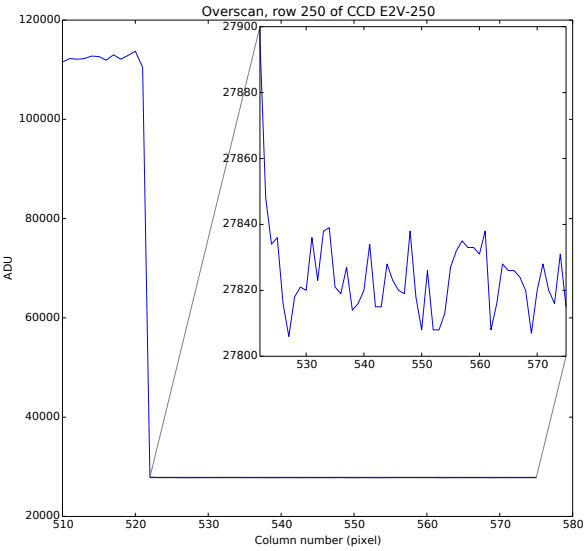
où D représente les données, B le biais et CP le champ plat. Il existe deux procédures standards afin de prendre des illuminations uniformes pour chacun des filtres d'un télescope. La première est de prendre des images du ciel au crépuscule et à l'aube avec un temps de pose relativement court pour ne pas faire apparaître d'objets célestes sur l'image. La plupart du temps, un faible gradient d'illumination est présent sur le ciel. La deuxième méthode est

[8]En sortie de l'ASIC, les signaux sont décalés de la valeur de tension de base du CCD (2.5 V pour LSST) afin de couvrir toute la gamme dynamique de l'ADC (0 à 5 V pour LSST). Le 2.5 V n'est ainsi pas décalé sur le 0 V, mais à 0 V plus un *offset* de tension. On peut ainsi convertir des signaux qui auraient une tension négative sans cet offset, et ne seraient donc pas convertis par l'ADC qui ne prend en entrée que des valeurs de tensions positives.

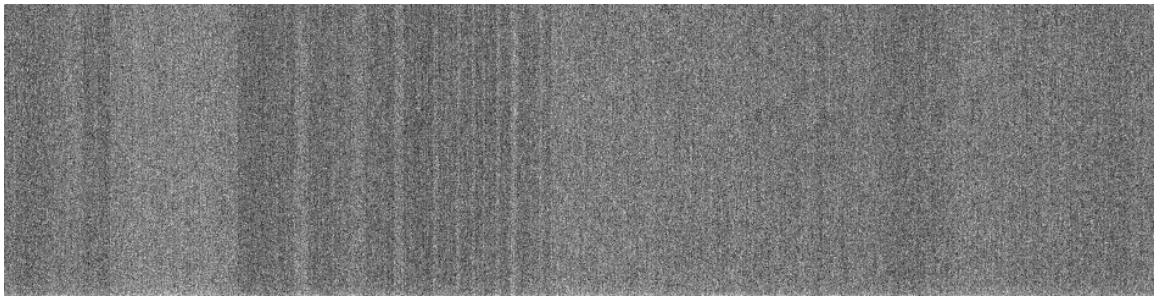
[9]Vignetting en anglais, correspond à une réduction de l'illumination sur les bords de l'image due au système optique.



(a)



(b)



(c)

(d)

FIGURE 2.9: 2.9a : exemple d'une image de biais prise avec un des CCD E2V-250 qui équipera le futur plan focal de LSST. Le niveau moyen du piédestal est différent pour chacun des 16 canaux. 4096 x 4004 pixels. 2.9c : deuxième canal (en bas à droite de 2.9a) du même CCD, dans lequel on voit clairement apparaître des structures en 2-dimensions sur cette image moyenne de plusieurs biais. 512 x 2002 pixels. 2.9d : les overscans sont les bandes noires sur les côtés de l'image. Pour chacun des canaux, ils ont le même niveau que l'image de biais. Image d'illumination uniforme pour faire ressortir les overscans. Image + overscans = 550 x 2020 pixels. 2.9b : une ligne du CCD, à la jonction entre la zone image et l'overscan, avec zoom sur l'overscan.

d'éclairer un écran dans le dôme du télescope à l'aide d'une source artificielle. Dans les deux cas, on prend habituellement plusieurs illuminations uniformes. En les moyennant, on crée un *champ plat maître* possédant un meilleur signal sur bruit qu'une illumination uniforme unique. En pratique, l'illumination uniforme n'uniformise pas entièrement la réponse sur toute la caméra, à cause notamment de réflexions internes (*ghosts*) dans le système optique du télescope. Pour corriger l'effet de cette contamination sur la photométrie des étoiles, le principe est d'observer une même étoile à des positions différentes sur la mosaïque de CCD afin de générer une carte des erreurs photométriques en fonction de la position sur la mosaïque [A64].

Point Spread Function

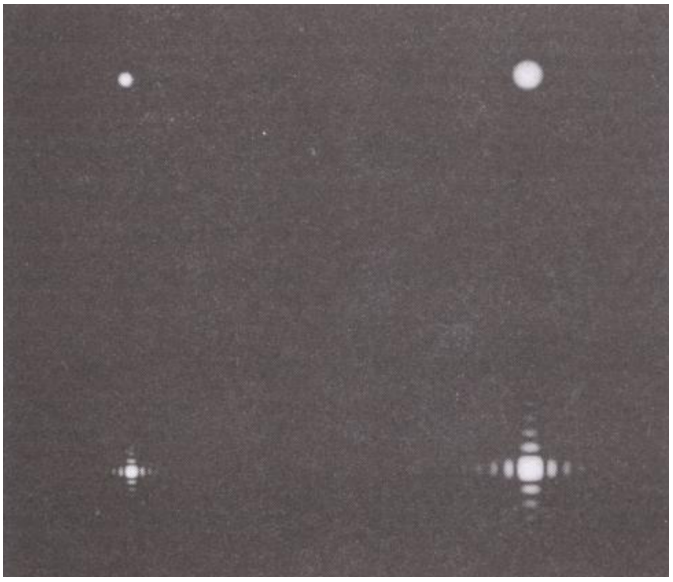


FIGURE 2.10: Les deux PSF du haut sont circulaires symétriques et causées par des turbulences atmosphériques, plus importantes à droite. Les deux PSF du bas représentent la PSF d'un système d'ouverture carré limité par la diffraction, dont l'ouverture est plus petite à droite. Figure issue de [L65].

La Point Spread Function, ou PSF, d'un système est la réponse de l'ensemble du système optique à une illumination ponctuelle, une étoile par exemple. Elle prend en compte toutes les déviations qu'un photon peut subir entre son émission dans l'espace jusqu'à sa mesure dans le CCD. Les contributions les plus importantes sont celle de l'atmosphère avec ses variations de pression/composition/température ainsi que celle du système optique du télescope (miroir[s], correcteur de champ...) et des CCD. Quelques exemples de PSF sont donnés en figure 2.10. Par abus de langage, on emploiera le terme de *PSF du CCD*, alors qu'il faudrait utiliser celui de *contribution du CCD à la PSF*. Il est essentiel de connaître la PSF puisque sinon, sans elle, les mesures de formes (distorsions de weak-lensing) et de flux (SNIa, dans le cas d'une mesure par extraction optimale qui suppose la connaissance de la PSF) seraient biaisées. Une fois connue, elle permet de la déconvoluer du signal pour retrouver la vraie forme et le vrai flux d'un objet.

En théorie, si le CCD était parfait, la PSF du CCD serait un point, un unique pixel. Mais ce n'est pas le cas : à cause notamment des effets de diffusion des électrons entre leur zone de production par effet photoélectrique et la zone de stockage des électrons au bas du pixel, l'image d'un point est étalée sur les pixels adjacents et n'a généralement pas de forme caractéristique.

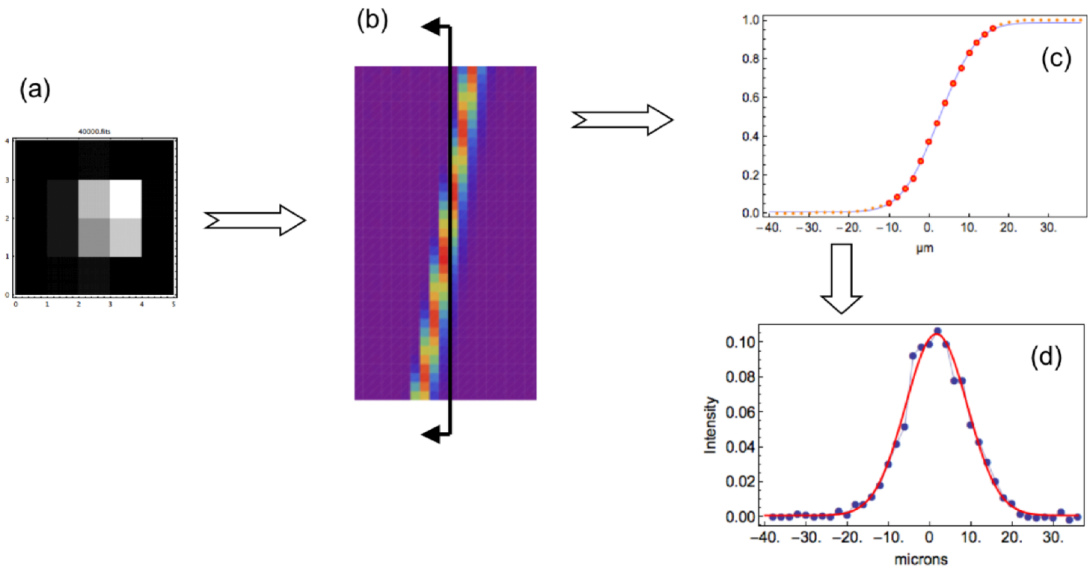


FIGURE 2.11: Méthode de la VKE. (a) : pour chacun des pas de déplacement l'image du spot est sommée sur une ligne. (b) : représentation du passage du spot à travers une frontière verticale. La ligne du bas représente le résultat de (a) pour la toute première image, et les pas suivants viennent s'ajouter sur les lignes en allant vers le haut. (c) : intensité totale à droite de la frontière en fonction de la position du spot. (d) : gaussienne (ligne rouge) déduite du fit d'une erf-fonction sur les points centraux rouges de (c) : seuls les points centraux sont utilisés car la fonction erf est très dépendantes des points du niveau bas et haut. La largeur de la gaussienne est bien évidemment dépendante de la qualité de focus du spot. Figure issue de [P60].

Elle peut être symétrique, asymétrique et est différente pour chaque CCD. La PSF dépend de la longueur d'onde, celle-ci fixant la distance moyenne que le photon peut parcourir dans le silicium avant de se convertir, ce qui aboutit à un trajet dans le silicium plus important pour les électrons issus d'un photon UV que IR. Elle dépend aussi du flux, comme on le verra dans 2.2.2.2 : cet effet, l'effet *brighter-fatter*[10], a été mis en évidence dans [A1, A66]. J'y ai consacré une partie de mon travail de thèse, et on y reviendra plus en détail en 2.2.2.2 et au chapitre 6.

La PSF d'un CCD peut se mesurer de différentes manières. Dans [P60] sont proposées deux méthodes. La première est la méthode du *Virtual Knife Edge* (VKE) qui implique la projection d'un spot subpixel au passage d'une frontière "virtuelle". Le principe est de calculer l'intégrale du flux de ce spot d'un des côtés de la frontière virtuelle lorsque le spot traverse la frontière virtuelle (voir figure 2.11). En supposant que le spot est une gaussienne à deux dimensions, cette méthode permet de mesurer les deux largeurs caractéristiques, σ_x lors du passage d'une frontière verticale et σ_y lors du passage d'une frontière horizontale.

La deuxième méthode est de mesurer la *Modulation Transfert Curve* (MTF), fonction du contraste, et donnée par :

$$MTF = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \tag{2.2}$$

où I est une intensité. La mesure est faite pour différentes fréquences de signal. On utilise habituellement un signal périodique sinusoïdal produit par un interféromètre de Michelson, que

[10] Littéralement, plus lumineux plus gros.

l'on projette sur tout ou une partie du CCD. La transformée de Fourier de la MTF permet de remonter à la PSF.

Photon Transfert Curve et Gain

La *Photon Transfert Curve* (PTC) est la courbe de la variance d'une image en function de son flux moyen sur des illuminations uniformes. En pratique on utilise plusieurs illuminations uniformes à différents temps de pose afin de couvrir toute la gamme accessible du CCD (flux nul à saturation).

Le gain est la quantité en $e^{-}.ADU^{-1}$ qui permet de convertir les ADU d'une image en électrons réellement accumulés dans un pixel. On peut directement extraire le gain d'une PTC, en utilisant la relation *a priori* linéaire entre le flux et la variance, de part le caractère Poissonnien du flux de photon. Cependant cette méthode, comme nous l'expliquerons dans la partie 6.1.2, ne fonctionne pas pour les CCD épais de LSST, pour qui des corrélations entre pixels sont observées. Nous présenterons alors une nouvelle méthode adaptée à ce cas de figure en 6.1.2, dont la précision sur l'estimation du gain est meilleure que 5‰.

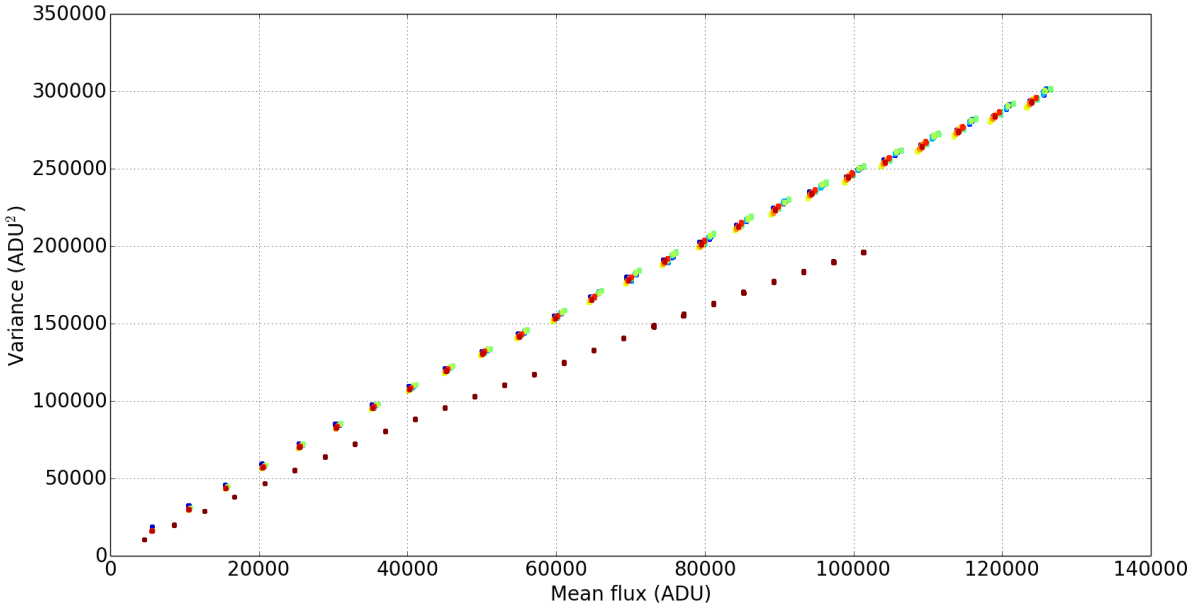


FIGURE 2.12: Exemple de PTC, ici pour les 16 canaux du CCD E2V-250 utilisés pour les études de cette thèse. Pour tous les canaux sauf un (canal 16), les gains sont très proches. La courbure visible sera expliquée en 2.2.2.2.

Le gain peut aussi se mesurer grâce aux radiations X du Fer 55, dont le flux de radiations X décroit régulièrement avec un temps de demie-vie de 2,7 ans. Sur banc de test, c'est la méthode qui est en pratique le plus utilisée, puisqu'il suffit d'une pose et de la mesure de la taille des signaux X. Cette méthode nécessite cependant de savoir combien d'électrons sont produits par le Fe 55, nombre qui est généralement assez faible par rapport à la taille des signaux d'intérêt. Cette technique est parfois difficile à mettre en place sur les télescopes qui n'ont en général pas

de source de Fe 55. La PTC, elle, nécessite des paires d'illuminations uniformes[11] pour un même temps de pose, pour différents temps de pose.

La PTC est aussi utilisée pour mesurer certains paramètres de performance comme le bruit de lecture, le courant d'obscurité, l'efficacité quantique et le nombre maximum d'électrons qu'un pixel peut contenir (*pleine capacité*).

2.2 Photométrie de précision

La précision photométrique des télescopes terrestres, dont LSST, est limitée par l'atmosphère, dont il faut modéliser l'absorption et la variabilité, mais aussi par la compréhension de leurs détecteurs. Dans le cadre de cette thèse, nous nous concentrons sur les CCDs, dans lesquels plusieurs distorsions limitent à la fois la précision photométrique, qui est la mesure des flux, mais aussi la précision astrométrique, qui est la mesure de positions. L'enjeu est de comprendre ces effets pour les modéliser et les corriger des images de science. L'objectif est d'atteindre une précision de $\sim 1‰$, à la fois sur la mesure de flux et sur la mesure des formes. En pratique, les objets à bas flux sont calibrés par les hauts flux. Les mesures se font sur des grands échantillons. Cette précision ne peut être atteinte sur tous les flux, notamment sur les bas flux. C'est l'erreur systématique sur ces grands échantillons qui doit être inférieure à 1‰.

La précision instrumentale est très liée à la grille de pixels du CCD. Supposée rigide et parfaitement orthonormée, elle ne l'est en fait pas à cause de sa fabrication, qui ne peut être parfaite, mais aussi à cause de distorsions purement électrostatiques. Comme nous allons le voir dans cette partie, il est possible de mesurer ces déformations, quelle que soit leur origine.

2.2.1 Variation de taille de pixels

La taille d'un pixel se définie par sa surface d'entrée sur la surface du substrat du CCD. Un CCD est fabriqué de sorte que tous ses pixels soient carrés et de même taille mais en pratique, la taille et la forme des pixels d'un CCD ne sont pas constantes à cause, par exemple, des variations de dopant dans le substrat ou d'erreurs de positionnement lors de la gravure, de l'installation des électrodes ou de l'impression du masque lithographique [P67, P68].

Avec des illuminations uniformes, on mesure la non uniformité de la réponse des pixels, c'est à dire des variations de sensibilité : variations d'efficacité quantique à petite échelle spatiale, variations de taille de pixel. Les frontières des pixels peuvent se déplacer de quelques pourcent de la taille moyenne d'un pixel, engendrant des différences de surface, et donc d'aire collectrice.

Malgré cette variation de taille des pixels, il y a toujours conservation de la charge. En effet, les pixels partageant leurs frontières avec leurs voisins, si un pixel est plus grand, ses voisins seront globalement plus petits.

Dans [P67], pour plusieurs fabricants de CCD testés, la variation de taille des pixels le long d'une colonne semble plus importante que la variation d'efficacité quantique, et ce pour tous les CCD. C'est la combinaison des variations d'efficacité quantique et des variations locales de tailles de pixels qui participent à la réponse du détecteur dans tous types d'illuminations, et notamment les illuminations uniformes (voir figure 2.13).

Différentes méthodes de mesure et de correction sont proposées : dans [P67], la principale étant de mesurer les anti-corrélations dans des illuminations uniformes, méthode qui ne nécessite

[11] À défaut d'illumination parfaitement uniforme, on utilise des paires d'illuminations pratiquement uniformes : après renormalisation et en soustrayant l'une à l'autre, on élimine d'éventuelles structures présentes dans les illuminations. La variance de cette différence est le double d'une illumination seule, et ne contient aucune contribution de la non-uniformité de l'éclairement ou de la réponse des pixels à la variance.

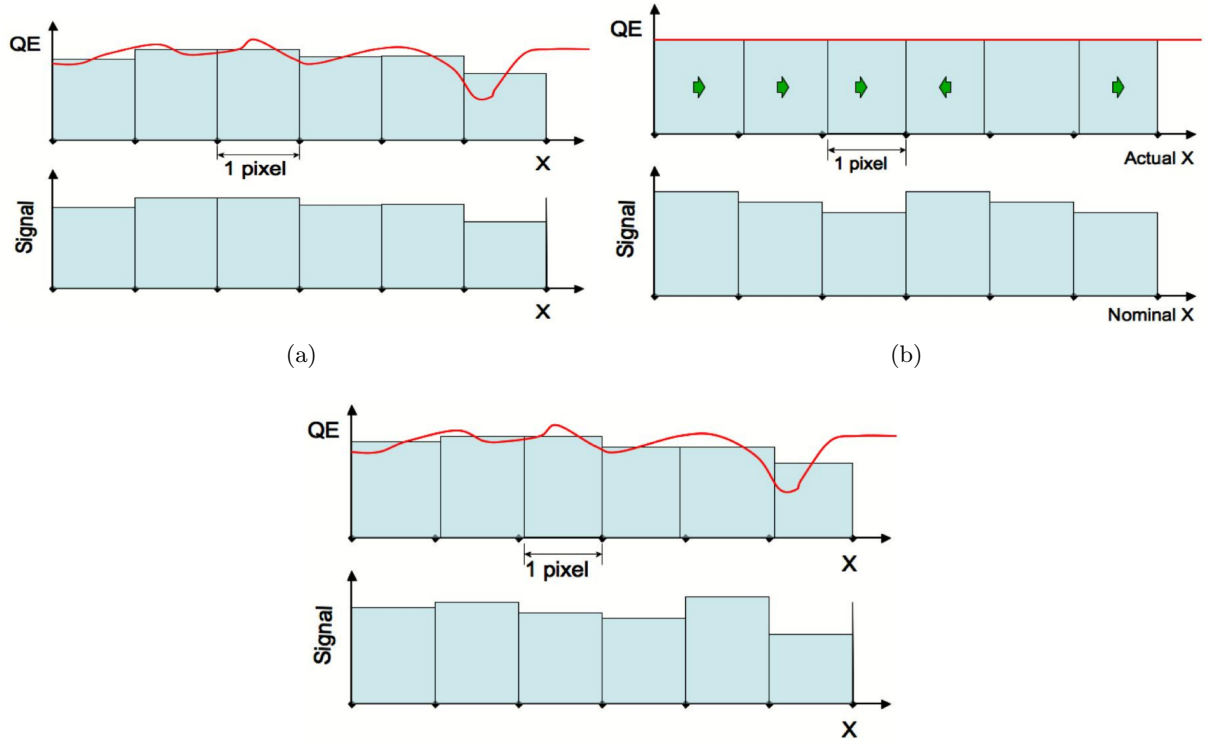


FIGURE 2.13: La non-uniformité de la réponse des pixels à une illumination uniforme 2.13c est la combinaison des deux effets : de variation d'efficacité quantique 2.13a et de variation de taille des pixels 2.13b. Ne tenir compte que de la variation d'efficacité quantique pour la correction peut amener une correction fausse. Images issues de [P67].

que des illuminations uniformes à haut signal sur bruit ; dans [P68] est proposé de prendre des images à différentes tensions de polarisation afin de séparer la diffusion de la variation de taille de pixels car en effet, l'intensité du phénomène de diffusion est plus faible quand la tension de polarisation est élevée alors que la taille des pixels reste constante.

2.2.2 Distorsions

On peut classer les distorsions en deux catégories : les distorsions statiques, qui sont indépendantes du flux, et les distorsions dynamiques qui sont dépendantes du flux.

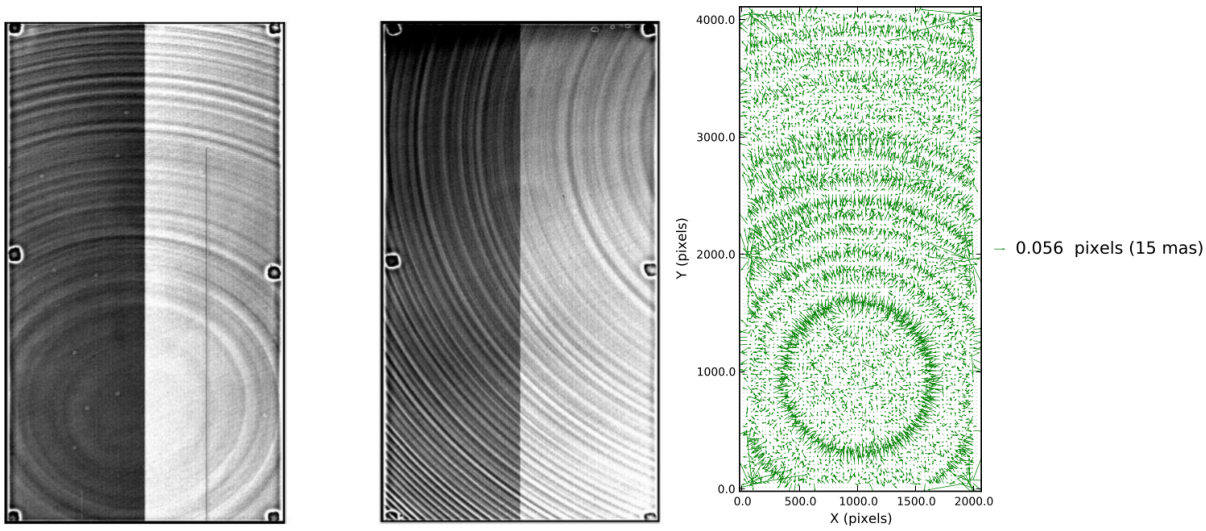
Ces distorsions affectent à la fois la photométrie mais aussi l'astrométrie. Par exemple, la mesure des déformations de la forme de galaxies induites par le lentillage gravitationnel en régime faible ainsi que la mesure des flux des supernovæ nécessitent la correction de ces distorsions. En effet, comme énoncé dans 1.3.3.1, c'est le lentillage gravitationnel en régime faible qui pose les plus fortes contraintes de qualité d'image pour LSST. L'effet brighter-fatter décrit en 2.2.2.2 induit des distorsions du même ordre de grandeur que celles engendrées par le lentillage gravitationnel en régime faible : s'il n'est pas corrigé, les erreurs systématiques seront dominantes par rapport au signal des déformations induites par le lentillage gravitationnel en régime faible.

2.2.2.1 Les distorsions statiques

***Cernes de croissance* : les tree-rings**

Ces distorsions ont été mesurées dans [A69], pour DECam, la caméra du projet DES (Dark Energy Survey). Dans le filtre g, les variations d'intensité peuvent atteindre ±1% sur des illuminations uniformes normalisées. En plus des variations dans l'illumination, les tree-rings induisent des résidus dans la mesure de position des objets (résidus astrométriques, voir 2.14b).

Le nom de tree-rings, littéralement "cernes de croissance (d'un arbre)", vient du motif circulaire que l'on peut voir dans les illuminations uniformes (voir figure 2.14). L'échelle spatiale caractéristique de ces variations est de l'ordre de 50 à 100 pixels.



(a) (b)

FIGURE 2.14: (a) : exemple de cernes de croissance sur un CCD de DECam (voir partie 1.3.1). (b) : les résidus astrométriques sont très bien corrélés à la forme des cernes de croissance (mas = milli-arcsecondes) sur le CCD de gauche de la figure (a). Images issues [A69].

L'origine des tree-rings semble maintenant bien établie. Ils sont générés par une variation de dopant dans le substrat semi-conducteur des CCD, variation produite lors de la croissance du cristal de silicium dans lequel sont découpées les sections qui servent de substrat aux CCD. Cette variation de dopant crée une composante de champ électrique transverse au plan du CCD, qui a pour effet de déplacer les charges dans des pixels adjacents à celui où elles se sont converties.

2.2.2.2 Les distorsions dynamiques

Pour la réduction des données on suppose généralement que la réponse d'un pixel est indépendante du contenu de ses plus proches voisins. Ce n'est en fait généralement pas le cas, à cause de certaines distorsions dynamiques dont l'effet *brigther-fatter*.

L'effet brigther-fatter

Historiquement, sur tout type de CCD mais en particulier sur les CCD très épais, il a été observé sur les PTC un déficit de variance à mesure que le flux collecté augmentait [P70]. Indépendamment, il avait aussi été observé dans [A71] que la PSF des étoiles variait en fonction

de leur flux. Ces deux manifestations ne sont en fait que deux manifestations d'un même effet [A1], l'effet brighter-fatter.

Lorsque l'on trace la PTC d'un CCD, on s'attend à ce qu'elle suive la statistique de Poisson[12] : la variance doit croître linéairement avec le flux moyen en électron sur l'illumination uniforme. Or, ce n'est pas ce qui est observé [P70, A1, A66]. On le voit très bien sur la figure 2.12 : la PTC n'est pas du tout linéaire, quel que soit le canal pour laquelle elle est tracée, et cette non linéarité est présente dès les bas flux. Cette non linéarité est observée quel que soit le type de CCD utilisé (fin ou épais) mais par contre l'amplitude de l'effet dépend des caractéristiques de fabrication[13] et de fonctionnement[14] du CCD. Il devient important pour les CCD à haute résistivité (CCD épais) du type de ceux utilisés dans les grands plans focaux sensibles dans le proche infrarouge (DES, HSC et LSST).

La non-linéarité de la PTC provient de la zone image et non de la chaîne de lecture. Elle ne dépend pas non plus de la manière dont les charges sont transférées dans la zone image, ni de la température [P70]. Nous allons montrer en 6.4.2 qu'elle dépend de la longueur d'onde.

C'est en fait l'accumulation des charges (électrons) dans les pixels qui est responsable de cette non-linéarité dans la PTC. Plus la quantité de charges accumulées dans un pixel est importante, plus les lignes de champs longitudinales sont déformées. Il en résulte une dépendance de la PSF en flux : plus le flux dans un pixel est important, plus la PSF est grande car la taille effective de ce pixel aura diminuée. C'est pourquoi cet effet a été nommé l'effet *brighter-fatter*[15] (BF). Cela se traduit par une diminution du contraste de l'image avec l'augmentation du flux. En figure 2.15 est donnée une illustration du phénomène. Il a d'ailleurs été montré dans [A66] que le phénomène était bien compatible avec les forces de Coulomb générées par les charges accumulées dans un pixel.

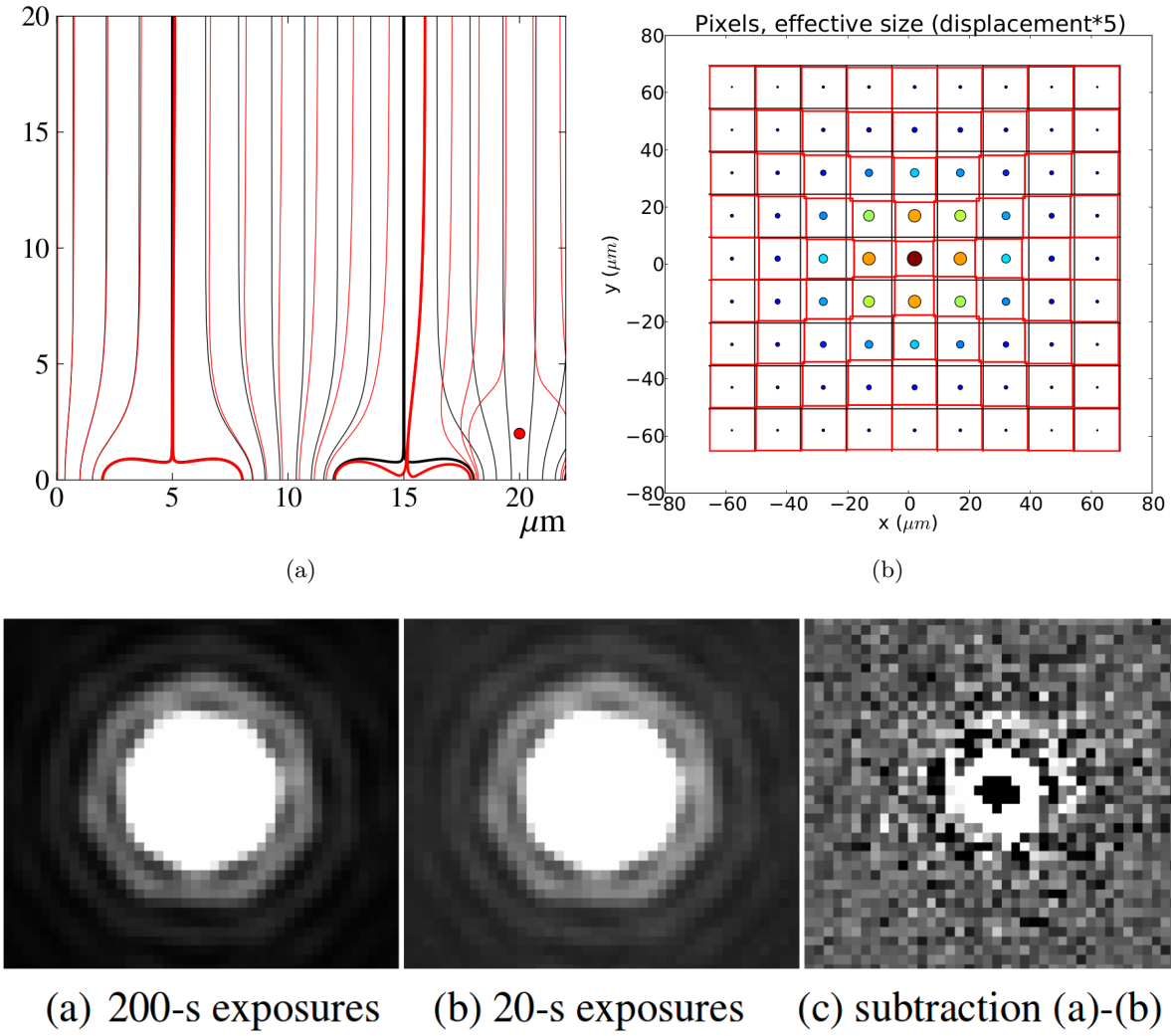
Actuellement, on mesure l'effet par des coefficients de corrélations : la corrélation entre deux pixels est la covariance entre ces deux pixels normalisée par la variance. Plus la distance est grande entre deux pixels, plus la corrélation est faible. Cette génération de corrélation entre pixels se traduit par le manque de variance que l'on voit dans la PTC. On devine aisément qu'en ré-échantillonnant l'image, les corrélations sont réduites, et on restore quasiment entièrement le comportement Poissonien de la PTC en récupérant dans la variance les covariances qui étaient *distribuées* sur les pixels adjacents.

L'effet brigther-fatter est anisotrope : il n'est pas le même suivant la direction des X et suivant la direction des Y. Cela s'explique par la manière dont les électrons sont confinés dans les pixels : dans la direction des colonnes les électrons sont confinés par les champs électriques générés pas les électrodes, alors que dans la direction des lignes ils sont confinés par les channel stops. Il n'y a pas d'asymétrie lié au sens de lecture : la CTI (*Charge Transfer Inefficiency*), l'inverse de la CTE, étant inférieure à $5\text{x}10^{-6}$ dans le sens des lignes et des colonnes, elle est plus faible que l'effet birghter-fatter qui est de l'ordre du pourcent.

S'il n'est pas corrigé, l'effet brigther-fatter engendre des erreurs : on peut prendre l'exemple de la photométrie de PSF des faibles sources (photométrie des supernovæ) qui consiste à mesurer le flux d'une supernova *faible* en utilisant la PSF estimée à partir des étoiles brillantes voisines. Cette procédure sera expliquée plus en détails dans la partie 6.1.1.

On traitera plus largement de la méthode de mesure de l'effet brigther-fatter par les coefficients de corrélation au chapitre 6.

[12] C'est cette statistique qui décrit l'arrivée des photons sur le CCD.
[13] Épaisseur et composition du substrat, nombre de phases, taille des pixels.
[14] Tension des horloges, tension de polarisation.
[15] Littéralement "plus lumieux, plus gros".



(a) (b) (c)

FIGURE 2.15: (a) : l'accumulation de charges dans le puits de potentiel (point rouge) déforme les champs de dérive verticaux. (b) : la surface apparente des pixels est changée, le pixel central qui reçoit plus de flux est plus petit. Dans (b) l'effet est amplifié pour tous les pixels afin de le rendre visible à l'œil. (c) : différence de deux spots lumineux de différentes intensités, normalisés à la même intensité. On voit que le centre est plus faible est que les ailes du spots sont plus larges. Figures issues de [A66].

2.3 Conclusion

Dans ce chapitre ont été décrit les éléments caractéristiques des CCDs, ainsi que des données typiques prises avec ces senseurs. Ce sont des notions qui reviendront souvent dans la suite de ce manuscrit.

Le CCD est l'élément maître de mon travail de thèse. Sa caractérisation passe d'abord par la compréhension de son fonctionnement, puis par la mesure et la modélisation de ses distorsions. Dans la suite de ce manuscrit, je vais présenter une méthode de modélisation des tree-rings et autres effets statiques (chapitre 4) ainsi que le banc optique développé au cours de cette thèse

(chapitre 3). Une méthode supplémentaire de mesure de l'effet brighter-fatter sera présentée au chapitre 5 où elle sera comparée avec la méthode actuelle de mesure des corrélations, présentée au chapitre 6, et pour laquelle nous avons développé de nouveaux modèles.

Deuxième partie

Outils de mesure et méthode

Chapitre 3

Élaboration d'un banc optique pour l'analyse des distorsions électrostatiques

Sommaire

3.1 Le banc optique **53**
3.1.1 Infrastructure 53
3.1.2 Support CCD 55
3.1.3 Source de lumière 55
3.1.4 Projecteur de franges 60
3.1.4.1 Projecteur de franges à mires 61
3.1.5 Stabilité du banc 63
3.2 Conclusion **64**

3.1 Le banc optique

Dans le cadre de la calibration des candidats CCD de LSST, j'ai développé un banc optique qui permet l'acquisition des données nécessaires à la caractérisation des différentes distorsions électrostatiques. Comme nous allons le voir dans ce chapitre, ce banc est capable de projeter des franges sinusoïdales sur une portion plus ou moins importante du détecteur, ainsi que des illuminations uniformes et d'autres signaux périodiques. Ce chapitre et ses différentes parties sont dédiés à la description technique de ce banc optique.

3.1.1 Infrastructure

Toutes les manipulations concernant les CCD et le banc optique se font dans un ensemble de deux salles blanches, dont la température et l'humidité sont contrôlées, ainsi que d'une hotte aspirante à flux laminaire. Les salles blanches sont classées en normes ISO N, ou N est un entier et représente le nombre de particules limite pour une certaine taille au m^3. Plus N est petit, moins il y a de *poussières* dans l'air (voir table 3.1).

Le banc optique se trouve dans la salle ISO 7, et les manipulations du CCD hors cryostat se font dans la salle ISO 6 sous une hotte aspirante à flux laminaire de classe ISO 5. Pour

Classe	$> 0.1\ \mu m$	$> 0.2\ \mu m$	$> 0.3\ \mu m$	$> 0.5\ \mu m$	$> 1\ \mu m$	$> 5\ \mu m$
ISO 5	10^5	23700	10200	3520	832	29
ISO 6	10^6	237000	102000	35200	8320	293
ISO 7	∞	∞	∞	352000	83200	2930

TABLE 3.1: Nombre maximum de particules au m^3 en fonction de la taille. En comparaison, dans l'air ambiant d'un pièce avec une activité humaine normale, le nombre de particules de taille supérieure à 0.5 μm au m^3 est de l'ordre de 10^9. Table issue de [W72].

les manipulations d'optique, il faut diminuer au maximum le nombre de poussières, car elles peuvent venir se déposer sur la surface de la fenêtre du cryostat, sur divers éléments d'optique du banc, voir même sur la surface du CCD. Une poussière sur le chemin optique signifie des non uniformités sur l'image en fin de chaîne d'acquisition. Les poussières sont d'une taille de l'ordre de grandeur des longueurs d'onde des sources lumineuses utilisées, ce qui peut générer des anneaux de diffraction sur le CCD. Il est toujours possible de nettoyer les éléments optiques, mais c'est particulièrement difficile si les poussières se sont déposées sur la surface du CCD car il se trouve dans un cryostat à faible température et sous vide. Les CCD sont en général traités en surface afin de maximiser leur réponse dans un large domaine optique : ce traitement est fragile. De plus leur manipulation reste toujours délicate car ils sont extrêmement sensibles aux décharges électrostatiques.

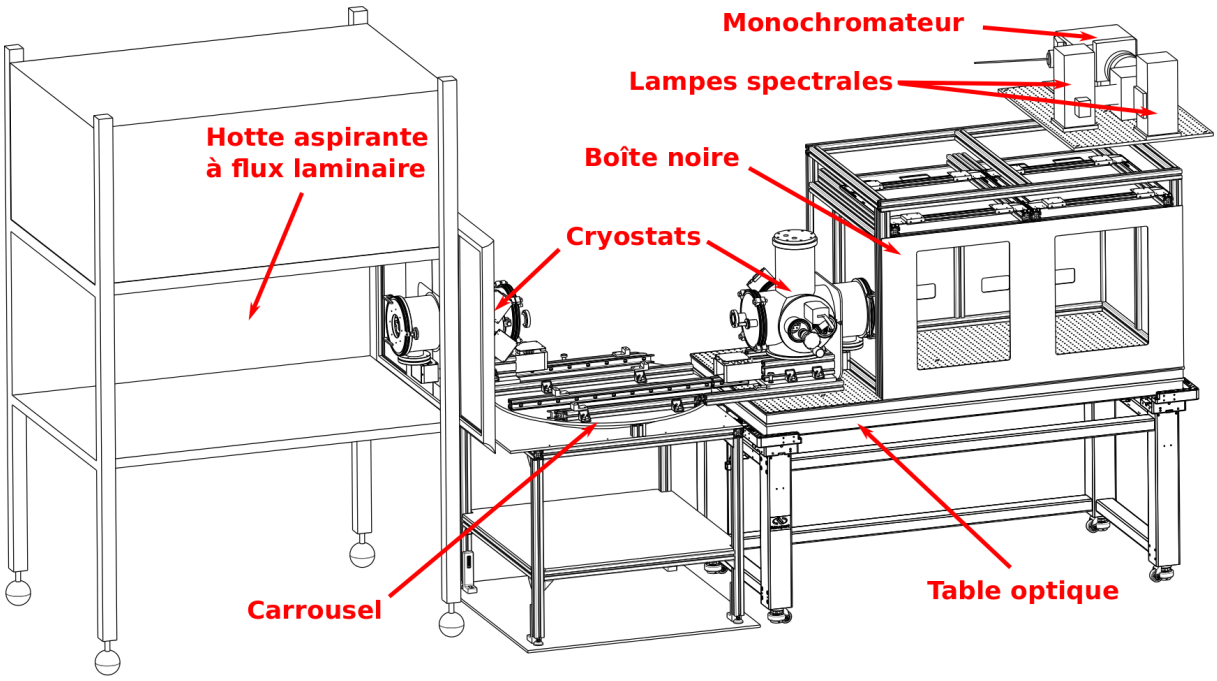


FIGURE 3.1: Salle ISO7 : en haut à droite, le monochromateur et les deux lampes spectrales (voir figure 3.5) ; juste en dessous, la boîte noire dans laquelle se trouve le projecteur de franges ; la boite noire et le cryostat sur sa gauche sont posés sur une table optique à coussin d'air Newport (S/N B12 1121 RG BreadBoard) ; au centre, un carrousel permet d'intervertir deux cryostats, pour en préparer un lorsque l'autre est en utilisation. Salle ISO6 : à gauche, la hotte aspirante à flux laminaire.

Les CCD, lorsqu'ils sont allumés, sont très sensibles à la lumière (ils sont capables de détecter un unique photon). Il faut donc les protéger de la lumière extérieure au banc optique en les enfermant dans une boîte noire (voir figure 3.1) aussi hermétique à la lumière que possible. Placer une photodiode sensible dans la boite noire fermée permet de détecter les sources de pollution lumineuse et de les combler. Les pollutions lumineuses restantes, même très faibles, sont susceptibles de détériorer la qualité des images en diminuant le contraste ou l'uniformité.

3.1.2 Support CCD

Au sein de la collaboration LSST, le banc CCD installé au LPNHE a plusieurs objectifs :

- L'étude des CCD (tête de série de production), en contact direct avec les vendeurs, pour valider leurs caractéristiques dans le cadre de LSST.
- La mise en œuvre et l'optimisation des CCD et de leur électronique de lecture, avec un effort particulier dans le développement de méthodes dédiées alors que la chaîne complète {CCD + électronique} est inaccessible dans un cryostat. Cet effort est associé au développement du micro-code du plan focal.
- Études fines des CCD pour tenir compte de leurs propriétés dans les futures analyses de cosmologie (effet brighter-fatter, taille de pixel et position).

Les CCD de deux fournisseurs vont équiper le plan focal de LSST, ITL et E2V. Les CCD testés au LPNHE sont pour l'instant des CCD E2V, mais le banc optique recevra des CCD ITL à partir de l'été 2017.

Les CCD sont installés dans des cryostats *Neyco*, spécialement optimisés pour fonctionner avec un CCD à -100°C, sous une pression inférieure à 7x10^{-7}mbar. La tension de polarisation est délivrée par une source de tension/pico-ampèremètre, un Keithley de Tektronix 6487. La tension de polarisation définie l'amplitude des champs de dérive longitudinaux qui amènent les charges au fond des pixels. Elle est de -70V en régime normal, mais peut être changée afin de tester les effets de diffusions, qui augmentent lorsque la valeur de la tension s'approche de 0V. Les tensions des horloges parallèles et séries sont fournies par des Rohdes & Schwarz Hameg HMP 4040 Programmable Power Supply 384 W. La mise en forme des tensions, la génération des horloges et la lecture des canaux vidéos ont été effectués par différentes version de la carte de lecture *REB* (Readout Electronics Board) des CCD du plan focal de LSST. Au début de mon travail de thèse, c'est la version 2 de la REB qui était utilisée ; les résultats de ce document ont été obtenus avec une REB 3. C'est la version finale (REB 5) qui est aujourd'hui utilisée.

3.1.3 Source de lumière

La source de lumière est une sphère intégrante de la société Labsphere. Le principe d'une sphère intégrante est de produire un faisceau uniforme sur le plus grand champ de vue possible. Après correction d'un problème de centrage (voir figure 3.2), la sphère intégrante produit un faisceau uniforme de 1 à 2 % près sur la surface des CCD à tester, ce qui est suffisant pour mon analyse.

Les lasers

Je dispose de quatre lasers de différentes longueur d'onde, assemblés dans un module Thorlabs MCLS1. Les lasers sont de longueur d'onde 406nm, 635nm, 808nm et 980nm, et de puissance

maximale respectives 4.78mW, 3.92mW, 6.94mW et 8.30mW. Produire une source lumineuse à différentes longueurs d'onde est important afin de caractériser une dépendance ou non des effets que je cherche à caractériser en fonction de la longueur d'onde. Comme on peut le voir sur les figures 3.2a et 3.2b, le flux obtenu pour la longueur d'onde 808nm est beaucoup plus faible. C'est n'est pas un problème de fibre optique, car elle a été changée plusieurs fois : le problème vient probablement de l'injection dans la fibre optique, ou d'une diode défectueuse qu'il est difficile de changer. La puissance des lasers se contrôle en changeant le courant d'alimentation, et la lumière est amenée jusqu'à la sphère intégrante par des fibres optiques.

Les lasers sont des sources très cohérentes, et en fonction du chemin optique parcouru, ils peuvent interférer avec leur propre faisceau et créer des motifs d'interférences fixes et d'apparence granuleux : des *speckles*. Il se trouve qu'en passant par une sphère intégrante, on retrouve aussi ce motif d'interférences, qu'on veut éviter de produire car il peut gêner l'analyse. L'utilisation d'une lampe spectrale supprime ce motif.

Les lampes spectrales

Les lampes spectrales sont beaucoup moins cohérentes que les lasers. Je dispose de deux lampes spectrale différentes, une XeHg (Xenon Mercure) de 500 Watts d'une durée de vie de 200 heures et une QTH (Quartz Tungsten Halogen) de 250 Watts d'une durée de vie de 60 h[1] du fournisseur Newport. La lampe XeHg possède plusieurs raies puissantes dans le visible, alors que le spectre de la lampe QTH est continu mais moins puissant (voir les spectres en figure 3.4a et 3.4b). Un monochromateur de type Czerny-Turner[2] permet de sélectionner une longueur d'onde grâce à un système de miroirs et de réseau (voir figure 3.5b). La lumière en sortie du monochromateur est amenée à la sphère intégrante par une fibre optique.

Durant le processus de vieillissement des lampes, un dépôt se crée sur les parois intérieures de la lampe. Ce dépôt engendre une légère perte de flux (voir figure 3.3) qui devient plus rapide vers la fin de vie de la lampe. La lampe QTH possède une procédure de contrôle de flux grâce à une photodiode de contrôle interne à la lampe : cette photodiode de contrôle permet une rétro-action sur l'alimentation de la lampe afin de garder un flux constant. Ce n'est pas la même photodiode que la photodiode (CLAP) externe, qui voit le même faisceau que le CCD et donc la même longueur d'onde, et qui a servi pour les mesures présentées dans les figures de la colonne centrale de la figure 3.3. Cependant, ce contrôle de flux se fait sur le flux moyen d'un large domaine spectral. Le spectre de la lampe changeant au cours du temps, malgré ce contrôle de flux, il reste par longueur d'onde une dérive, qui n'est pas la même suivant la longueur d'onde (voir différentes sous-figures de la figure 3.3). En effet, la photodiode de contrôle contrôle en pratique surtout le flux en IR en raison du spectre de la lampe QTH qui émet beaucoup plus en IR qu'en UV (voir figure 3.4b). Il en découle que les corrections de courant de lampe QTH qu'elle commande compense mieux le changement de flux de la lampe au cours du temps en IR qu'en UV, ce qu'on constate bien en figure 3.3d. Sur la dernière colonne de la figure 3.3, on constate qu'il est possible de corriger le flux avec une précision inférieure au ‰.

Concernant la lampe XeHg, son spectre possède des raies (voir figure 3.4) et n'est donc pas continu comme celui de la lampe QTH : elle ne possède pas de procédure de contrôle de flux. Son flux est donc moins stable dans le temps que celui de la lampe QTH.

Le support de la lampe XeHg est un Newport 67005. Les deux lampes sont alimentées par une source de tension Newport 69931.

[1] Il est possible d'augmenter le temps de vie des lampes en diminuant leur puissance de fonctionnement. Par exemple, en alimentant la lampe QTH à 240 W au lieu de 250 W, on gagne 50 % de temps de vie.

[2] Fournisseur : Newport. Serial : CS260-RG-X-MT-D-01.

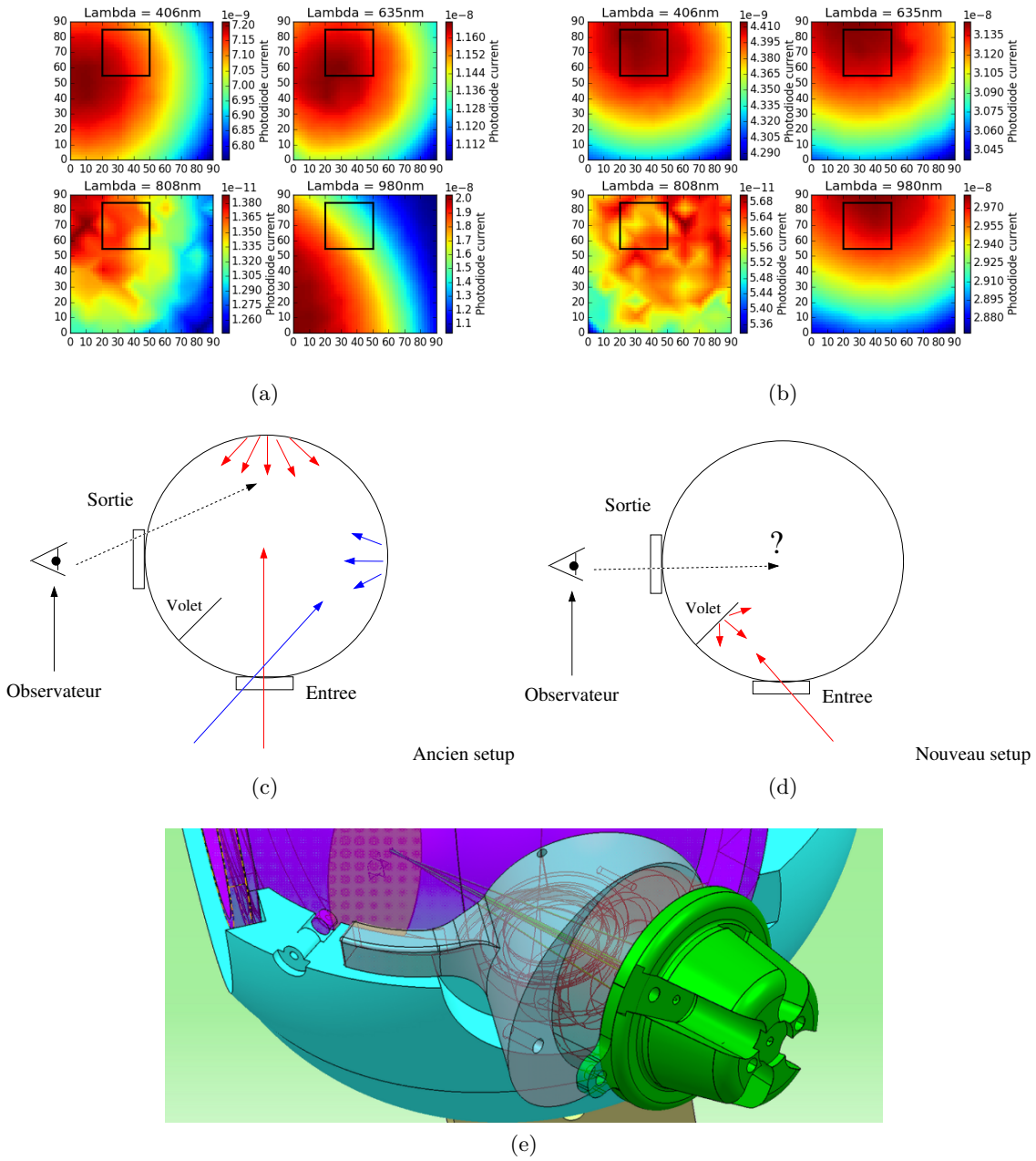


FIGURE 3.2: Le faisceau en sortie de la sphère intégrante n'était pas centré au même endroit en fonction de la longueur d'onde (voir figures (a) et (b)). Il fallait en fait que la sortie des fibres pour chaque longueur d'onde pointe sur le petit volet de protection dans la sphère intégrante (en violet sur la figure (e)). Ceci a nécessité l'impression d'une nouvelle pièce 3D pour injecter correctement la lumière dans la sphère intégrante (en vert et *bleu-gris transparent* sur la figure (e)). Avec l'ancien montage, on pouvait voir une zone plus lumineuse en regardant en sortie de la sphère, alors qu'avec le nouveau montage, on ne voyait plus cet excès de lumière, mais une teinte uniforme partout dans la sphère (voir figures (c) et (d)). Le carré noir sur (a) et (b) représente la surface apparente du CCD, pour laquelle le flux mesuré est uniforme de 1 à 2 % en fonction de la longueur d'onde.

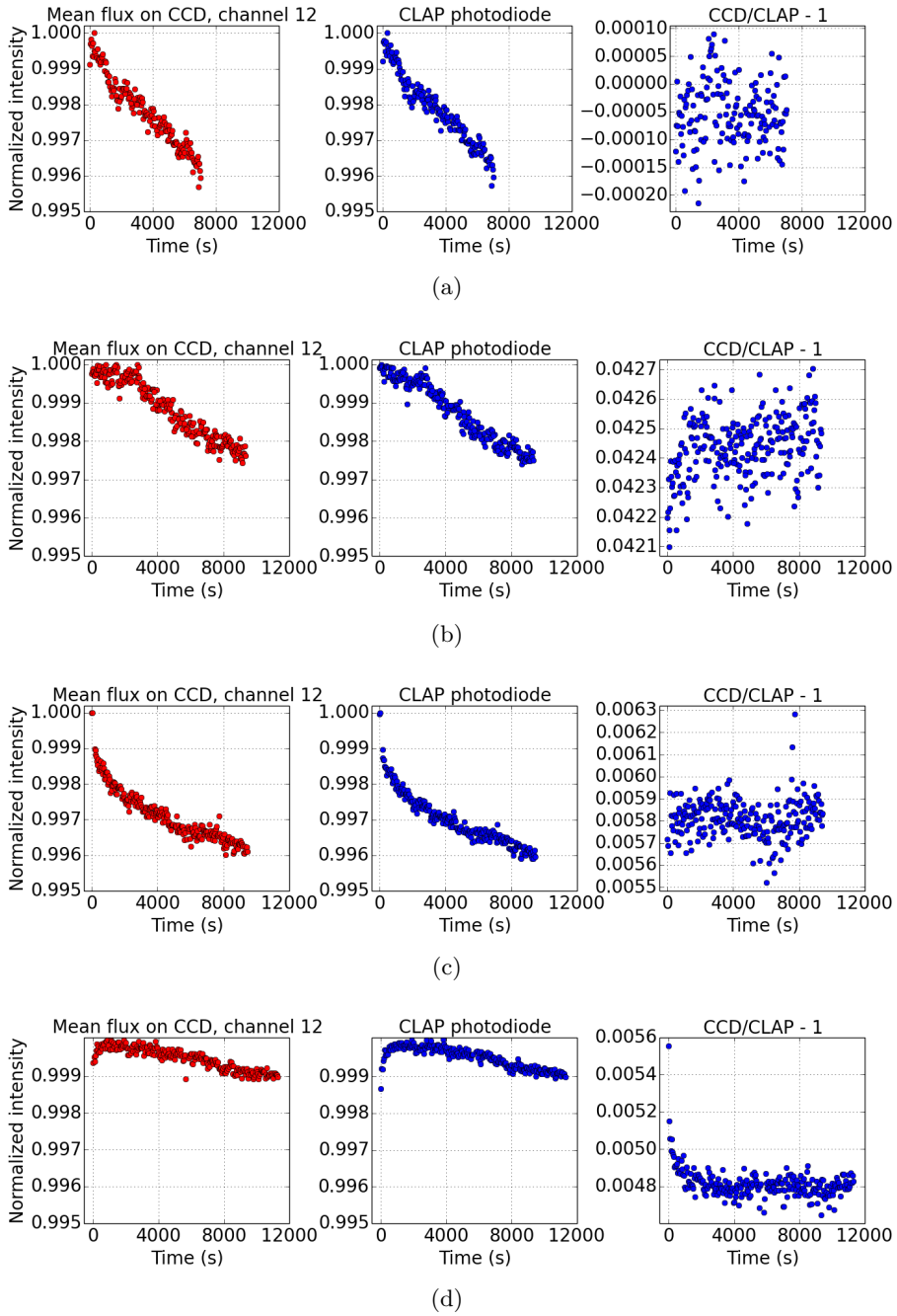
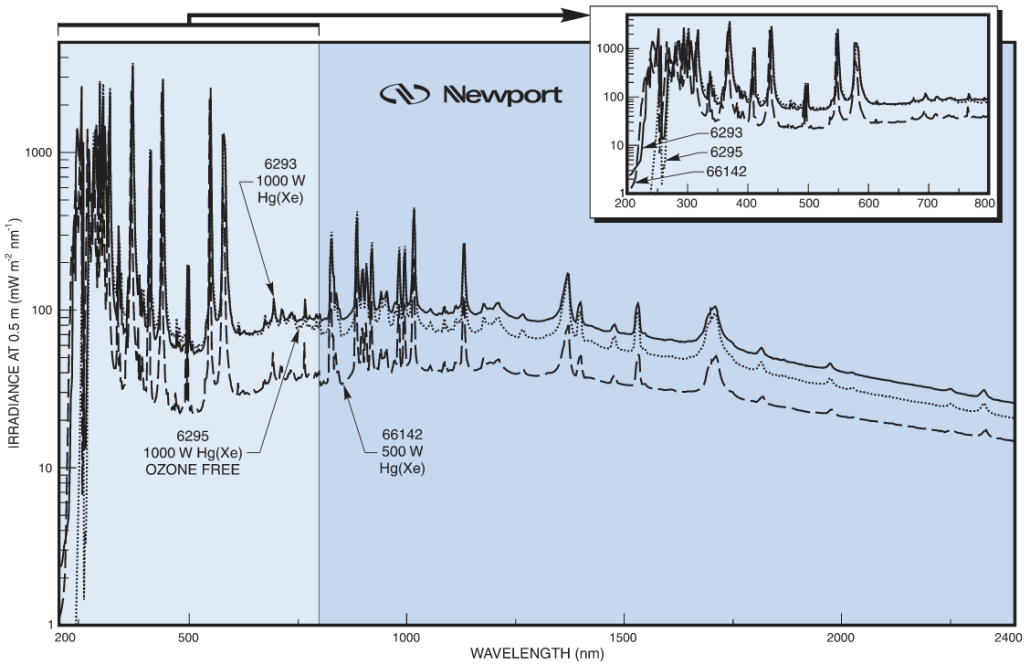
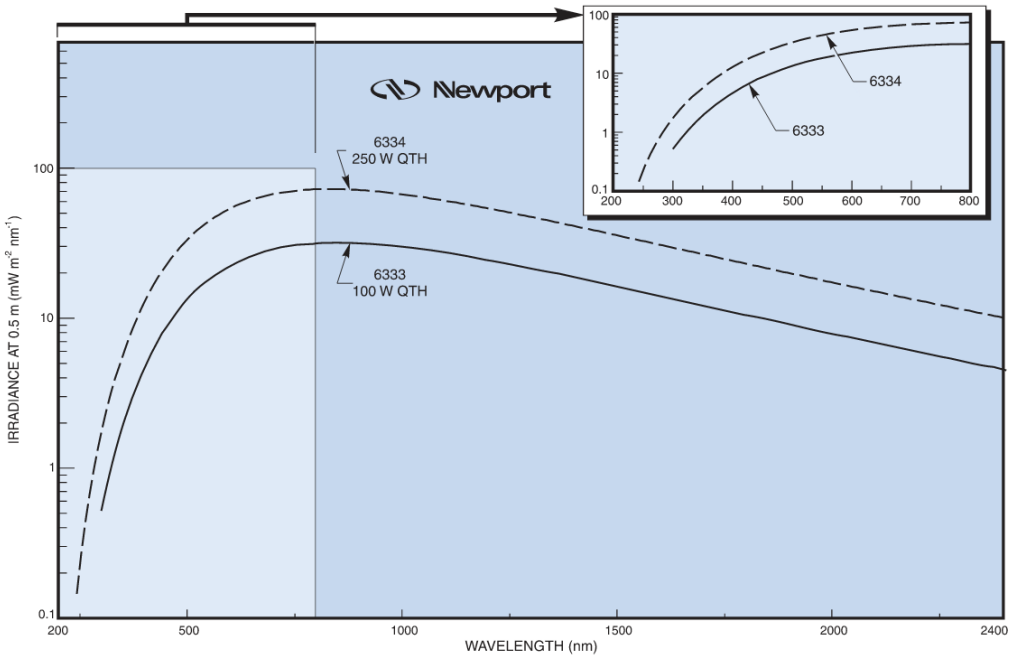


FIGURE 3.3: Pour la lampe QTH, sur une série d'acquisitions d'illuminations uniformes, on compare le flux moyen mesuré sur le CCD (gauche) au flux moyen mesuré par une photodiode externe (CLAP, au milieu). Les axes sont les mêmes pour toutes les figures, sauf pour la dernière colonne où seul l'axe des x est commun. En fonction de la longueur d'onde, la dispersion en flux et la décroissance avec le temps n'est pas la même sur la même période de temps. (a) 450nm, (b) 650nm, (c) 850nm et (d) 1000nm. Cette comparaison nous permet aussi d'affirmer que la perte de flux vue sur le CCD n'est pas due au détecteur, mais provient de la source de lumière. Sur la dernière colonne, la dispersion du rapport des flux est inférieure au ‰ pour toutes les longueurs d'onde : on est capable de corriger le flux avec une précision inférieure au ‰.



(a)

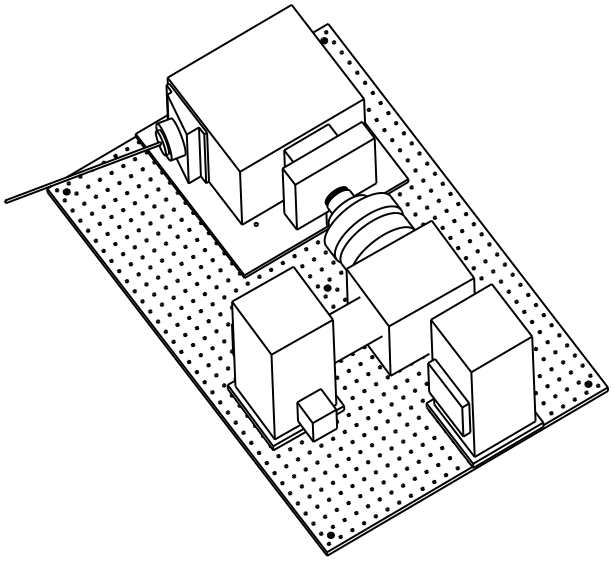


(b)

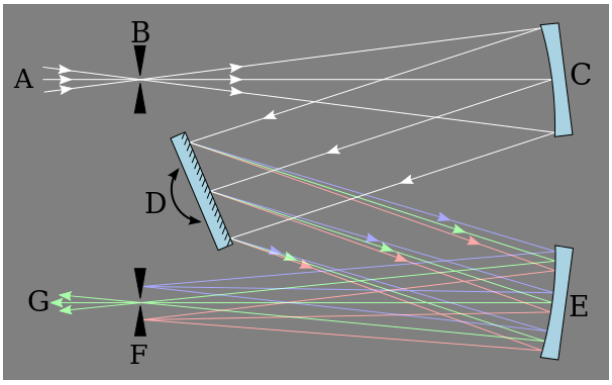
FIGURE 3.4: (a) : spectres de lampes XeHg, la lampe utilisée sur le banc optique est la 500W 66142. (b) : spectres typiques des lampes QTH. Les lampes QTH sont moins puissantes que les lampes XeHg. Ces dernières sont en contrepartie plus dangereuse à manipuler à cause de leur nombreuses raies puissantes dans l'UV. Spectres issus de [W73].

Les fibres optiques

L'interface entre les sources de lumière et la sphère intégrante se fait par des fibres optiques, qui ne sont pas toutes du même type. Pour les différents lasers, le diamètre est plus petit, et



(a)



(b)

FIGURE 3.5: (a) : schéma du monochromateur et des lampes spectrales sur le banc optique : le monochromateur se trouve en haut, les deux boîtiers de support des lampes se trouve en bas. (b) : schéma de principe du fonctionnement d'un monochromateur de type Czerny-Turner. C'est le réseau (D) qui permet de séparer les couleurs d'une source de lumière (A), ayant traversée une fente d'entrée (B). Un faisceau de lumière parallèle est renvoyé vers le réseau grâce à un miroir incurvé (C). Le réseau (D) disperse les rayons en fonction de leur couleur. Enfin, un second miroir (E) focalise ces rayons sur une fente de sortie. La longueur d'onde de la lumière et sa largeur spectrale en sortie est contrôlée par trois paramètres : l'ouverture d'entrée (B), l'ouverture de sortie (F) et la position du réseau (D). Image issue de [W74].

le matériau utilisé pour le guide d'onde est optimisé pour transporter un certain intervalle de longueurs d'onde. Pour les lampes spectrales, la bande passante de la fibre est plus large, car il n'y a qu'une seule fibre en sortie du monochromateur. Pour optimiser le flux et réduire le temps de pose, nous avons changé la fibre pour une nouvelle au diamètre plus important : Newport 77639 guide optique liquide, au cœur de 8 mm de diamètre pour 2 m de long et avec une plage de longueur d'onde comprise entre 420 et 2000 nm. Le flux a été multiplié par 20, et le temps de pose divisé par la même quantité.

3.1.4 Projecteur de franges

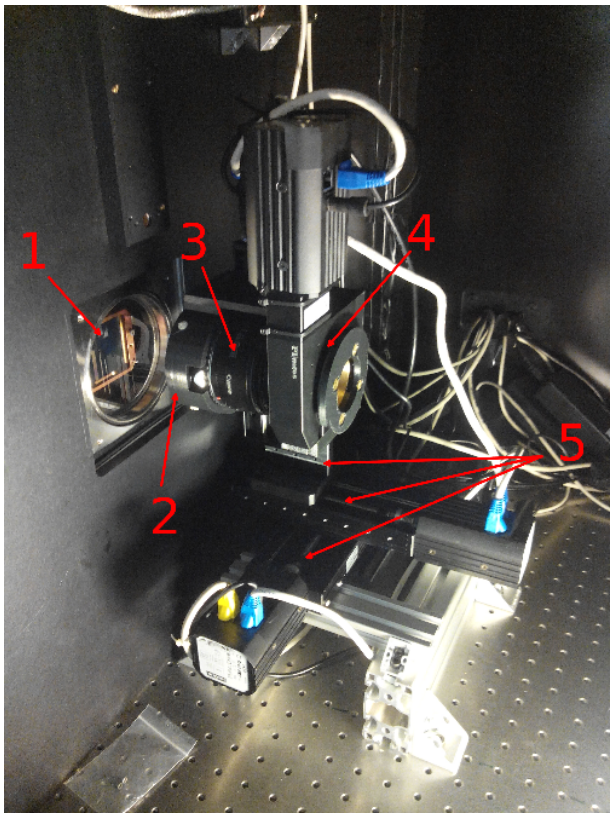
Nous avons deux moyens de produire des franges. La solution retenue, pour des raisons techniques, est la focalisation à l'aide d'un objectif commercial de marque CANON d'un motif sinusoïdal imprimé sur une petite plaque de verre (mire, voir un exemple en figure 3.6b).

L'autre solution est l'utilisation d'un interféromètre de Michelson. L'interféromètre de Michelson possède certains avantages comme notamment un choix continu d'orientation et d'espacement des franges par la simple orientation des miroirs ainsi que de ne pas utiliser d'éléments optiques supplémentaires, susceptibles d'introduire des distorsions, pour focaliser le motif de franges (les franges ne sont pas localisées). Il semble cependant qu'il y ait trop de vibrations sur le banc. En effet, la production d'un motif d'interférences nécessite un positionnement très

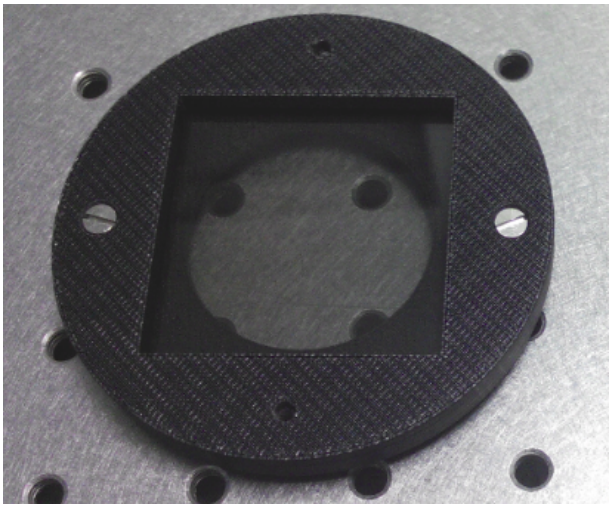
précis de tous les éléments de l'interféromètre. Les vibrations ont pour effet de bouger certains éléments de l'interféromètre : les franges ne sont plus visibles sur le détecteur. Les vibrations sont en partie causées par la pompe du cryostat : le cryostat se trouve sur la table optique et la pompe lui communique ses vibrations. Mais l'environnement du laboratoire est aussi responsable de certaines des vibrations, comme par exemple avec la proximité du métro parisien.

3.1.4.1 Projecteur de franges à mires

Le premier objectif de mon travail de thèse était d'élaborer un système d'illumination stable, capable de projeter différents type d'illumination sur des CDD afin de caractériser leurs distorsions électrostatiques. La majeur partie de la construction s'est déroulée lors des débuts de mon travail de thèse. Puis, avec le temps, le recul et les diverses prises de données, j'ai continué d'optimiser le système.



(a)



(b)

FIGURE 3.6: (a) : projecteur de franges. 1 : CCD dans le crysostat. 2 : support pour montage optique imprimé en 3D. 3 : Objectif CANON. 4 : moteur rotatif. 5 : les trois moteurs linéaires pour le déplacement en 3D. (b) : exemple d'une mire. C'est la plaque en verre coincée au milieu du support noir. Ce dernier est imprimé en 3D et permet de venir fixer la mire sur le moteur rotatif qui ne possède par défaut pas de fixation adéquate.

Le projecteur de franges utilisé est non-interférentiel (voir figure 3.6a). Sa partie optique est composé d'un objectif CANON 50mm f/1.8[3] ainsi que d'une mire à imager. La description des

[3]Une étude de maximisation de la variance en fonction de l'ouverture a donné que pour imager des profils à période très courte dans la configuration de notre montage, l'ouverture optimale doit être proche de 4.64.

différentes mires utilisées est faite dans un paragraphe suivant. En fonction de la distance entre l'objectif et la mire, une surface différente est éclairée par un motif de frange net. Afin de fixer la distance entre l'objectif et la mire, deux pièces ont été imprimées à l'imprimante 3D. L'une permet la projection de franges nettes sur plus de la moitié de la surface du CCD (montage 1), alors que l'autre permet une projection sur une zone plus localisée d'un peu moins d'un canal vidéo (montage 2), soit un peu moins de 1/16 de la surface du CCD.

Les mires sont fixées sur un moteur rotatif[4] qui permet leur rotation sur 2π à une résolution inférieure à 0.01°. Il est en effet nécessaire de pouvoir changer l'orientation des franges pour la méthode de reconstruction des effets statiques décrite en chapitre 4, et de manière automatique afin d'optimiser la qualification des CCD. La haute précision du moteur nous assure une très bonne reproductibilité.

L'ensemble d'un montage est fixé sur une potence de trois moteurs linéaires[5] permettant le mouvement en 3 dimensions. La précision de mouvement est de l'ordre du μm. La potence a été positionnée de manière à imposer une limite physique pour le projecteur de franges afin qu'il ne puisse pas détériorer la fragile fenêtre du cryostat.

À l'aide d'un ARDUINO, de C++ puis d'un interfaçage Python, il est possible de contrôler le foyer de l'objectif. Mais pour nos objectifs de précision, les pas de déplacement de l'objectif CANON ne sont pas assez précis, et souvent aléatoires. Il est donc en pratique beaucoup plus facile et précis de faire le focus avec l'axe z de la potence. Le contrôle de focus de l'objectif nous permet par contre d'avoir un contrôle grossier sur le grandissement des franges.

Bien évidemment, le montage, et donc aussi la focalisation des franges sur le CCD, sont dépendant de l'objectif. L'objectif est utilisé dans une configuration pour laquelle il n'a pas été conçu. En effet, la distance typique entre l'objectif et le capteur est beaucoup plus grande sur notre banc optique que dans un appareil photo numérique. De plus, la surface de capteur à éclairer est beaucoup plus grande : 4 x 4 (16 cm^2) pour les CCD E2V contre 2.2 x 1.5 (3.3 cm^2) pour un appareil photo numérique courant. Par exemple les distorsions optiques des franges ne sont pas négligeables et il faudra les modéliser dans mon analyse.

J'ai écrit une procédure de calcul de la position de focus par mesure de contraste. Il faut en effet calculer souvent la position du focus car il change en fonction de la longueur d'onde, de la mire utilisée et peut aussi légèrement changer dans le temps à cause de certaines dérives de positions sur le banc.

Un aspect contraignant est la nécessité de pouvoir projeter des illuminations uniformes, sans enlever toute la potence. En effet, d'une part la procédure de calibration, automatisée, doit impliquer le moins souvent l'intervention humaine, d'autre part la position et l'alignement de la potence ont été définis avec précision. Il faut en effet que les mires soient le plus parallèles possible au plan du CCD afin d'éviter des déformations dues à la géométrie du système. La longueur des moteurs linéaires et les dimensions de la boite noire posent des contraintes spatiales qu'il a fallu contourner, notamment en imprimant des pièces spécifiques en 3D, afin de pouvoir définir une position de référence telle que le système ne soit plus entre la sphère intégrante et le CCD.

Enfin, la distance entre la sphère intégrante et le projecteur de franges a été fixée afin d'optimiser le contraste des illuminations non-uniformes.

Les différentes mires

Les deux mires sinusoïdales proviennent du même fournisseur, *Applied Image Inc*, et la mire de Ronchi provient de *Edmund Optics* :

[4] DT-80 Pollux de PI|micos.

[5] VT-80 Pollux de PI|micos, course de 10 cm.

- Motif : sinus. 12 cycles par mm, 80% de transmission au maximum. Serial : 120-76.
- Motif : sinus. 20 cycles par mm, 80% de transmission au maximum. Serial : 200-14.
- Motif : Ronchi[6]. 500 LPI (Line Pair Inch) $\simeq$ 20 cycles par mm. Serial : 56611.

Les deux mires sinus peuvent être utilisées pour la reconstruction des distorsions statiques, et comme on le verra au chapitre 6, la mire de Ronchi est utilisée dans le cadre d'une nouvelle méthode d'analyse de l'effet brighter-fatter.

Montage 1

Ce montage permet l'illumination de plus de la moitié de la surface d'un CCD. Le contraste[7] moyen atteint dans cette configuration est de 0.5 pour les mires de sinus. Les espacements entre les franges accessibles sont compris entre 15 et 27 pixels, disponible en changeant de mire et/ou en modifiant le focus de l'objectif.

Montage 2

Ce montage permet l'illumination d'un peu moins d'un canal du CCD, soit 1/16 de sa surface. Le contraste moyen atteint dans cette configuration est de 0.6 pour des illuminations de sinus. Les espacements entre les franges accessibles sont compris entre 6 et 10 pixels. Le contraste pour les motifs de Ronchi est supérieur à 0.9.

3.1.5 Stabilité du banc

Les études d'effets fins dans les CCD nécessitent une bonne compréhension de la stabilité du banc, tant au niveau matériel qu'au niveau de l'électronique. Il faut en effet que les motifs que l'on projette sur le CCD soient spatialement stables.

Lors de l'acquisition des motifs de Ronchi, nous avons observé que l'illumination n'était pas stable : le motif se déplaçait lentement au cours du temps, dans une direction, puis dans une autre, et parfois il ne bougeait pas. La première source de déplacement possible était la potence : le moteur vertical symbolisant l'axe y supportait peut être une charge trop importante. Mais ceci impliquerait une dérive dans le même sens, ce qui n'est pas observé.

Il se trouve en fait que les variations de température dans la salle blanche sont très bien corrélées aux déplacement du motif (voir figure 3.7).

C'est en fait la dilatation thermique des matériaux des différents éléments du banc qui est responsable du déplacement du motif. Même s'ils ont de faibles coefficients de dilatation thermique, le montage est sensible à de très petits changements de longueur. On voit en effet sur la figure 3.7 que lorsque que la température est stable à $\pm$ 0.05°C, le motif est stable à $\pm$ 2 μm. Comme la boîte noire reste fermée tout le long d'une acquisition, on peut considérer qu'elle représente une enceinte isolée du reste de la salle blanche : les éléments du montage qui se trouvent à l'intérieur sont beaucoup moins sensibles aux variations de température que les éléments qui se trouvent à l'extérieur. La cause de ces déplacements vient donc de l'extérieur de la boîte noire. C'est en fait le cryostat (et/ou son interface avec la boite noire) qui est responsable des mouvements de l'illumination sur le CCD, et plus précisément ses roues. On améliore la stabilité thermique en surélevant le cryostat de telle manière que ses roues ne soient plus en contact avec le banc. La meilleure stabilité obtenue est celle présenté en figure 3.7.

[6] Un motif de Ronchi est un motif rectangle périodique.

[7] Le contraste est défini par $(I_{max} - I_{min})/(I_{max} + I_{min})$, où I sont des intensités.

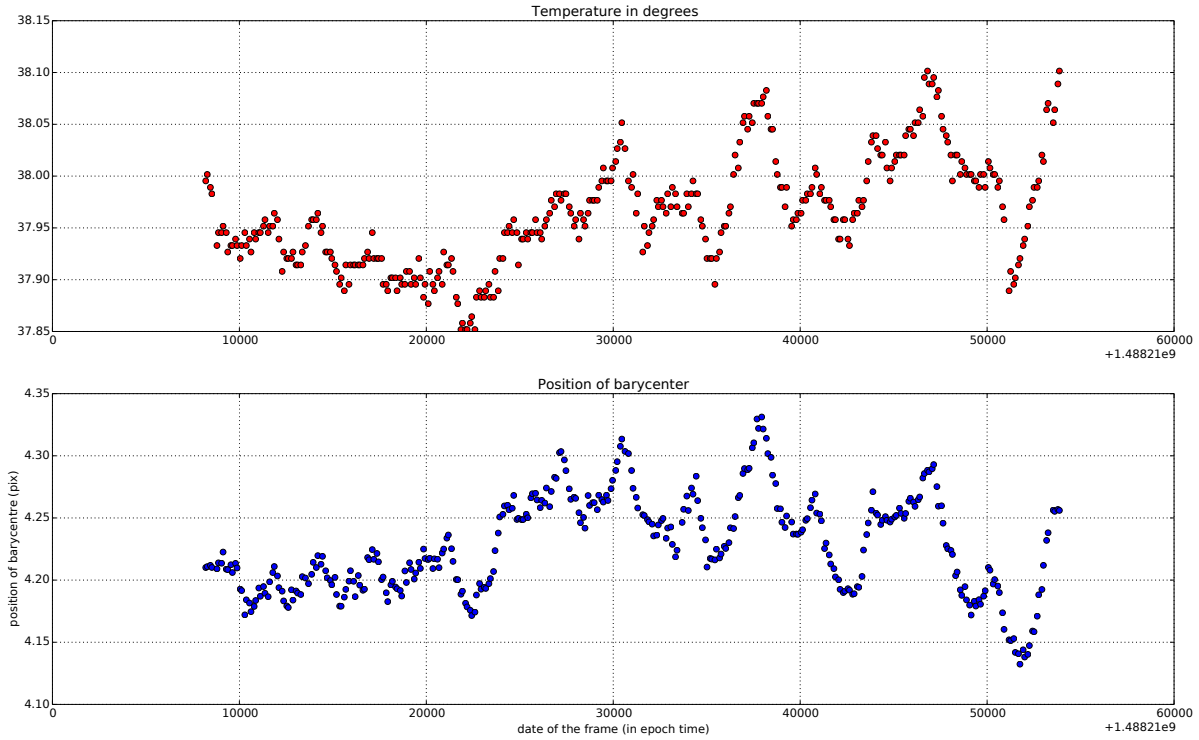


FIGURE 3.7: Les déplacements verticaux des motifs en pixel (en bas) sont très bien corrélés aux variations de température dans la salle. Les pixels de LSST sont des carrés de 10 μm de côté. La température (en haut) est mesurée sur la carte d'acquisition, d'où les valeurs un peu élevées en degrés. Pour visualiser le déplacement on calcule une position de référence qui est le barycentre du premier motif de Ronchi replié (voir chapitre 5) d'une série, puis on compare la position des barycentres suivants par rapport à cette position de référence. Le temps (axe des abscisses) est en seconde temps POSIX : c'est le nombre de secondes écoulées depuis le 1er janvier 1970 00 : 00 : 00 UTC, jusqu'à l'événement à dater [W75]. Les déplacements horizontaux quant à eux ne semblent pas corrélés à la température.

3.2 Conclusion

Le banc optique, à l'élaboration duquel j'aurais participé dès le début de ce travail de thèse, a continué de s'améliorer avec mes différentes prises de données. En effet, au fil des acquisitions, certaines nous ont permis de comprendre quels aspects pouvaient être corrigés et/ou perfectionnés, que ce soit au niveau du banc ou au niveau de l'illumination. Concernant le banc optique, en plus de l'élaboration et l'optimisation du dispositif d'illumination, j'aurais participé à l'amélioration de la stabilité thermique du banc, à la réduction des vibrations et des lumières parasites dans la boite noire.

La stabilité du banc est un des aspects critiques pour l'étude des effets fins dans les CCD. Le banc doit être stable physiquement afin d'avoir des mesures reproductibles. De plus, comme nous allons le voir dans les chapitres suivants 4, 5 et 6, la qualité des illuminations est elle aussi déterminante dans la caractérisation des différentes distorsions électrostatiques des CCD. Cette caractérisation est le cœur de mon travail de thèse. Avoir participé à l'élaboration du banc optique et du projecteur de franges, mes outils pour l'acquisition des données nécessaires à mon

étude, me permet de bénéficier d'un recul supplémentaire et profitable à mes travaux d'analyses présentés dans les chapitres 5 et 6.

Chapitre 4

Méthode numérique de modélisation des distorsions statiques

Sommaire

4.1 Introduction **67**
4.2 Méthode **69**
4.2.1 Principe 69
4.2.2 Modèle 70
4.2.3 Ajustement 71
4.3 Test de la méthode par simulations **71**
4.3.1 Variation d'efficacité quantique 75
4.4 Conclusion **76**

4.1 Introduction

Comme nous l'avons vu dans la section 2.2.2.1, les tree-rings ont un impact sur l'astrométrie (voir figure 2.14b). Cet impact perturbe la mesure de forme des objets célestes et donc ajoute des erreurs systématiques sur la mesure des déformations dues au lentillage gravitationnel faible, l'une des sondes cosmologiques les plus prometteuses. Il faut donc réduire ces erreurs systématiques, ce qui peut se faire en modélisant le champ de déplacement de charge induit par les tree-rings, comme nous allons le voir dans ce chapitre.

L'amplitude des tree-rings varie fortement d'un CCD à l'autre (voir figure 4.1c). La correction des tree-rings est donc une étude individuelle qui doit se faire CCD par CCD, d'autant plus que le plan focal sera composé de CCD de deux constructeurs différents (E2V et ITL). Comme nous l'avons vu dans 2.2.2.1, l'origine des tree-rings proviendrait des variations de dopant dans le substrat semi-conducteur en silicium des CCD (voir étude détaillée dans [P68]). En tout cas, ce qui semble certain, c'est que les tree-rings ont leur origine dans la galette de silicium qui sert à fabriquer le substrat de chacun des CCD.

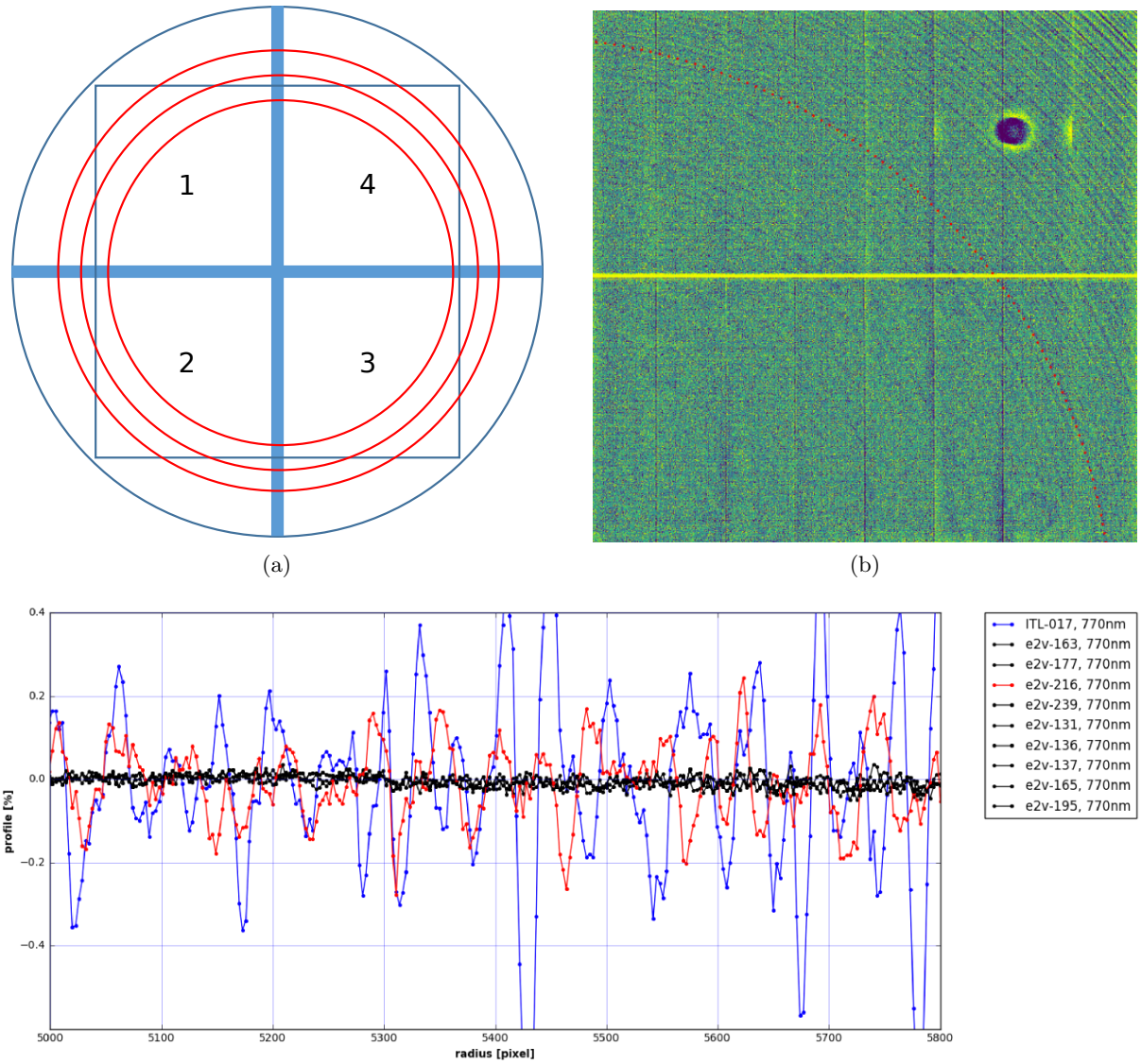


FIGURE 4.1: (a) : schéma d'une galette de silicium, qui permet de fabriquer le substrat de quatre CCD. En rouge profil supposé des tree-rings. (b) : illumination uniforme à 770 nm d'un CCD E2V-250-216 sur laquelle on voit les tree-rings. (c) : zoom sur une coupe de l'image (b) dans la diagonale bas-gauche à haut-droite, entre les pixels 5000 et 5800. Le profil est normalisé par l'intensité moyenne sur l'illumination. Dans le plus grand nombre de cas, l'amplitude des tree-rings n'est pas visible sur les CCD E2V, elle est inférieure à 0.1 %. On remarque que sur les 9 CCD E2V d'un raft (9 CCD), un seul en rouge possède des tree-rings d'amplitude supérieure à 0.1 %. En bleu, exemple de CCD ITL, sur lequels les tree-rings sont beaucoup plus visibles. Dans [O76], pour 17 CCD E2V testés la moyenne de l'amplitude maximum des tree-rings est de 0.19 % pour une dispersion de 0.12 % et pour 15 CCD ITL, la moyenne est de 0.83 % pour une dispersion de 0.33 %. Images issues de [O76].

En effet, en alignant les CCD à leur position d'origine dans la galette, les motifs circulaires s'alignent parfaitement (voir figure 4.1a).

Le but de ce chapitre est de présenter une méthode, validée par des simulations, qui est capable de corriger les distorsions engendrées par des tree-rings de faibles amplitudes.

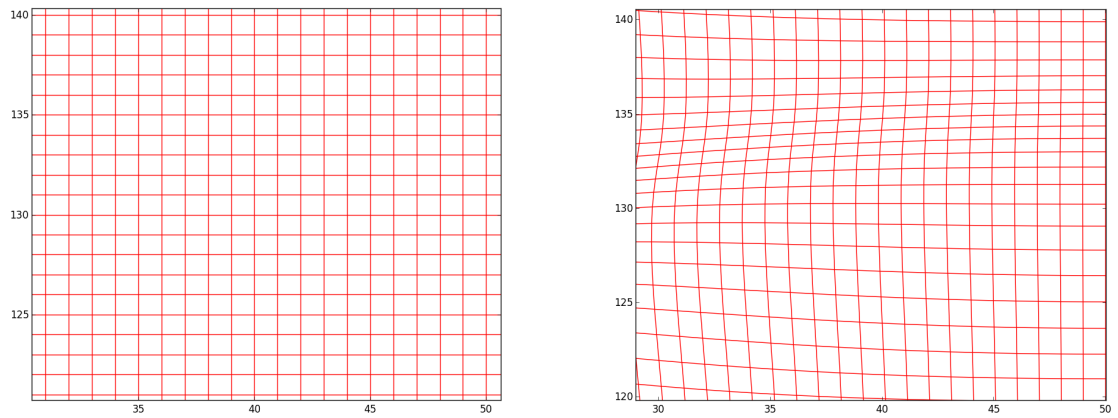
4.2 Méthode

4.2.1 Principe

Les distorsions statiques et dynamiques mentionnées dans le chapitre 2 génèrent un champ de déplacement $\overrightarrow{\delta}$. C'est un champ vectoriel à deux dimensions, celles du plan du CCD. Les distorsions de flux peuvent être vues comme une variation de la taille apparente des pixels : le champ de déplacement $\overrightarrow{\delta}$ déplace les frontières de chacun des pixels du CCD. Pour notre analyse, on peut donc cartographier les images prises par les CCD en utilisant deux systèmes de coordonnées différents. Le premier système $\overrightarrow{X}$ (voir figure 4.2a) représente une grille de pixels non-déformés : les pixels y sont parfaitement carrés. Le deuxième système $\overrightarrow{X'}$ (voir figure 4.2b) décrit une grille de pixels déformés par le champ de déplacement $\overrightarrow{\delta}$ généré par toutes les distorsions statiques : les pixels n'y sont plus parfaitement carrés. On a :

$$\overrightarrow{X'} = \overrightarrow{X} + \overrightarrow{\delta} \tag{4.1}$$

C'est le champ de déplacement $\overrightarrow{\delta}$ qu'on se propose de reconstruire pour corriger l'effet des distorsions statiques.



(a) (b)

FIGURE 4.2: Zooms sur les deux différentes grilles de pixels. (a) est une grille de pixels parfaite non déformée ; (b) représente un exemple de grille de pixels déformée par une distorsion statique assimilée aux tree-rings : l'effet est amplifié pour mieux voir la déformation.

4.2.2 Modèle

Le modèle décrit ici est issu de [O77]. La quantité de charges est conservée entre les deux systèmes de coordonnées $\overrightarrow{X}$ et $\overrightarrow{X'}$. On peut donc écrire :

$$I(\overrightarrow{X})d\overrightarrow{X} = I'(\overrightarrow{X'})d\overrightarrow{X'} \tag{4.2}$$

Où I est une illumination quelconque. Le modèle utilisé dans notre méthode dérive de l'équation 4.2 :

$$I'(\overrightarrow{X'}) = I(\overrightarrow{X})\left|\frac{d\overrightarrow{X}}{d\overrightarrow{X'}}\right| \tag{4.3}$$

Le Jacobien représente la variation en surface des pixels. Enfin, si on suppose que le champ de déplacement $\overrightarrow{\delta}$ est petit, ce qui est le cas (voir mesure sur la figure 4.1c), on peut écrire un développement de Taylor de l'équation 4.3 :

$$I'(\overrightarrow{X}) = I(\overrightarrow{X})(1 - div\,\overrightarrow{\delta}) - \overrightarrow{\nabla} I.\overrightarrow{\delta} \tag{4.4}$$

qui est notre modèle final, en négligeant les termes du second ordre en $\overrightarrow{\delta}$. On y voit apparaître deux termes importants $(1 - div\,\overrightarrow{\delta})$ qui peut être contraint par des illuminations uniformes, et $\overrightarrow{\nabla} I.\overrightarrow{\delta}$ qui donne des contraintes sur la direction de $\overrightarrow{\delta}$ si $\overrightarrow{\nabla} I$ est important.

On peut donc théoriquement reconstruire $\overrightarrow{\delta}$ avec des illuminations uniformes, et des illuminations à direction marquée et à forts gradients. Un bon candidat pour ces illuminations sont des franges, que l'on peut produire avec un interféromètre de Michelson ou le projecteur de franges décrit dans le chapitre 3.

Pour reconstruire le champ de déplacement $\overrightarrow{\delta}$, je le développe sur une base de B-splines en deux dimensions. En effet, le champ de déplacement est supposé avoir des variations continues. De plus, le temps de calcul peut être optimisé par rapport à un ajustement sur les pixels, puisque les images sur lesquelles nous allons reconstruire le champ de déplacement $\overrightarrow{\delta}$ seront d'une taille maximum de 16 Mpix (le CCD entier). Cela fait beaucoup de paramètres à optimiser : pouvoir choisir la densité des nœuds de la base de splines réduit le nombre de paramètres.

En fonction des origines et des caractéristiques du champ de déplacement, il est possible d'utiliser deux modèles différents pour définir le champ de déplacement $\overrightarrow{\delta}$, décomposé sur une base de B-splines 2D. Quelque soit le modèle, ce sont ensuite les paramètres θ sur les bases de splines qui vont être optimisés, grâce à la méthode des moindres carrés.

Modèle A

Le modèle A, qui est un modèle général où chacune des deux composantes δ_x et δ_y est décomposée sur une base de splines :

$$\overrightarrow{\delta} = \begin{pmatrix} \sum_p \theta_p^X B_p(\overrightarrow{X}) \\ \sum_q \theta_q^Y B_q(\overrightarrow{X}) \end{pmatrix} \tag{4.5}$$

Ce modèle doit être reconstruit avec des illuminations uniformes et des illuminations à forts gradients, comme des franges par exemple.

Modèle B

Puisque c'est un problème d'électrostatique on peut supposer que $\overrightarrow{\delta}$, associé à un champ électrostatique parallèle au plan du CCD, dérive d'un champ scalaire. C'est le modèle B, qui a deux fois moins de paramètres à optimiser et est donc moins demandeur en ressources que le modèle A. Il s'écrit :

$$\overrightarrow{\delta} = \overrightarrow{\nabla} \sum_p \theta_p B_p(\overrightarrow{X}) \tag{4.6}$$

Avec ce modèle, il est possible de reconstruire le champ de déplacement $\overrightarrow{\delta}$ avec seulement des illuminations uniformes.

4.2.3 Ajustement

Le χ^2 de notre modèle n'étant pas linéaire, la minimisation est faite avec la méthode de Newton-Raphson [L78]. En notation matricielle, le χ^2 s'écrit :

$$\chi^2 = (J.\overrightarrow{\delta\theta} + \overrightarrow{I_s'} - \overrightarrow{y})^T W (J.\overrightarrow{\delta\theta} + \overrightarrow{I_s'} - \overrightarrow{y}) \tag{4.7}$$

où $\overrightarrow{\delta\theta}$ est le pas de la méthode de Newton-Raphson sur les paramètres $\overrightarrow{\theta}$, W est la matrice des variances, $\overrightarrow{y}$ sont les données, $\overrightarrow{I_s'}$ les valeurs du modèle donné par l'équation 4.4 au pas précédent et J la matrice des dérivés du modèle par rapport aux paramètres $\overrightarrow{\theta}$.

On minimise ensuite le χ^2 par rapport à $\overrightarrow{\delta\theta}$, soit :

$$\nabla\chi^2 = 2J^T W J\overrightarrow{\delta\theta} + 2J^T W \overrightarrow{I_s'} - 2J^T W \overrightarrow{y} = 0 \tag{4.8}$$

Ce qui nous donne finalement $\overrightarrow{\delta\theta}$ comme étant :

$$\overrightarrow{\delta\theta} = (J^T W J)^{-1} (J^T W [\overrightarrow{I_s'} - \overrightarrow{y}]) \tag{4.9}$$

Enfin, par la propagation des erreurs, la matrice de variance V sur les paramètres $\overrightarrow{\theta}$ est donnée par :

$$V = (J^T W J)^{-1} \tag{4.10}$$

4.3 Test de la méthode par simulations

Nous allons montrer ici que la méthode est capable de reconstruire un champ de déplacement $\overrightarrow{\delta}$ de faible amplitude, avec des données simulées d'illuminations uniformes et de franges sinusoïdales.

Pour modéliser les franges, on utilise une fonction sinus de la forme :

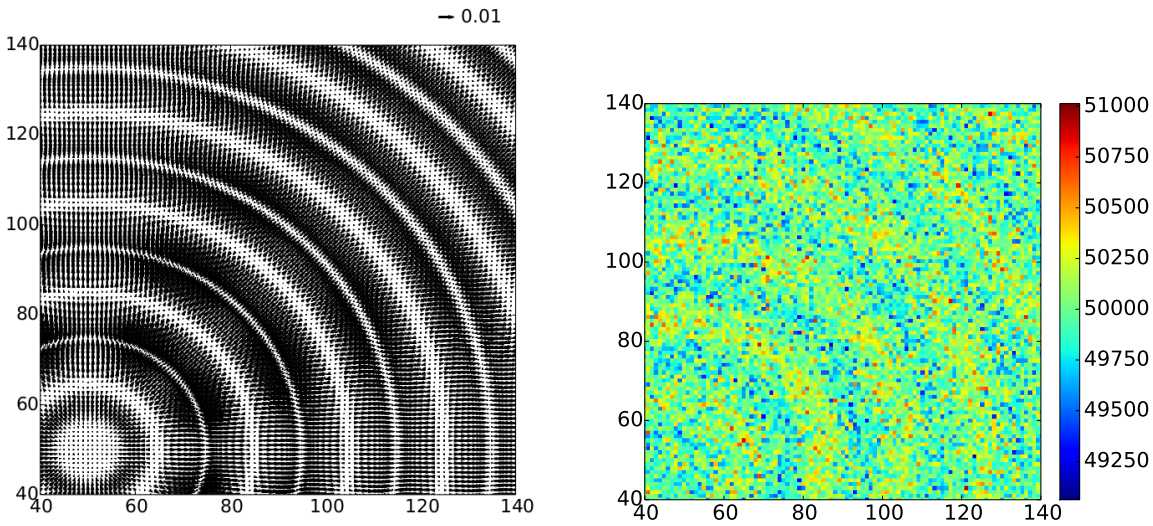
$$I = A.\sin(\overrightarrow{K}.\overrightarrow{X} + \varphi) + B \tag{4.11}$$

où A est une amplitude, $\overrightarrow{K}$ donne la longueur d'onde et la direction des franges, $\overrightarrow{X}$ est un vecteur de position défini dans 4.2.1, B un fond et où φ est une phase.

Pour ces simulations, nous supposons que nous connaissons parfaitement le motif d'illumination I dans l'équation 4.4. Pour nos franges sinusoïdales, définies par l'équation 4.11, cela signifie que A, $\overrightarrow{K}$, B et φ sont tous connus.

Nous utilisons ici le modèle A général. Afin de contraindre la totalité du champ de déplacement $\vec{\delta}$ sur les images, les illuminations modulées doivent avoir différentes directions, et différentes phases.

Pour déformer nos images simulées, nous générons un champ de déplacement avec une symétrie circulaire pour imiter les tree-rings : un sinus cardinal, dont le centre peut être arbitrairement placé. Nous choisissons les coordonnées (50,50). Nous utilisons une fonction de lissage pour réduire les fortes variations du centre. Le champ de déplacement (champ vectoriel) est illustré en figure 4.3a, ainsi que son influence sur une illumination uniforme en figure 4.3b.



(a) (b)

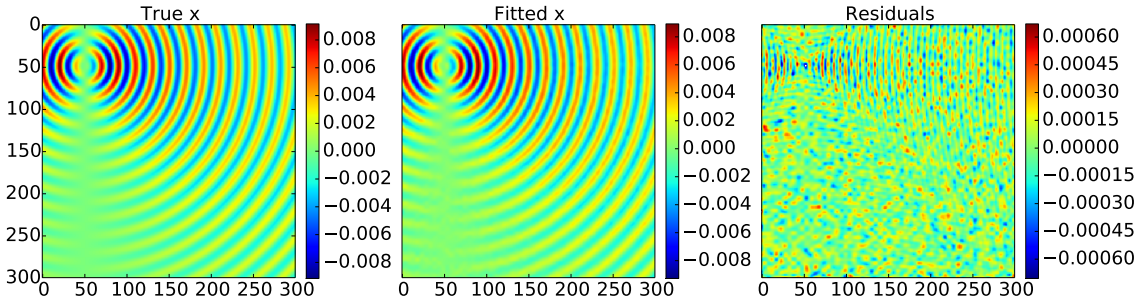
FIGURE 4.3: (a) : Champ de déplacement centré en (50,50). L'échelle est montrée en haut à droite. (b) : illumination uniforme simulée déformée par le champ de déplacement montré en (a).

Connaissant le champ de déplacement, nous générons ensuite un ensemble d'images déformées qui serviront de données pour la minimisation. Une étude plus spécifique doit être menée afin de déterminer quel est le jeu de données minimal requis pour reconstruire convenablement le champ de déplacement.

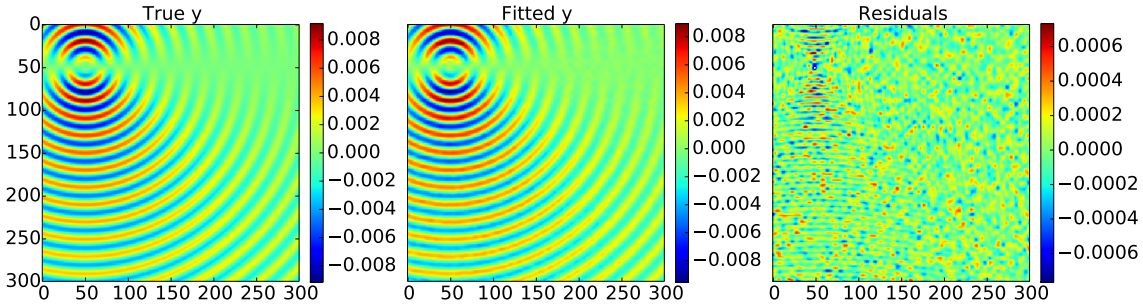
Nos données simulées se composent de 20 illuminations uniformes de niveau moyen 50000, et de 75 images de franges sinusoïdales de période 5 pixels, de flux 50000 au maximum, d'orientations différentes tous les 3 degrés répartis entre 5 et 360 degrés. Pour chaque angle correspond deux images légèrement translatées entre elles, ce qui amène à un total de 150 images de franges en tout. Les images simulées sont générées avec un bruit gaussien. Les images font 300 pixels de côté. Les nœuds de la base de splines d'ordre 4 sont placés tous les 5 pixels.

Les résultats sont présentés dans la figure 4.4. Dans un soucis d'optimisation à la fois en qualité de reconstruction et en temps de calcul, la base de splines peut être définie différement. De plus, toujours dans un soucis d'optimisation, un jeu de données optimal peut être défini. En effet, on peut étudier le cas où beaucoup moins d'images sont utilisées pour l'ajustement du champ de déplacement.

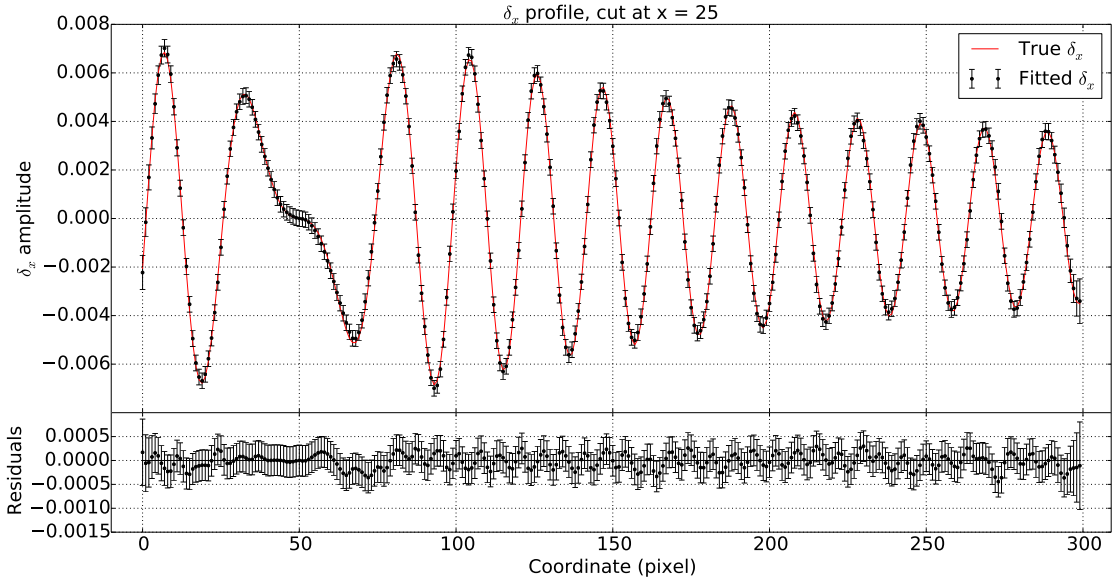
En figure 4.5, on trouvera le résultat d'un ajustement du même champ de déplacement que dans la figure 4.4, mais pour lequel il a été utilisé beaucoup moins d'images : seulement deux illuminations uniformes, ainsi que 5 images de franges d'orientations 5, 8, 11, 14 et 17 degrés.



(a)

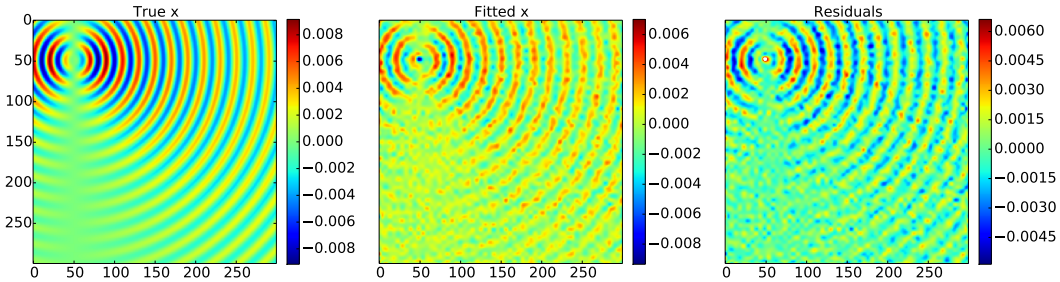


(b)

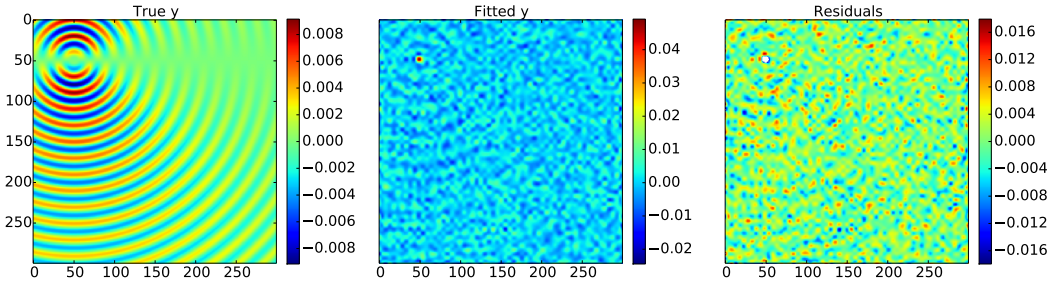


(c)

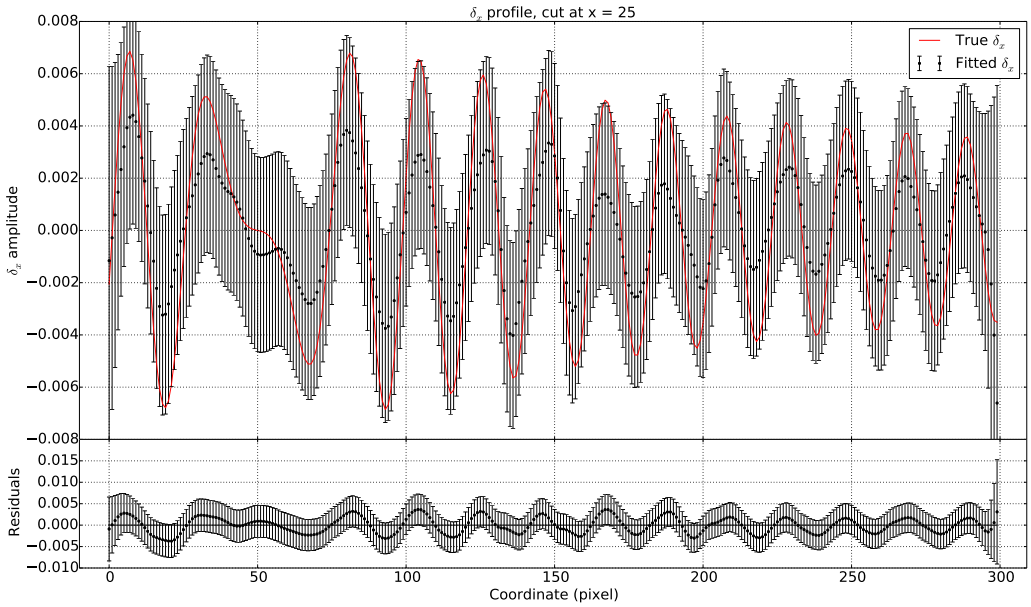
FIGURE 4.4: (a) : résultat de l'ajustement pour la composante x du champ de déplacement. (b) : résultat de l'ajustement pour la composante y du champ de déplacement. La structure dans les résidus dépend de la densité de la base de spline choisie. (c) : profil de δ_x, coupe à x = 25. En rouge le vrai champ de déplacement, en bas, les résidus. La structure visible dans les résidus est dépendante de la base de spline choisie.



(a)



(b)



(c)

FIGURE 4.5: Est ajusté le même champ de déplacement que dans la figure 4.4 : avec beaucoup moins d'images, le champ de déplacement est moins bien reconstruit. (a) : résultat de l'ajustement pour la composante x du champ de déplacement. (b) : résultat de l'ajustement pour la composante y du champ de déplacement. La composante y est beaucoup moins bien contrainte en raison des angles choisis : 5, 8, 11, 14 et 17 degrés, pour lesquels le gradient du sinus a seulement une faible composante selon l'axe des y. (c) : profil de δ_x, coupe à x = 25.

On utilise la même base de splines, et la même intensité pour les illuminations et les franges que dans le cas précédent. Avec peu d'images, le champ de déplacement est beaucoup moins bien reconstruit. Il est donc nécessaire de définir un jeu de données minimal, composé au minimum d'un certain nombre d'angle de franges pour reconstruire convenablement les deux composantes du champ de déplacement.

4.3.1 Variation d'efficacité quantique

Jusqu'à maintenant, nous avons négligé les variations d'efficacité quantique sur le détecteur. Cet aspect est important, puisque avant d'extraire le champ de déplacement $\vec{\delta}$ associé aux différentes distorsions statiques, il faut s'assurer que l'on ne reconstruit pas en même temps les variations d'efficacité quantique ϵ du détecteur. En considérant un modèle simple pour l'illumination, diviser les illuminations par une illumination uniforme normalisée, nous permet d'enlever les variations d'efficacité quantique ϵ des images. En effet, l'équation suivante 4.12, représentée par la figure 4.6a, décrit une illumination uniforme :

$$I_p^{[f]} = \varepsilon(x_p)J(x_p) \times F(x_p) \tag{4.12}$$

et l'équation suivante 4.13 et la figure 4.6b représentent l'illumination de franges :

$$I_p^{[m]} = \varepsilon(x_p)J(x_p) \times F(x_p) \times M(x_p + \vec{\delta}) \tag{4.13}$$

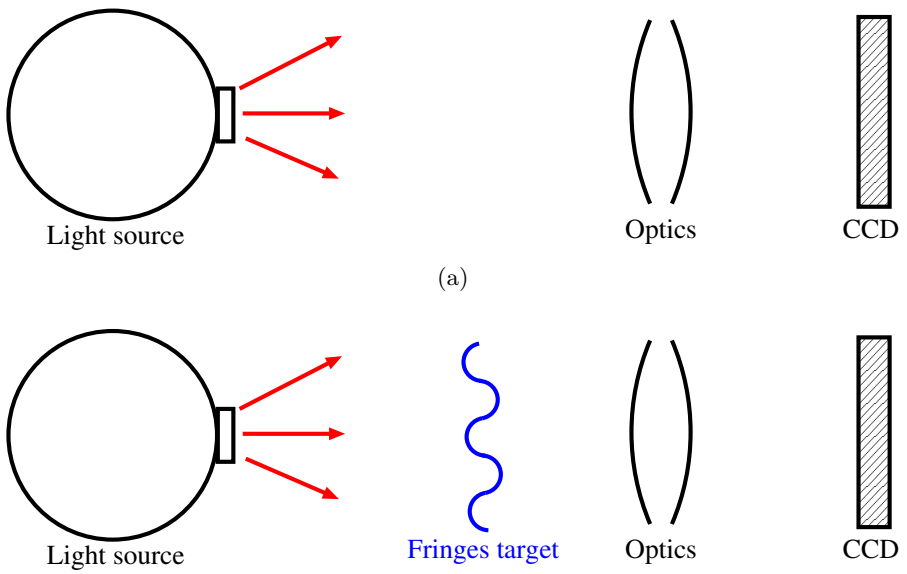


FIGURE 4.6: (a) : le terme $\varepsilon(x_p)J(x_p)$ représente le CCD, et $F(x_p)$ représente l'illumination, c'est à dire la lumière influencée par l'optique. (b) : on retrouve les mêmes termes que dans l'équation 4.12, avec un terme de modulation $M(x_p + \vec{\delta})$ en plus. C'est dans ce terme que ce trouve le champ de déplacement $\vec{\delta}$ que l'on veut reconstruire.

Diviser par une illumination uniforme normalisée revient donc à diviser $I_p^{[m]}$ de l'équation 4.13 par $I_p^{[f]}$ de l'équation 4.12, soit :

$$\frac{I_p^{[m]}}{I_p^{[f]}} = M(x_p + \overrightarrow{\delta}) \tag{4.14}$$

Les variations d'efficacité quantique ne sont plus présentes dans les images résultantes où il ne reste plus que le terme de modulation qui nous intéresse.

4.4 Conclusion

À ce stade, la méthode possède une limitation majeure : le motif d'illumination simple est supposé parfaitement connu dans les simulations. Cependant, de par la nature des montages expérimentaux, il y aura toujours des distorsions optiques dans les illuminations. Il faut modéliser ces distorsions directement sur les images. Dans ce contexte, nous présentons dans l'annexe A un travail exploratoire : les illuminations et les distorsions sont particulièrement difficiles à modéliser. Dans tous les cas, à moins d'améliorer significativement la qualité de l'illumination, la qualité de la reconstruction du champ de déplacement $\overrightarrow{\delta}$ est grandement dépendante des caractéristiques du système optique.

Nous avons montré dans ce chapitre qu'il était possible de reconstruire le champ de déplacement $\overrightarrow{\delta}$ de très faible amplitude associé à toutes les distorsions statiques dans le CCD, et ce lorsque les caractéristiques des illuminations sont parfaitement connues. Ce résultat important montre qu'avec une illumination suffisamment bien connue, c'est à dire avec un montage optique très bien maîtrisé, il est possible de corriger les effets induits par les distorsions statiques sur les images de science.

Troisième partie

Analyse

Chapitre 5

Mesure et analyse de profils de Ronchi

Sommaire

5.1 Introduction **79**
5.2 Mesure de l'étalement de spots lumineux **80**
5.3 Nouvelle méthode : profils de Ronchi **81**
5.3.1 Principe 81
5.3.2 Méthode 82
5.3.3 Extraction des profils de Ronchi 85
5.3.3.1 Détermination de la période du profil de Ronchi 85
5.3.3.2 Correction des mouvements du banc 86
5.3.3.3 Modélisation des profils de Ronchi par des splines 87
5.3.3.4 Comparaison quantitative des profils de Ronchi en fonction du flux moyen 88
5.3.4 Données 88
5.3.5 Résultats 91
5.4 Conclusion **93**

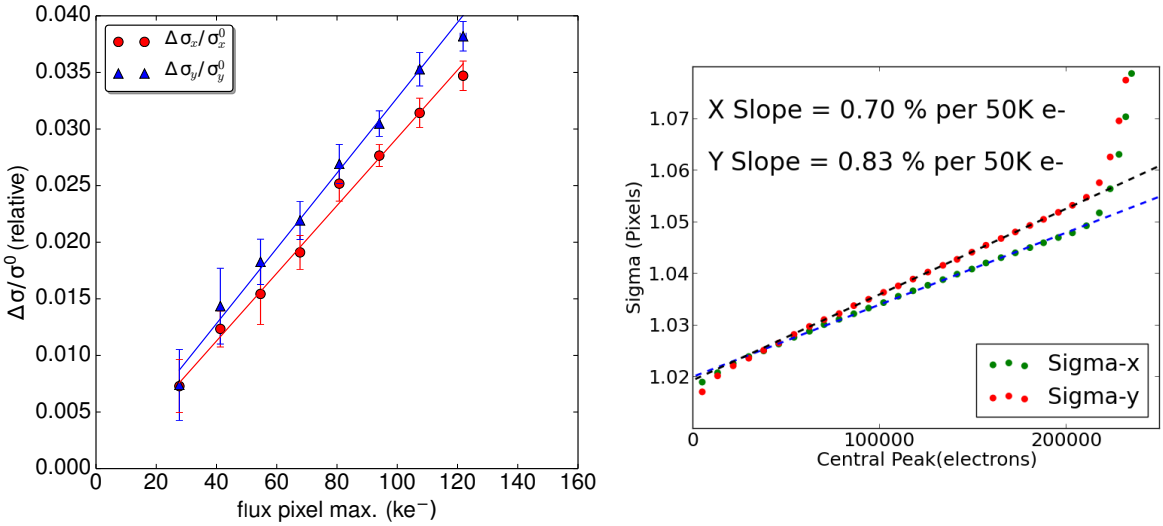
5.1 Introduction

L'effet brighter-fatter transforme la PSF en fonction du flux. La conséquence est immédiate : sur une même image du ciel, des étoiles plus ou moins brillantes n'ont pas exactement la même forme, la PSF s'élargissant à mesure que le flux augmente. C'est ce qui a été observé dans [A71]. Au sein du groupe de travail SAWG, il existe actuellement une méthode de mesure de cet élargissement basée sur des spots lumineux. Cette méthode sera décrite dans la première partie 5.2 de ce chapitre. Je présenterai ensuite une nouvelle technique instrumentale de mesure de l'effet brighter-fatter mise en place lors de ce travail de thèse. Cette nouvelle méthode est basée sur des illuminations très fortement modulées, qui peuvent se projeter sur le CCD grâce au projecteur de franges présenté au chapitre 3. Ces deux méthodes de mesure sont complémentaires de celle qui sera décrite au chapitre 6, et qui correspond à la mesure des corrélations sur des illuminations uniformes.

5.2 Mesure de l'étalement de spots lumineux

Sur les bancs de test en laboratoire, il est possible d'observer et de caractériser cet élargissement en analysant une série de spots à différents flux. C'est par exemple ce qui a été fait dans [A79], pour le projet LSST. Le dispositif d'illumination utilisé reproduit à plus petite échelle la future configuration du faisceau de LSST. Pour produire les spots, un masque percé de ~ 40000 trous de 30 μm est intercalé entre la sortie d'une sphère intégrante et du CCD. La taille des spots a été choisie afin de représenter les conditions de LSST lors d'une bonne nuit d'observation.

Pour mesurer l'intensité de l'effet brighter-fatter, le principe de cette méthode est de détecter tous les spots présents dans une même portion de l'image d'un CCD, puis de mesurer l'évolution de leurs seconds moments en fonction de leur flux. Dans [A79], il est supposé que tous les spots ont la même taille et qu'ils ont la forme d'une double gaussienne : les deux paramètres σ_x et σ_y sont minimisés par la méthode du χ^2. Le point clef est que l'estimateur des seconds moments des spots ne dépende pas du flux, car l'effet brighter-fatter dépend lui même du flux : sa mesure serait alors biaisée. De plus, en comparant l'évolution des seconds moments entre eux, il est possible de déterminer une éventuelle anisotropie de l'effet brighter-fatter. Les résultats de deux prises de données indépendantes et sur deux CCD de fournisseurs différents sont présentés en figure 5.1.



(a) (b)

FIGURE 5.1: Les conséquences de l'effet brighter-fatter sur l'étalement des spots (étoiles) sont présentes dans tous les CCD. (a) : Mesure d'étalement de spots sur un CCD E2V-250 à 550 nm. Figure issue de [A66]. (b) : Pour un CCD ITL prototype STA3800C, mesures accomplies dans le filtre r de LSST (longueur d'onde centrale de 621 nm). La brusque remontée à haut flux correspond à la saturation du CCD. Figure issue de [A79].

Sur la figure 5.1, nous voyons que quelque soit le type de CCD, la pente de σ_y est toujours plus importante que σ_x. Ceci s'explique par la différence des champs électriques qui contient les charges dans la direction des colonnes (horloges parallèles) et dans la direction des lignes (channel stops) (voir chapitre 2). Pour les deux CCD différents ainsi que pour σ_y et σ_x, la dépendance avec le flux est compatible avec une relation linéaire.

Cela a pour conséquence de rendre les spots un peu plus elliptiques dans la direction des colonnes que dans la direction des lignes quand le flux augmente. Il est important de modéliser cet effet car il ajoute une erreur systématique sur la mesure de forme des galaxies, et donc sur la mesure des petites déformations dues au lentillage gravitationnel faible [A79]. Comme nous le verrons en partie 6.4.4, l'effet dépend de la position sur la surface du CCD.

Avec cette méthode il est difficile de mesurer, si elle existe, la chromaticité de l'effet brighter-fatter. En effet les spots n'ont pas la même taille à cause de la diffraction dans le montage optique induite par la petite taille des trous nécessaire pour projeter les spots sur le CCD. Il a été observé dans [A66] que les spots avaient effectivement des tailles différentes en fonction de la longueur d'onde et qu'ils ne grossissaient pas de la même façon avec la flux. Pour des flux répartis sur toute la gamme dynamique du CCD, les spots de 550 nm gagnent 3.5 % en taille, à 900 nm ils gagnent 2.3 %. Jusqu'à sa mise en évidence par les données présentées en partie 6.1.3, la chromaticité de l'effet brighter-fatter était une question qui faisait encore débat au sein de la collaboration.

5.3 Nouvelle méthode : profils de Ronchi

5.3.1 Principe

Une mire de Ronchi est un motif qui permet l'illumination de franges rectangulaires parallèles sur la surface du CCD. La méthode d'analyse des profils de Ronchi permet de proposer une alternative de caractérisation de l'effet brighter-fatter, dans la même idée que la mesure de l'étalement de la PSF sur la mesure de taille de spots.

La méthode propose plusieurs avantages. Le profil de Ronchi est d'abord très fortement modulé, ce qui permet de mieux contraindre les déformations : en pratique, c'est un créneau convolué avec un gaussienne. La gaussienne rend compte des déformations du système optique et de la diffusion dans le CCD. En fonction du flux, le profil est altéré par l'effet brighter-fatter. Ensuite, cette méthode permet d'avoir beaucoup plus de pixels utiles, et donc beaucoup plus de statistique que par rapport à la méthode d'étalement des spots. Enfin, elle permet l'étude des déformations dues à l'effet brighter fatter dans une seule direction, ce qui apporte des contraintes différentes à la méthode d'étalement des spots. En effet, l'idée est de projeter des profils de Ronchi parallèlement aux lignes et aux colonnes. De cette façon la charge est la même dans une des directions ce qui permet de compenser les déformations dans une direction, et donc de n'être sujet qu'aux déformations et aux déplacements de frontières dans une seule direction.

Cette méthode se met en place grâce au projecteur de franges que j'ai développé et qui est décrit au chapitre 3. Grâce au moteur rotatif à très grande précision, il est possible d'aligner les franges du profil de Ronchi parallèlement aux lignes ou aux colonnes, ce qui permet entre autres de tester l'anisotropie de l'effet brighter-fatter.

Une des manifestations de l'effet brighter-fatter et qu'une proportion de charge a tendance à quitter les zones à hauts flux pour se déverser[1] dans les pixels moins chargés aux alentours : plus le flux est important, plus cette proportion est importante. En pratique, cela signifie que normalisé par la moyenne sur l'image[2], le flux mesuré au maximum des profils de Ronchi doit légèrement diminuer à mesure que le flux augmente, et que le flux mesuré au minimum doit augmenter. Une étude détaillé du profil en fonction du flux permet de voir précisément là où les

[1] C'est un abus de langage pour imager l'effet brighter-fatter, puisqu'en effet les électrons ne sont jamais arrivés dans le puits de potentiel principal : ils sont détournés vers les pixels moins chargés.

[2] La moyenne n'étant pas affectée par l'effet brighter-fatter.

charges se déversent. Mesurer le mouvement des deux extrema permet de mesurer la réduction du contraste due à l'effet brighter-fatter.

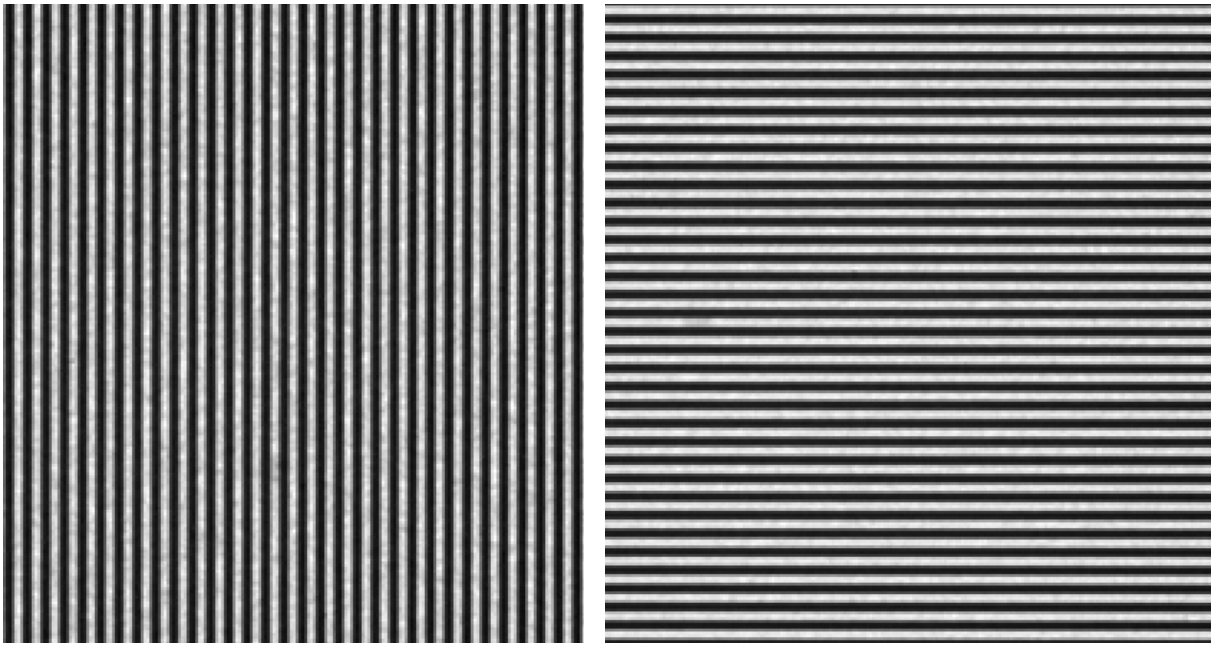
La méthode permet de plus de tester l'intensité des déformations en fonction de la période choisie du profil de Ronchi, une période courte permettant d'appliquer de plus fortes contraintes sur les frontières des pixels. Cependant, de même que pour la méthode des spots, il est difficile de conclure sur la chromaticité de l'effet brighter-fatter avec cette technique à cause des effets de diffraction de la mire. De plus, la dépendance de la diffusion avec la longueur d'onde influence la pente mesurée du profil de Ronchi sur le CCD : le contraste mesuré n'est pas le même en fonction de la longueur d'onde, ce qui rend difficile la comparaison des profils à différentes longueurs d'onde.

5.3.2 Méthode

Le principe est donc de projeter des motifs de Ronchi sur une portion du CCD, et de les aligner par rapport aux lignes puis par rapport aux colonnes (voir figure 5.2). La surface illuminée est plus petite que la surface correspondant à un canal de lecture : on se centre donc sur ce canal, soit 1/16 de la surface du CCD. Une fois le motif de Ronchi aligné sur une des directions, le moteur rotatif est suffisamment précis pour faire une rotation de 90 degrés sans avoir à corriger. Ensuite il faut s'assurer que le moteur est à la bonne position pour la mise au point. En pratique, une position de référence est définie pour la mise au point, mais celle-ci peut bouger, alors que la commande du moteur elle restera la même. Il faut donc calculer à nouveau la position du focus à chaque nouvelle prise de données. Pour ce faire nous prenons une série d'images autour de cette position de référence en faisait bouger le moteur le long de l'axe z qui est parallèle à l'axe optique. Pour chacune de ces images, on calcule la variance dans la zone autour du centre optique. Le focus est atteint là où la variance (et donc le contraste) est maximum : on interpole chacun des points de la courbe de variance à l'aide d'une fonction lorentzienne afin de trouver le maximum (voir exemple en figure 5.3).

Ensuite, il faut sélectionner la zone de l'image qui doit être analysée. Pour cela, on découpe l'image en carrés de 50 pixels de côté, puis on calcule la variance dans ce carré, normalisée par la moyenne locale. Comme nous pouvons le voir dans la figure 5.4, alors que la mise au point avait été faite autour du centre optique du système, les zones les plus nettes sont en fait légèrement décentrées. Il est possible que cette différence provienne de distorsions optiques plus importantes au centre de l'objectif, ou alors qu'elle provienne de la géométrie du système optique et de la source lumineuse : la sortie de la sphère intégrante n'est pas ponctuelle, et la lumière provenant d'une distance de $\sim$ 80 cm ne peut pas être considérée comme provenant de l'infini. L'espace des phases des angles de rayons lumineux atteignant le centre de l'objectif est trop important. On a constaté cet effet lors de l'optimisation du contraste et de la surface utile éclairée : quand la sphère intégrante était placée trop près de l'objectif, le contraste se dégradait.

La zone finalement sélectionnée pour l'étude est petite par rapport à la taille totale d'un canal : 50 pixels dans le sens du motif, 100 pixels dans la direction perpendiculaire, soit environ 5 ‰ de la surface du canal. Elle est centrée sur la zone à plus forte variance (voir figure 5.4). On s'assure ainsi que le flux et le contraste n'y sont pas trop différents, et que les périodes estimées sur les différentes lignes n'y soient pas trop déformées. Ce dernier point est important pour le calcul de la période du motif de Ronchi sur chacune des lignes de la surface sélectionnée, étape que nous allons voir dans les prochains paragraphes. De plus, l'effet brigther-fatter à caractériser ayant un impact sur une courte échelle par rapport à la taille du pixel, il faut s'assurer d'avoir la meilleure qualité optique possible.



(a) (b)

FIGURE 5.2: Exemples d'images de franges parallèles aux colonnes (a) et de franges parallèles aux lignes (b). Ce sont en fait des zooms de taille 500x500 pixels sur la zone où les franges sont nettes, ce qui correspond à $\sim 25\%$ de la surface d'un canal. La période est de ~ 6.4 pixels.

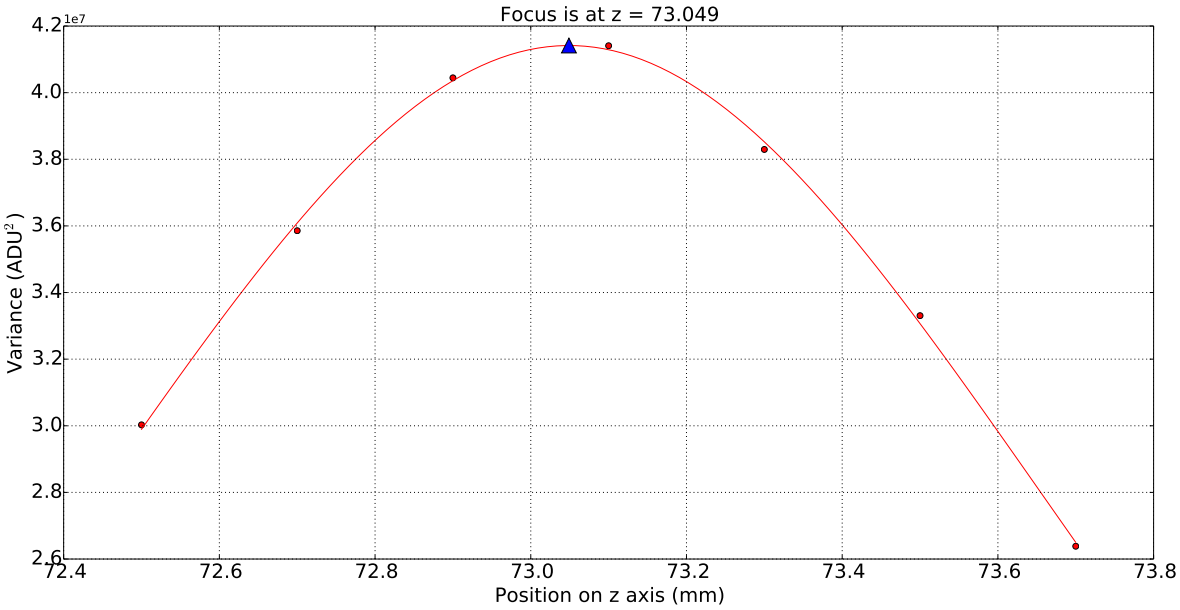
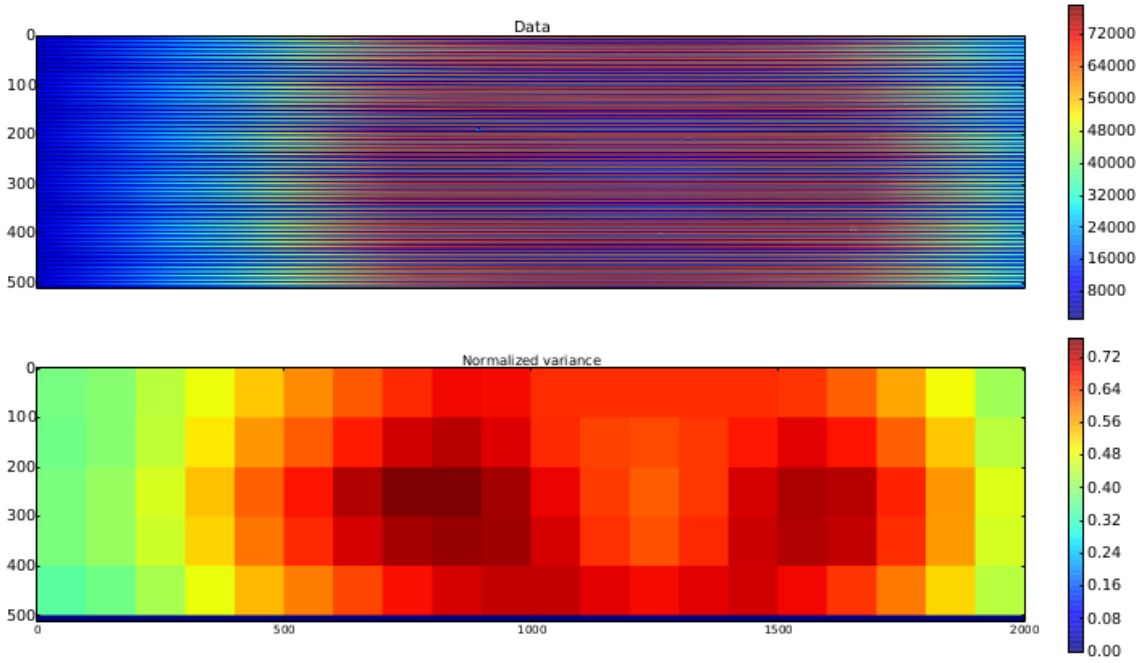
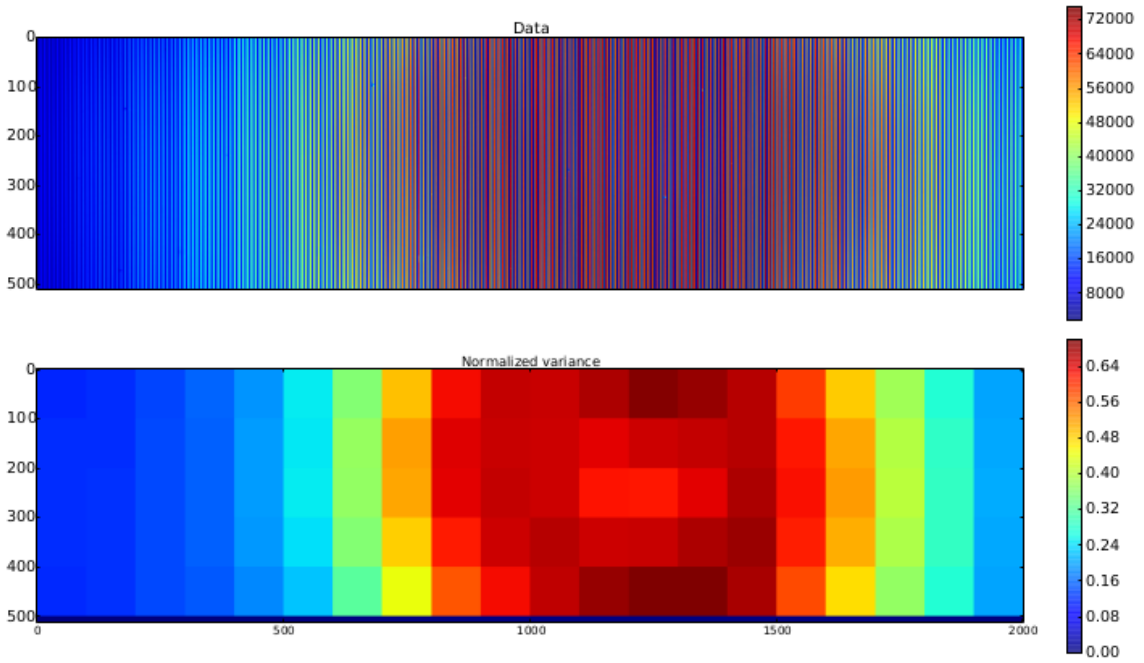


FIGURE 5.3: Exemple d'une procédure de mise au point sur une série de 7 images. Quelque soit la forme de l'illumination, la mise au point optimale est toujours atteinte lorsque la variance est maximale.



(a)



(b)

FIGURE 5.4: Pour chacune des deux figures, en haut les données brutes biais soustrait en ADU, en bas la variance normalisée par la moyenne sur chaque zone. Les zones sélectionnées dépendent de la position du centre optique que nous avons choisi. (a) : Les franges de Ronchi sont parallèles aux colonnes. La zone sélectionnée pour l'analyse est $[200 : 300, 825 : 875]$. (b) : Les franges de Ronchi sont parallèles aux lignes. La zone sélectionnée est $[425 : 475, 1300 : 1400]$.

5.3.3 Extraction des profils de Ronchi

Le profil de Ronchi est mal échantillonné car la période d'environ 8 pixels est faible (voir figure 5.5). L'objectif de la méthode étant d'étudier l'évolution du maximum, du minimum et des pentes en fonction du flux, il nous faut donc replier le signal. Pour cela, il faut calculer la période du profil de Ronchi.

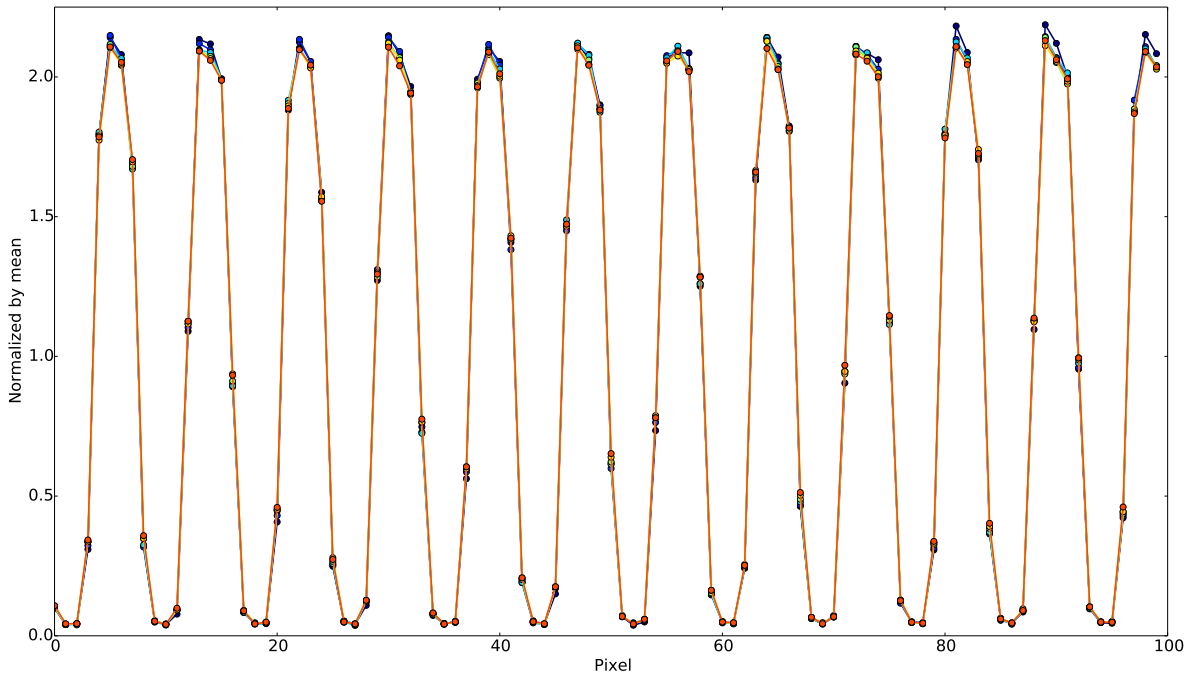


FIGURE 5.5: Coupe perpendiculaire au profil de Ronchi parallèle aux colonnes, sur 100 pixels de long et pour différentes intensités. Comme la période d'environ 8 pixels est petite, le profil de Ronchi est mal échantillonné, surtout sur les pentes.

5.3.3.1 Détermination de la période du profil de Ronchi

Pour chacun des flux, le contraste va légèrement varier justement à cause de l'effet brighter-fatter. La période du motif, elle, ne change pas. Nous pouvons donc calculer une période moyenne sur toutes les lignes sélectionnées de toutes les images pour les différents temps de pose. Le meilleur moyen est d'utiliser une transformée de Fourier (FFT, Fast Fourier Transform) discrète. Après des simulations sur des profils dont la période était connue, pour plusieurs périodes et échantillonnée différemment, il s'est avéré que l'erreur sur la valeur calculée était trop importante, notamment parce que la période du motif de Ronchi n'a aucune raison d'être entière une fois projetée sur le CCD. Il faut donc appliquer une correction à la valeur estimée du nombre d'onde [A80]. La correction δ avec les deux points adjacents au pic (voir figure 5.6) est donnée par :

$$\delta = -Re\left[\frac{X_{k+1} - X_{k-1}}{2X_k - X_{k-1} - X_{k+1}}\right] \tag{5.1}$$

L'indice du pic de la FFT est k, et ceux des premiers voisins $k-1$ et $k+1$. X est l'amplitude complexe de la FFT. La méthode correspond à ajuster une parabole sur le pic de la FFT.

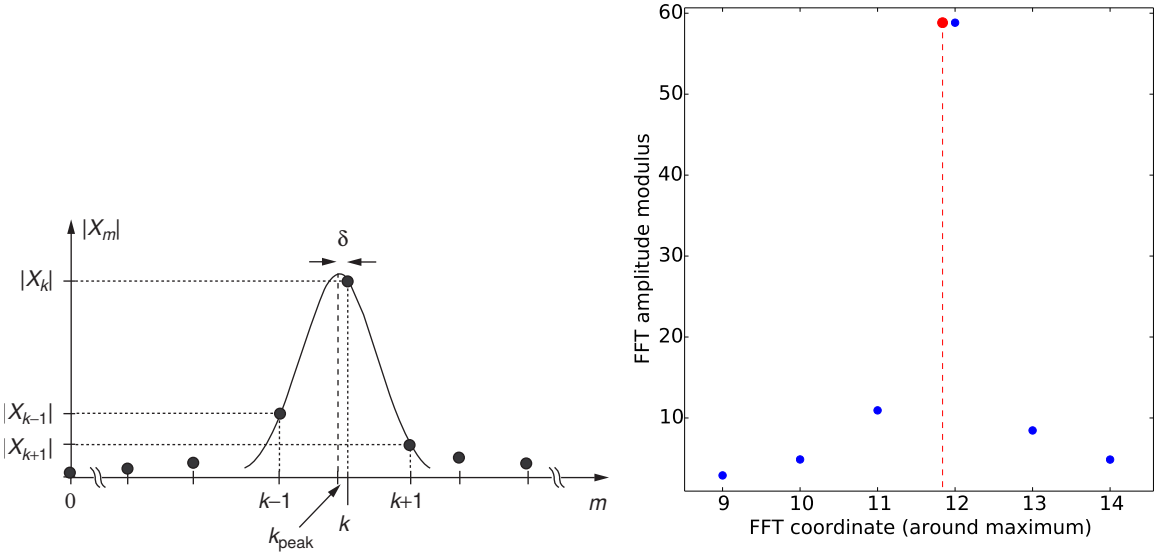


FIGURE 5.6: (a) : illustration de l'ajustement d'un polynôme sur le maximum de la FFT pour le calcul de la correction δ. Figure issue de [A80]. (b) : en bleu, zoom sur le pic de la transformée de Fourier d'un vrai signal de Ronchi. En rouge la correction calculée.

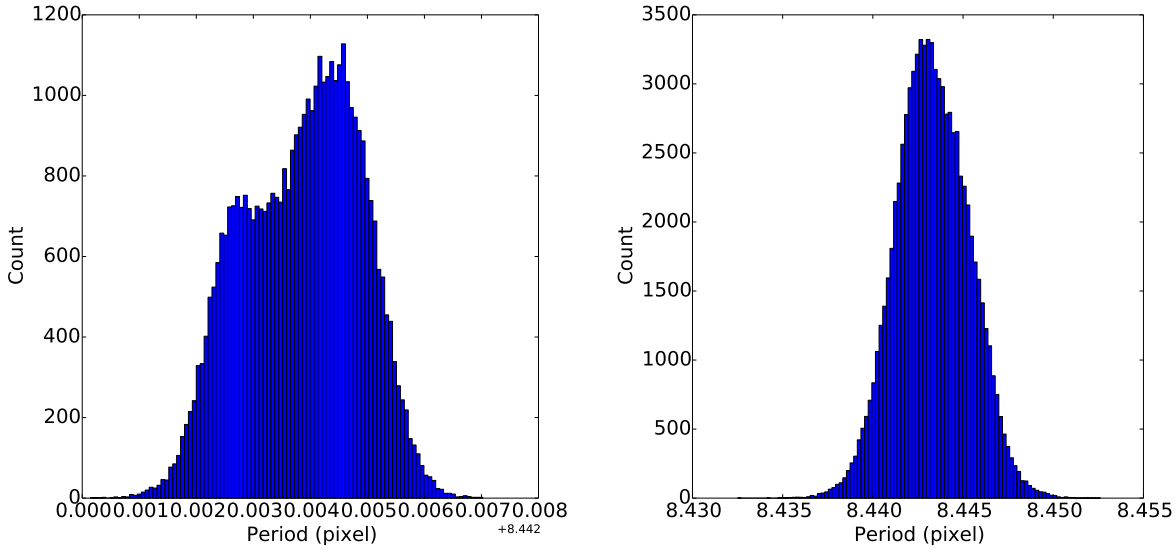
Le nombre d'onde est finalement donné par :

$$k_{peak} = k + \delta \tag{5.2}$$

La période T est obtenue par la relation $T = 2\pi/k_{peak}$. Pour toutes les lignes sélectionnées, soit 42000, on obtient pour les Ronchi parallèles aux colonnes $T = 8.446$ avec une dispersion de 0.001 pixels et pour les Ronchi parallèles aux lignes $T = 8.443$ avec une dispersion de 0.002. Les histogrammes des distributions des périodes estimées sont présentés en figure 5.7. Dans les deux cas, la zone sélectionnée ne correspond pas à la même portion d'objectif. Cela explique l'écart entre les deux périodes estimées. En effet, seule la mire tourne sur le montage optique, l'objectif lui restant fixe. On obtient le même ordre de grandeur de variation lorsqu'on étudie l'évolution de la période avec l'éloignement au centre optique. Ce n'est pas une conséquence de l'effet brighter-fatter ni de la géométrie du CCD, qui ne changeraient que l'étalement du profil, pas la période.

5.3.3.2 Correction des mouvements du banc

En les normalisant par la moyenne sur la zone sélectionnée et non par la moyenne de chaque ligne, on replie chacune des lignes de toutes les images d'un même temps de pose sur un même profil. Si la période moyenne ne change pas, la phase du motif peut changer en fonction de la ligne sélectionnée pour trois raisons : l'alignement n'est pas parfait, les distorsions optiques sont importantes, ou alors le motif s'est légèrement déplacé avec le temps. Ce dernier point est possible à cause des légères variations de température dans la salle blanche (bien qu'elle soit thermalisée, voir section 3.1.5). Le changement de phase a évidemment un effet sur le repliement : comme la période est la même pour toutes les lignes, les coordonnées de chacun des points du



(a) (b)

FIGURE 5.7: (a) : Ronchi parallèles aux colonnes. La forme de la distribution provient probablement de distorsions optiques plus importantes dans la direction des lignes (direction perpendiculaire au Ronchi) qui ont pour effet de réduire et/ou augmenter la période du profil projeté sur le CCD, ou de la mire elle même qui peut ne pas être régulière. (b) : Ronchi parallèles aux lignes. La distribution est plus régulière que dans (a).

repliement sont les mêmes. Cependant, le début du repliement n'est pas le même si le motif s'est déplacé. Pour une même coordonnée de repliement, la dispersion sur les ordonnées est plus importante. C'est ce qu'on voit sur la partie gauche de la figure 5.8.

La méthode pour aligner correctement tous les profils est de ne plus utiliser exactement les mêmes coordonnées de repliement pour toutes les lignes, mais de faire légèrement varier ces coordonnées en leur ajoutant ou soustrayant une phase unique pour chaque ligne. Pour cela, nous définissons arbitrairement une position de référence, ici le centre de la période, et nous y alignons le barycentre de la distribution de chacune des lignes repliées. Le résultat est donné dans la partie droite de la figure 5.8 : on gagne plus d'un ordre de grandeur sur la dispersion en ordonnée.

Une fois toutes les lignes alignées par temps de pose, on peut comparer le profil de Ronchi pour les différents temps de pose. Le résultat est montré en figure 5.9 pour une mire de Ronchi parallèle aux colonnes, et en figure 5.10 pour une mire de Ronchi parallèle aux lignes.

5.3.3.3 Modélisation des profils de Ronchi par des splines

Pour comparer quantitativement les profils entre eux, il faut maintenant les modéliser. L'idée originale de la méthode était de comparer pixel à pixel sans passer par un modèle, mais ce n'est pas possible puisque les profils bougent légèrement physiquement et qu'il a fallu les aligner. Il est possible de modéliser les profils par une fonction carré convoluée à une gaussienne, mais nous avons choisi les splines, qui laissent plus de liberté, notamment pour modéliser la pente au maximum (voir figure 5.9).

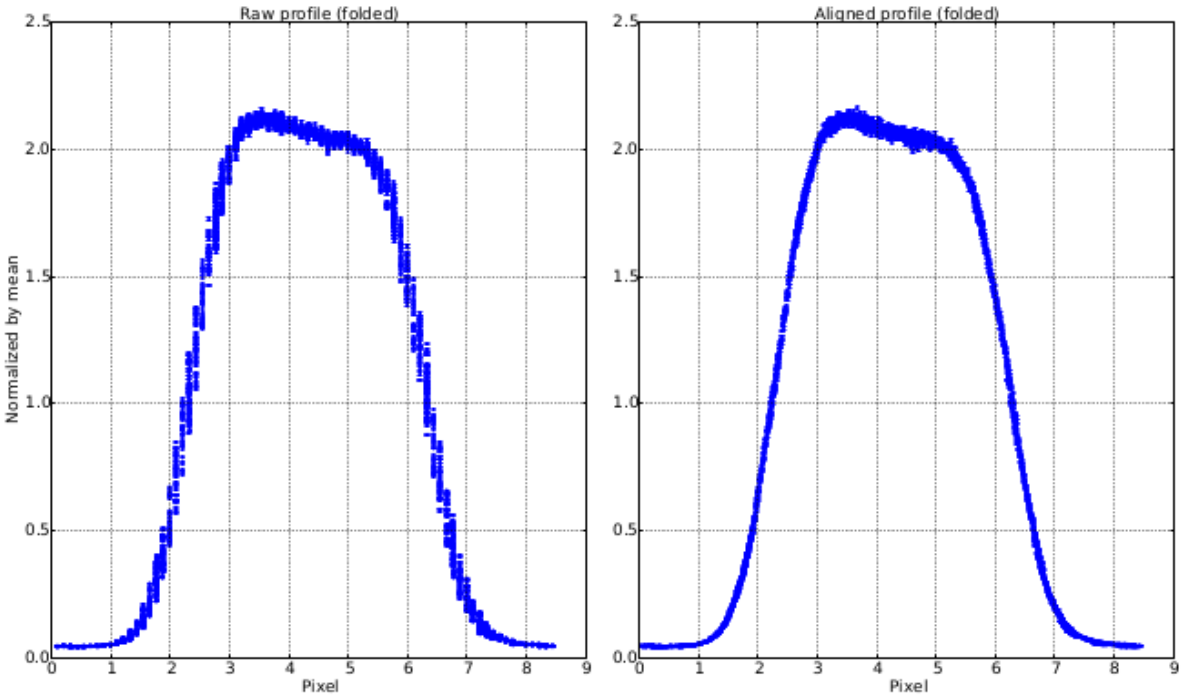


FIGURE 5.8: Profil de Ronchi parallèle aux colonnes avant et après alignement du barycentre. 700000 pixels par temps de pose (200 fois moins sur cette figure). Ici on ne montre qu'un seul temps de pose.

Nous utilisons une spline d'ordre 4 (degré 3), dont nous plaçons les nœuds tous les demi-pixels. Pour chaque intensité, en posant un critère sur la dispersion des résidus à l'ajustement d'une spline sur le profil de Ronchi, environ 8 % des points sont rejetés. Ces points peuvent correspondre à un problème de repliement ou à un problème de focus si la zone de l'image n'est pas bien sélectionnée. Sans problème de repliement ni de contraste, ces points sont répartis aléatoirement le long du profil.

5.3.3.4 Comparaison quantitative des profils de Ronchi en fonction du flux moyen

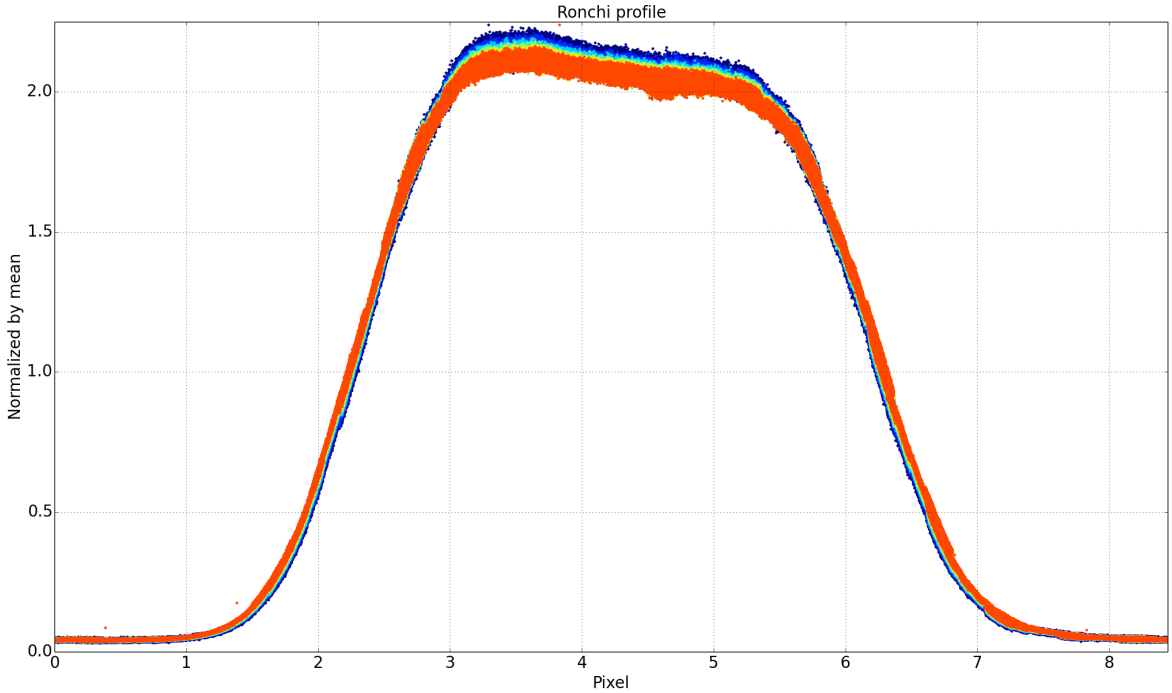
Une fois modélisés, nous pouvons comparer les profils en faisant le rapport de chacune des intensités normalisées par leur moyenne par le profil de plus faible intensité, là où les conséquences de l'effet brighter-fatter sont moins importantes. On a donc, avec P_i un profil quelconque et P_{min} le profil d'intensité moyenne la plus faible :

$$\frac{P_i/\langle P_i\rangle - P_{min}/\langle P_{min}\rangle}{P_{min}/\langle P_{min}\rangle} \tag{5.3}$$

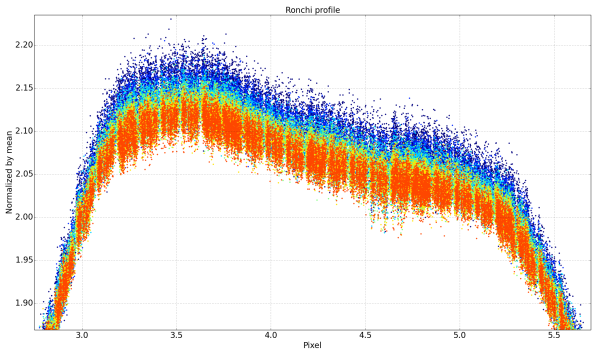
Un exemple est donné en figure 5.12, exemple qui sera commenté plus en détail dans la partie 5.3.5. Une telle comparaison de profil nous permet aussi d'évaluer l'efficacité de la méthode de correction de l'effet brighter-fatter décrite en 6.5. C'est ce qui sera montré dans la partie 6.6.

5.3.4 Données

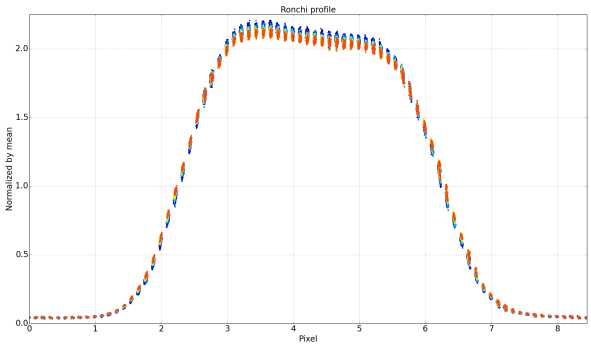
Les données ont été prises à une longueur d'onde de 650nm avec la lampe spectrale QTH. Il y a 6 temps de pose répartis régulièrement, avec un flux maximum sur le pic compris entre



(a)



(b)



(c)

FIGURE 5.9: (a) : Profil de Ronchi parallèle aux colonnes après le repliement. Du bleu vers le rouge correspond aux temps de poses du moins intense au plus intense. $4.2.10^6$ points en tout. L'effet brighter-fatter est très bien visible, surtout sur le maximum, que l'on voit diminuer en fonction du flux. Ce qui est intéressant est l'effet sur les pentes : on y voit les charges s'y accumuler un peu plus en fonction du flux, le profil devenant plus épais à la base. Les pentes du Ronchi sont très abruptes et correspondent à une PSF de $0.6 \sim 0.7$ pixels. La pente sur le maximum (le Ronchi doit normalement être plat) peut s'expliquer par un motif mal imprimé sur la mire. Ce n'est pas une asymétrie au niveau du sens de lecture, puisque la *Charge Transfer Inefficiency* est inférieur à $5x10^{-6}$. (b) : Les points semblent régulièrement répartis le long de tout le profil, mais ce n'est pas le cas. En zoomant sur le maximum, on s'aperçoit que les points s'accumulent en fait autour de certaines zones. En effet, cela vient du repliement et de la période calculée, la dispersion autour de ces zones venant principalement des mouvements du banc corrigés. (c) : Avec 50 fois moins de points, on remarque bien les zones d'accumulation des points repliés.

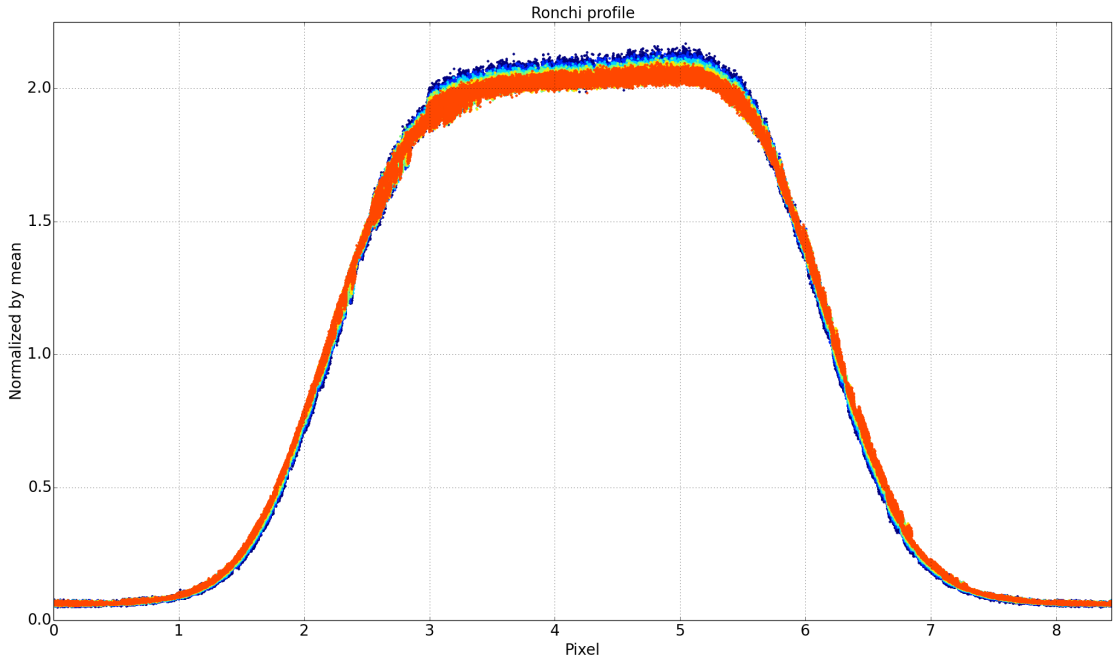


FIGURE 5.10: Profil de Ronchi parallèle aux lignes après le repliement. La pente sur le maximum est dans l'autre sens. L'inclinaison et le sens de la pente dépend de la zone sélectionnée sur l'image (voir figure 5.11).

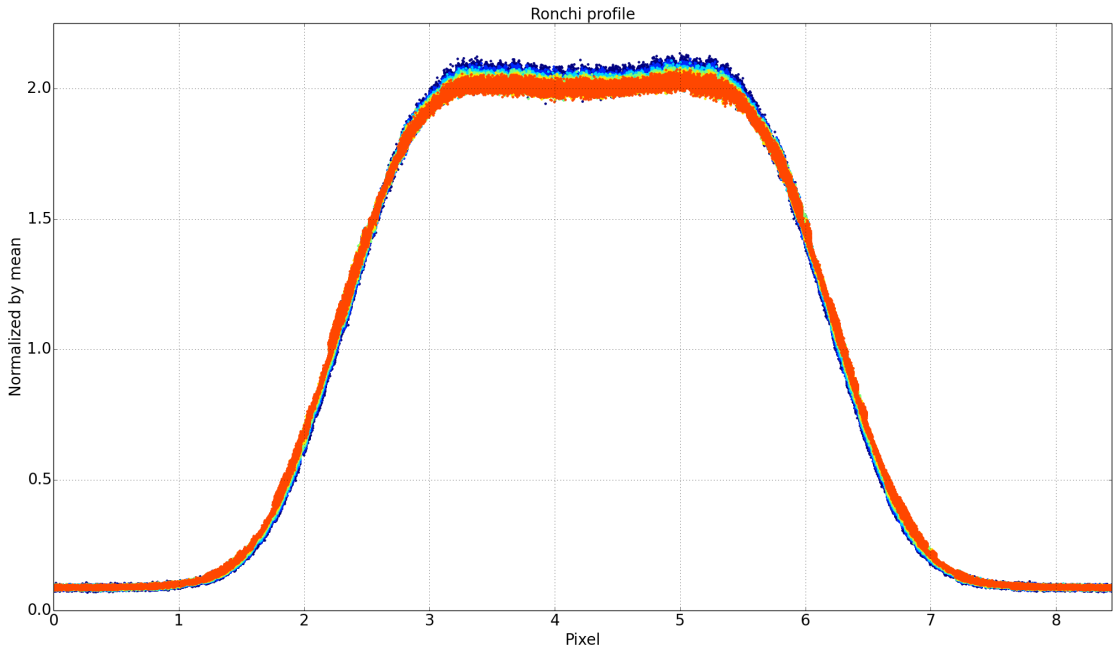


FIGURE 5.11: Profil de Ronchi parallèle aux lignes après le repliement. La pente sur le maximum n'est plus présente. C'est une zone différente de l'image qui a été sélectionnée, avec un plus faible contraste : [25 :75,1200 :1300], de l'autre côté du centre optique (voir figure 5.4).

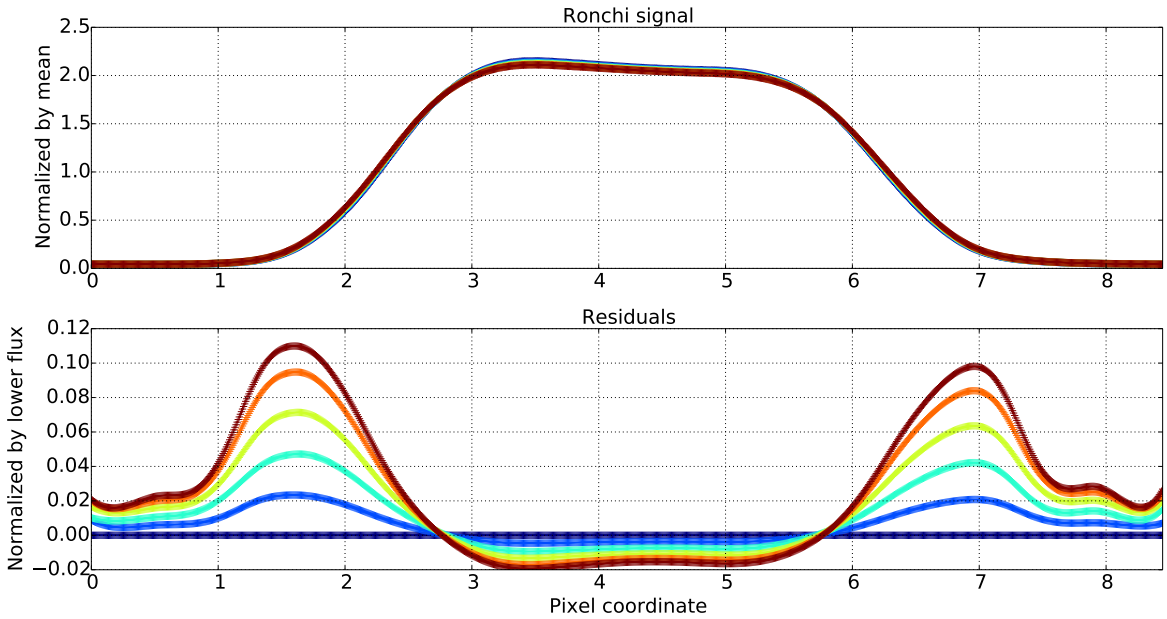


FIGURE 5.12: Ajustement de spline sur des profils de Ronchi, d'intensités moyennes au maximum comprises entre 16000 à 70000 électrons, pour des franges de Ronchi parallèles aux colonnes. Sur la figure du bas, chacune des intensités normalisées est divisée par le profil de plus basse intensité. Les défauts et les excès de charges sont bien visibles en fonction du flux. Sur le maximum, les défauts de charges atteignent $\sim$ 2 %. Dans le minimum, les excès de charges atteignent $\sim$ 2 %. C'est à la base des pentes que la différence est la plus importante : l'excès de charges atteint les 10 % au plus haut flux. Sur les bords, l'ajustement n'est pas robuste. Pour modéliser convenablement le profil dans le minimum, nous pouvons simplement changer la position de référence du barycentre afin de placer le milieu du minimum sur le milieu de la période.

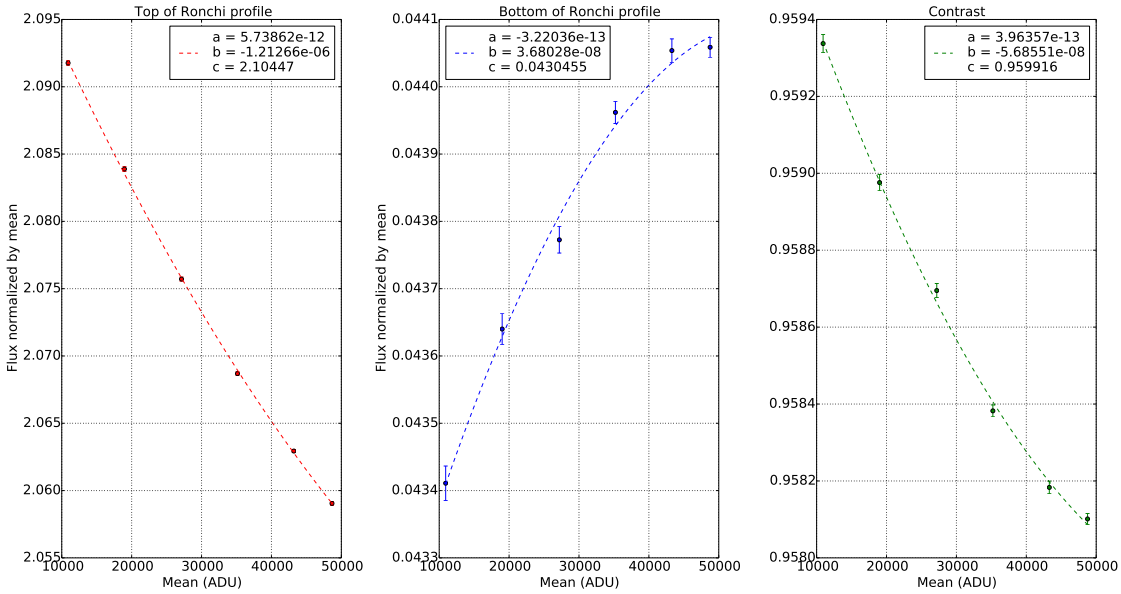
16000 à 70000 e^-, et 140 images par temps de pose. Les illuminations sont faites sur le canal 12 du CCD E2V-250-15433-18-01.

5.3.5 Résultats

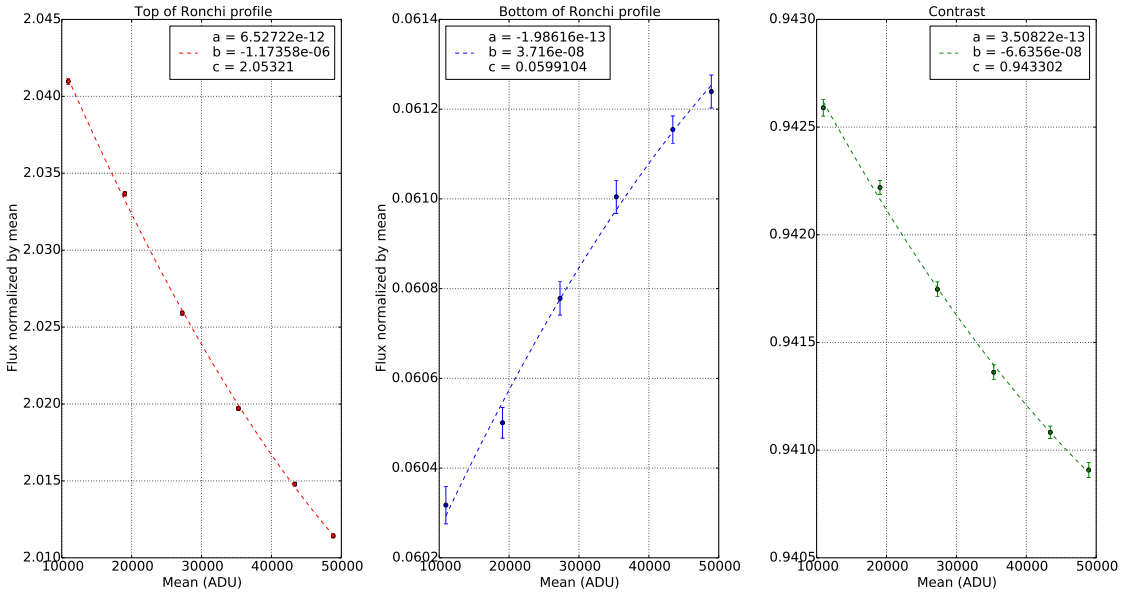
L'effet brighter-fatter est bien visible au maximum et au minimum sur la figure 5.12, mais aussi à la base des pentes. La comparaison entre les profils de différentes intensités est montrée en figure 5.12.

Nous pouvons ensuite étudier quantitativement la baisse de contraste en fonction du flux. Pour ce faire, nous analysons l'évolution du point milieu du maximum et du minimum du profil. Nous ajustons aux données un polynôme quadratique de la forme $ax^2 + bx + c$. L'erreur sur la valeur de ce point correspond à l'erreur sur la moyenne, $\sigma/\sqrt{N}$, de N points dans un échantillon centré sur le point milieu du maximum (ou du bas), dont la dispersion en x est de $\sim 2.10^{-4}$ pixels : chaque échantillon contient 100 points.

L'évolution n'est pas linéaire, le χ^2/dof est meilleur dans chaque cas pour un ajustement quadratique : pour le maximum il est de $\sim$ 3.5, et pour les deux autres courbes $\sim$ 2. On remarque que le contraste est légèrement plus faible dans le cas des Ronchi parallèles aux lignes. Il est difficile de conclure sur l'origine de cette différence. Cela pourrait être une anisotropie de l'effet brighter-fatter, mais dans ce cas le contraste devrait être le même à bas flux, là où l'effet brighter-fatter est faible : seule la pente devrait changer. Cependant, on observe aussi une différence de



(a)



(b)

FIGURE 5.13: En fonction du flux, on analyse le déplacement du milieu du maximum (en rouge) ou du minimum (en bleu) du profil de Ronchi. Le contraste est donné sur les figures de droite (en vert), il correspond à la différence de la figure de gauche et du milieu normalisée par leur somme, soit $(I_{max} - I_{min})/(I_{max} + I_{min})$. La baisse de contraste est visible dans les deux directions (a) : Ronchi parallèles aux colonnes. (b) : Ronchi parallèles aux lignes. On remarque que le contraste est moins bon ici, sans doute à cause d'une légère variation de focus (voir figure 5.4). Il est tout de même globalement très bon (supérieur à 94 %).

pente (coefficient b) dans les deux cas, pente qui est plus importante dans le cas des Ronchi

parallèles aux lignes, même si l'anisotropie n'est pas aussi importante que pour l'étalement des spots.

L'origine de cette différence de contraste à bas flux provient peut être d'un problème de mise au point. Seulement, dans les deux cas, la mire a juste tourné de 90 degrés : le focus n'a a priori pas changé, sauf si dans son support la mire n'est pas strictement parallèle au plan du CCD. Cependant, ce n'est pas la même portion de l'objectif qui est illuminée (voir figure 5.4), ce qui peut avoir un impact sur le contraste.

5.4 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre une nouvelle méthode pour mettre en évidence l'effet brighter-fatter. Dans le même principe que la méthode de mesure d'élargissement des spots, la méthode des profils de Ronchi nous permet de mesurer localement sur le CCD l'étalement d'illuminations caractéristiques dans les deux directions des colonnes et des lignes du CCD. Elle permet d'une part d'avoir accès à une statistique importante, puisque sur une même pose il y a beaucoup plus de pixels utiles touchés par l'effet, et d'autre part de contraindre l'effet sur des images de meilleure qualité que les futures images de LSST. Cette méthode nous permet aussi de contraindre différemment le mouvement des frontières des pixels, puisque dans une des directions, le flux est constant, et donc les contraintes se compensent dans cette direction. Elle nécessite cependant la mise en place d'un dispositif optique dédié, un projeteur de frange du même type que celui qui a été décrit dans le chapitre 3. Enfin, elle permet d'évaluer, toujours avec beaucoup de statistique, l'efficacité et les limites de la méthode de correction de l'effet brighter-fatter, méthode que nous allons voir plus en détail dans le chapitre 6.

Chapitre 6

Mesure et correction de l'effet brighter-fatter

La musique, c'est du bruit qui pense.

Victor Hugo

Sommaire

6.1 État de l'art de l'effet brighter-fatter 96
6.1.1 L'impact de l'effet brighter-fatter sur la science 96
6.1.2 Approche phénoménologique de l'effet brighter-fatter 97
6.1.3 L'effet brighter-fatter en détail 102
6.2 Les données 104
6.3 Mesure des corrélations 106
6.3.1 Exploitation des illuminations uniformes 106
6.3.2 Extraction des corrélations 106
6.3.3 Élaboration des masques 107
6.4 Résultats 108
6.4.1 Sélection des canaux 108
6.4.2 Chromaticité 109
6.4.3 Corrélations en fonction de la tension de polarisation 111
6.4.4 Uniformité spatiale 112
6.4.5 Corrélations en fonction du nombre de phases collectrices 117
6.4.6 Corrélations à grande distance 119
6.4.7 Corrélations et covariances en fonction du flux 120
6.5 Correction de l'effet : méthode de *descrambling* 123
6.5.1 Modèle électrostatique simplifié 125
6.5.2 Densité de charge à la frontière entre deux pixels 128
6.6 Application de la méthode de *descrambling* sur des profils de Ronchi 130
6.6.1 Profils de Ronchi parallèles aux colonnes 130
6.6.2 Profils de Ronchi parallèles aux lignes 134
6.6.3 Explication de l'erreur de correction de la méthode de *descrambling* . . 138

6.6.4 Correction sur des images à plus faibles gradients 140
6.7 Problèmes 142
6.8 Conclusion 145

6.1 État de l'art de l'effet brighter-fatter

Une des manifestations de l'effet brighter-fatter (voir partie 2.2.2.2) est un élargissement de la PSF (Point Spread Function) avec le flux : plus le flux est important, plus la PSF est large. Un tel effet a évidemment un impact sur la science, impact qui devient toujours de plus en plus important à mesure qu'augmentent les exigences de précision des différents relevés astronomiques. Dans cette partie, je vais dans un premier temps expliciter un peu plus en détail l'impact du brighter-fatter sur la science, puis je compléterai la description de l'effet qui a été faite en 2.2.2.2. L'objectif de toute cette étude est de développer un outil qui sera capable de corriger les conséquences de l'effet brighter-fatter sur les images de science du LSST, et qui sera inclus dans sa chaîne d'analyse.

6.1.1 L'impact de l'effet brighter-fatter sur la science

Comme je l'ai décrit dans le chapitre 1, une des sondes cosmologiques principales de LSST sera les petites déformations gravitationnelles de galaxies d'avant plan sur la lumière de galaxies d'arrière plan. Cet effet est faible, de l'ordre du %, et c'est lui qui donne le plus de contraintes sur la précision photométrique de LSST. En effet, si LSST veut mesurer ces déformations, il lui faut corriger les déformations dues à l'effet brighter-fatter qui sont du même ordre de grandeur ($\sim$%). En pratique, c'est la forme des galaxies faibles qui est calibrée par des PSF issues d'étoiles brillantes. En effet, la forme intrinsèque d'une galaxie (faible flux) est évaluée en mesurant ses seconds moments, puis en leur soustrayant les seconds moments de la PSF (σ_x et σ_y) qui est évaluée sur des objets lumineux. Une PSF faussée, c'est à dire trop large car mesurée sur un objet plus lumineux, induit donc des seconds moments intrinsèques trop petits sur les galaxies, et donc la mesure de forme est biaisée. De plus, l'effet brighter-fatter étant anisotrope, il introduit dans la PSF une anisotropie artificielle qui se répercute sur la mesure de la forme intrinsèque de la galaxie. Dans [A81], l'impact de l'effet brighter-fatter doit être corrigé pour atteindre les objectifs de précision sur la science du *weak lensing* dans les données de la première année du relevé SSP avec la caméra HSC du télescope Subaru.

Nous voyons aussi que l'élargissement de la PSF avec l'augmentation du flux pose problème pour la méthode d'extraction de flux par mesure de PSF. La forme de la PSF est calibrée sur des objets qui sont en pratique beaucoup plus lumineux que les SNIa par exemple. Or l'effet brighter-fatter modifie la taille de la PSF en fonction du flux : l'erreur de calibration est donc au premier ordre proportionnelle au rapport des tailles de la vraie PSF sur la fausse. Même si cet effet est faible, s'il doit être pris en compte dépend de l'objectif de précision de la calibration photométrique. Par exemple, pour les CCD de MegaCam de 30 μm d'épaisseur il a été estimé dans [A71] que le biais relatif sur le flux entre les supernovæ et les étoiles tertiaires était de $3\text{x}10^{-4}$ et donc qu'il pouvait être ignoré car il n'affectait pas significativement la photométrie et la procédure de calibration. Cependant, le biais induit dépend du type de CCD utilisé : il est plus important pour des CCD dont le substrat est plus épais, et donc pour LSST dont les CCD font 100 μm cette calibration devient cruciale afin d'atteindre l'incertitude de calibration de flux inférieure à l'objectif des 0.2 %.

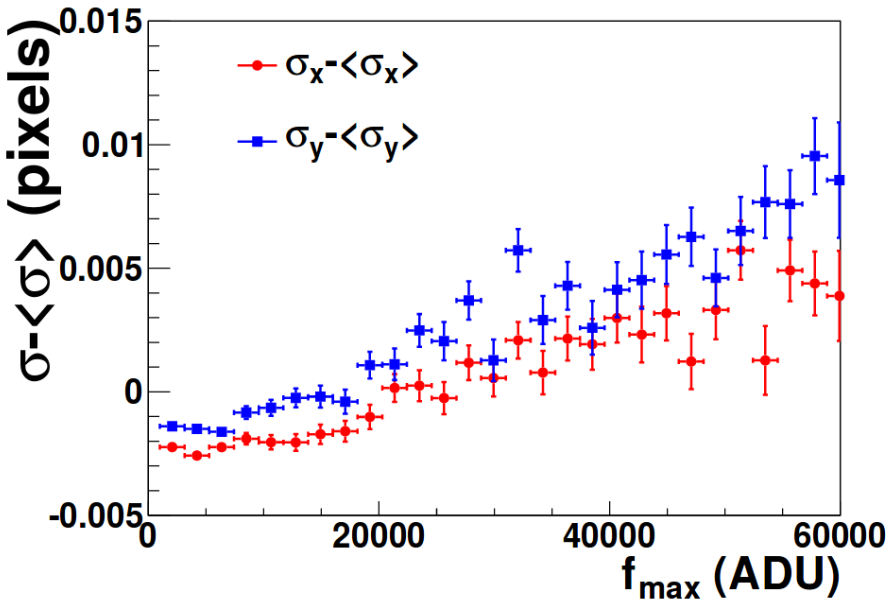


FIGURE 6.1: Différences des seconds moments des étoiles par rapport à la moyenne en fonction du flux moyen sur un CCD de MegaCam du CFHT. La taille apparente des étoiles varie de $\sim$ 0.5 % entre des étoiles très faibles et des étoiles quasiment saturées. Image issue de [A71].

Un autre aspect de l'effet brighter-fatter qui sera discuté plus loin dans ce chapitre est, si elle existe, sa chromaticité. Cette dernière peut en effet impacter les mesures de science. Les observations de LSST seront faites dans 6 filtres différents, dont les bandes passantes sont comprises entre 70 et 150 nm. Il faut être sûr que la PSF de deux objets de différentes couleurs est la même pour intercalibrer ces deux objets, même si les bandes passantes des différents filtres sont globalement étroites et que la chromaticité n'a pas été mesurée jusqu'à maintenant (voir 6.4.2).

6.1.2 Approche phénoménologique de l'effet brighter-fatter

Depuis son observation et la compréhension du phénomène physique sous-jacent à l'effet brighter-fatter, de nombreuses études et mesures ont été accomplies ainsi que des simulations électrostatiques et électrodynamiques [A1, A66, A79] afin d'affiner les modèles décrivant l'effet pour mieux le corriger sur les images de science. L'effet brighter-fatter possède deux manifestations. La première, que nous avons traitée au chapitre 5, est une modification de la forme des objets observés en fonction du flux. Dans la suite de cette partie, je vais décrire le modèle empirique qui rend compte de la seconde manifestation de l'effet brighter-fatter, qui est l'observation de corrélations dans des illuminations uniformes. Cette méthode de mesure a donné naissance à une méthode de correction qui s'implémente directement sur les images, avant tout traitement et sans faire d'hypothèse sur la forme des objets observés. Cette méthode de correction sera décrite dans la partie 6.5. Ensuite, toujours dans cette partie, je décrirai une amélioration de ce modèle.

Méthode de mesure

Une des manifestations de l'effet brighter-fatter se mesure par des corrélations entre pixels sur des images d'illuminations uniformes, ces corrélations expliquant l'augmentation du défaut[1] de variance observé sur une PTC à mesure que le flux augmente. La corrélation entre un pixel de référence $(0,0)$ et un autre de coordonnées (i,j) (voir figure 6.2) est donnée par :

$$R_{ij} = \frac{C_{ij}}{Var} \tag{6.1}$$

où $C_{ij} = Cov[Q_{00}, Q_{ij}]$ est une covariance avec Q_{ij} la charge dans le pixel de coordonnées (i,j), et $Var = C_{00} = Cov[Q_{00}, Q_{00}]$ la variance.

Ces corrélations sont mesurées sur des illuminations uniformes où la différence de charges entre deux pixels est due à l'arrivée aléatoire des photons sur le CCD. Puis, si un pixel cumule plus de charges que ses voisins, la déformation infime de ses lignes de champ est telle que les photons suivants qui se convertissent dans sa surface originale auront une plus forte probabilité de rejoindre les pixels voisins. Des corrélations positives sont ainsi créées. Enfin, pour être seulement sensible aux variations aléatoires d'intensité et non à d'éventuelles non-uniformités dans l'illumination, nous utilisons en fait la différence de paires d'illuminations pratiquement uniformes qui, à un facteur de proportionnalité près, conserve la variance et les covariances. Cela nous permet aussi de considérer par la suite que l'efficacité quantique est uniforme sur tout le CCD.

Paramétrisation et modèle empirique

Dans la grille de pixel du CCD, la charge contenue dans un pixel influence les quatre frontières de tous les autres pixels[2], y compris les siennes. On néglige ici les variations d'efficacité quantique entre les pixels[3]. Le déplacement $\delta^X_{i,j}$ d'une frontière du pixel $(0,0)$ causé par la charge $Q_{i,j}$ dans le pixel (i,j) est donné par [A1, A66] :

$$\frac{\delta^X_{i,j}}{p} = \frac{a^X_{i,j} Q_{i,j}}{2} \tag{6.2}$$

où p est la taille du pixel $(0,0)$[4]. Pour un pixel, ses frontières sont représentées par la variable $X \in \{(0,1),(1,0),(0,-1),(-1,0)\}$, soit dans l'ordre A, B, C et D pour nord, est, sud et ouest (voir figure 6.2). Le facteur $1/2$ est un facteur de normalisation. Ce sont les coefficients $a^X_{i,j}$ qui définissent le modèle. Pour des raisons évidentes (voir figure 6.2), ils doivent respecter les symétries suivantes :

$$a^X_{i,j} = a^{-X}_{-i,-j} \tag{6.3}$$

$$a^{0,1}_{i,j} = -a^{0,-1}_{i,j-1} \tag{6.4}$$

[1] Par rapport à la loi de Poisson.

[2] À grande distance, l'influence devient évidemment très faible car sont en jeu des interactions électrostatiques.

[3] Il est possible de mesurer la dispersion d'efficacité quantique sur un *superflat*, une illumination uniforme moyenne, construite avec un grand nombre d'illuminations uniformes. Sur un *superflat*, il n'y a plus d'effet brigther-fatter ni de variations de Poisson puisqu'elles sont moyennées. Il ne reste plus que les variations d'efficacité quantique, inférieures à 0.5% et donc bien inférieures aux variations de Poisson sur lesquelles sont mesurées l'effet brighter-fatter avec la méthode décrite dans ce chapitre.

[4] Les tailles des pixels sur un CCD sont différentes. Voir partie 2.2.1.

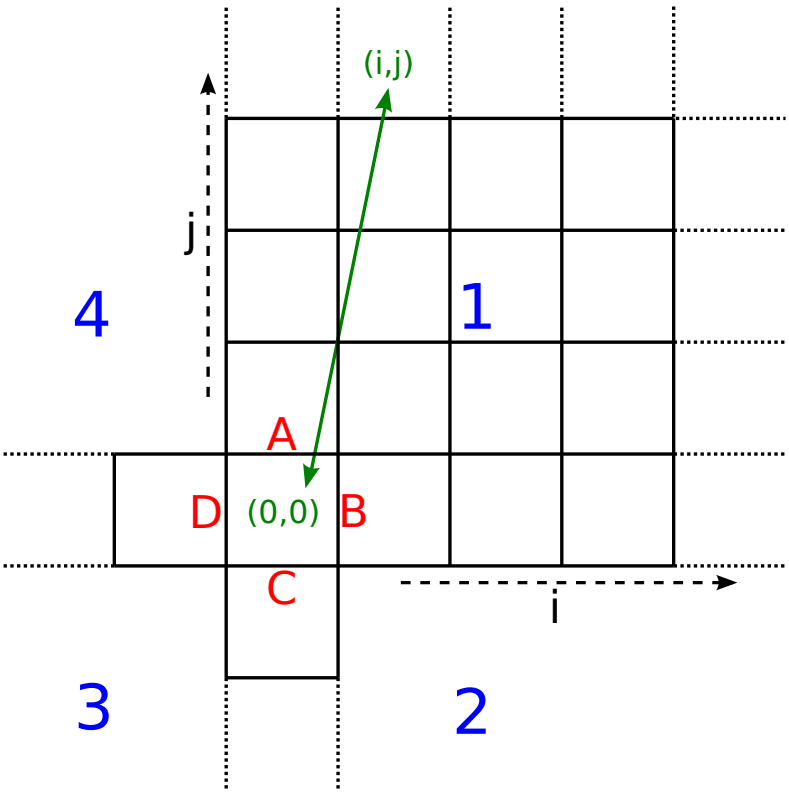


FIGURE 6.2: Les conventions de la grille de pixels. En rouge, le nom des différentes frontières que tous les pixels partagent avec ses voisins : A au nord, B à l'est, C au sud et D à l'ouest. En bleu, les différents quadrants 1, 2, 3 et 4. Les corrélations calculées dans 1 et 3 (ou 2 et 4) sont exactement les mêmes par symétrie centrale car les effets de *CTI* sont extrêmement faibles (inférieurs à 5x10^{-6} dans le sens des lignes et des colonnes) : nous pouvons donc doubler la statistique en prenant les quadrants 1 et 2 (ou 3 et 4).

6.3 pour la parité, et 6.4 pour la translation. De plus, si toutes les charges $Q_{i,j}$ sont égales, les frontières ne bougent pas car le champ total induit sur chacune d'entre elles s'annule, nous avons donc :

$$\sum_{i,j} a^X_{i,j} = 0, \forall X \tag{6.5}$$

Le déplacement total d'une frontière est donc la somme de toutes les influences de toutes les charges sur le CCD :

$$\frac{\delta^X}{p} = \sum_{i,j} \frac{\delta^X_{i,j}}{p} = \frac{1}{2} \sum_{i,j} a^X_{i,j} Q_{i,j} \tag{6.6}$$

Nous pouvons ensuite exprimer la charge qui est détournée du pixel $(0,0)$ à celui partageant la frontière X. Elle est proportionnelle au déplacement de X et à la densité de charge en X :

$$\delta Q^X_{0,0} = \rho^X_{0,0} \frac{\delta^X}{p} = \frac{\rho^X_{0,0}}{2} \sum_{i,j} a^X_{i,j} Q_{i,j} \tag{6.7}$$

Finalement, la nouvelle charge d'un pixel après détournement d'une partie de ses charges à ses voisins s'exprime par :

$$Q'_{0,0} = Q_{0,0} + \delta Q_{0,0} \tag{6.8}$$

avec

$$\delta Q_{0,0} = \sum_X \frac{\rho^X_{0,0}}{2} \sum_{i,j} a^X_{i,j} Q_{i,j} \tag{6.9}$$

Nous voyons ici qu'il est critique de bien estimer la densité de charge $\rho^X_{0,0}$ à la frontière X entre deux pixels. Quand une image est bien échantillonnée, c'est à dire que l'illumination qui arrive sur le CCD ne varie pas rapidement à une échelle inférieure à la taille d'un pixel, la moyenne[5] est un bon estimateur. Quelle que soit la manière dont on la définit, cette densité de charge $\rho^X_{0,0}$ est un arbitraire : la moyenne engendre peut être une trop grosse approximation de l'estimation de cette densité de charge dans certaines conditions d'illumination, estimation qui n'est pas suffisante si l'on souhaite accomplir une meilleure correction de l'effet brighter-fatter sur les images de science. On étudie la robustesse de différents estimateurs de charge en partie 6.5.2.

Développement dynamique des corrélations

Une avancée importante, présente dans [A66], a été d'estimer les coefficients $a^X_{i,j}$ à partir des corrélations statistiques entre pixels, mesurées dans des illuminations uniformes. Ces corrélations sont générées par les perturbations sur les champs de dérive des pixels. On a :

$$Cov(Q'_{i,j}, Q'_{0,0}) = V\mu \sum_{i,j} a^X_{i,j} \tag{6.10}$$

où $V = Cov(Q_{i,j}, Q_{i,j})$ est la variance des charges non perturbées, soit la variance de Poisson. Nous avons donc ici $V = \mu$, où μ est le niveau moyen de l'image. Nous allons dans la suite de cette section démontrer que cette relation n'est qu'une approximation de premier ordre et qu'elle peut être améliorée [O82]. En effet, la limitation du modèle précédent est que l'augmentation d'intensité de l'effet brighter-fatter au cours de l'intégration d'une image n'a pas été prise en compte. La philosophie du calcul qui va suivre est donc de modéliser l'évolution temporelle des corrélations lorsque l'image se construit pendant une pose, afin d'accéder aux ordres supérieurs de l'effet brighter-fatter.

Dans ce problème d'électrostatique, nous avons deux types de charges qui sont, d'une part, les charges déjà accumulées dans les pixels et, d'autre part, les charges qui sont en train de dériver dans le substrat du détecteur. Dans une illumination uniforme, c'est le bruit de grenaille de tous les courants impliqués dans l'illumination qui définit l'évolution des corrélations.

Nous pouvons écrire l'évolution temporelle de la charge Q_{00} accumulée dans un pixel comme étant :

$$Q_{00}(t) = It + \int_0^t \epsilon(t')dt' \tag{6.11}$$

où I est le courant de photon moyen à l'entrée du pixel et ϵ les fluctuations de ce courant. L'efficacité quantique est supposée constante sur tout le CCD[6]. La charge Q_{00} qui est accumulée

[5] $\rho^X_{0,0} = (Q_{0,0} + Q_X)/2$

[6] Ce qui est justifié puisque nous calculons les corrélations sur des différences d'illuminations uniformes.

dans un pixel dévie Q_{ij} qui arrive sur les pixels voisins. Les altérations au courant sont linéaires par rapport à Q_{00} :

$$\dot{Q}_{ij} = I(1 + k_{ij}Q_{00}) \tag{6.12}$$

avec :

$$k_{ij} = \sum_X a_{i,j}^X \tag{6.13}$$

où k_{ij} représente la force et le sens de l'interaction. Comme les fluctuations à différents temps sont indépendantes, nous avons :

$$Var[Q_{00}(t)] = Cov[Q_{00}, Q_{00}] \equiv C_{00} = \int_0^t \epsilon^2(t')dt' \tag{6.14}$$

Nous définissons $C_{ij} \equiv Cov[Q_{ij}, Q_{00}]$. Nous pouvons donc ensuite écrire la variation temporelle de ces C_{ij} comme étant :

$$\dot{C}_{ij} = Cov[\dot{Q}_{ij}, Q_{00}] + Cov[Q_{ij}, \dot{Q}_{00}] = 2Ik_{ij}C_{00} \tag{6.15}$$

puisque $Cov[\dot{Q}_{ij}, Q_{00}] = Ik_{ij}C_{00}$ et que les rôles des deux pixels peuvent être échangés.

Si nous ré-échantillonnons les illuminations uniformes en des pixels suffisamment gros, la variance doit retrouver son comportement de Poisson, c'est à dire que $C_{00}(t) \propto t$. Nous pouvons donc écrire une relation qui correspond à la *conservation des fluctuations* :

$$\sum_{ij \neq 00} C_{ij}(t) + C_{00}(t) = V_I t \tag{6.16}$$

où V_I est la variance de Poisson par unité de temps en l'absence d'interaction ($k_{ij} = 0$). Nous pouvons ainsi définir la quantité importante qu'est le *déficit de variance* :

$$D \equiv \sum_{ij \neq 00} C_{ij}(t) \tag{6.17}$$

ce qui nous amène à un système de deux équations différentielles à deux inconnues :

$$\dot{D} = 2IkC_{00} \tag{6.18}$$

$$D + C_{00} = V_I t \tag{6.19}$$

avec :

$$k = \sum_{ij \neq 00} k_{ij} \tag{6.20}$$

En imposant la condition aux limites $D(0) = 0$, nous obtenons :

$$D = V_I t - \frac{V_I}{2Ik}[1 - e^{-2Ikt}] \tag{6.21}$$

$$C_{00} = \frac{V_I}{2Ik}[1 - e^{-2Ikt}] \tag{6.22}$$

que nous pouvons ré-écrire en posant $\mu \equiv It$ la moyenne de l'image et $V \equiv V_I t$ sa variance de Poisson :

$$D = V - \frac{V}{2\mu k}[1 - e^{-2k\mu}] \tag{6.23}$$

$$C_{00} = \frac{V}{2\mu k}[1 - e^{-2k\mu}] \tag{6.24}$$

Nous avons ici deux résultats importants. En équation 6.24 la forme exacte de la PTC. En équation 6.23, nous en déduisons que le rapport C_{ij}/k_{ij} est indépendant de i et j, et qu'il vaut D/k. Un développement de Taylor nous donne :

$$D = Vk\mu[1 - \frac{2}{3}k\mu + O[(k\mu)^2]] \tag{6.25}$$

$$C_{00} = V[1 - k\mu + \frac{2}{3}(k\mu)^2 + O[(k\mu)^3]] \tag{6.26}$$

d'où :

$$C_{ij} = V\mu k_{ij}[1 - \frac{2}{3}k\mu + O[(k\mu)^2]] \tag{6.27}$$

Nous retrouvons le résultat de l'équation 6.10, c'est à dire qu'au premier ordre les covariances sont proportionnelles au produit $V\mu$. De plus, en comparant les équations 6.10 et 6.27, nous constatons que la variance V de Poisson est maintenant affectée de termes correctifs. Il est essentiel de les prendre en compte. En effet, des études préliminaires sur des PTC ont montré que le terme $\frac{2}{3}k\mu$ pouvait atteindre les 14 % sur le CCD E2V-250-15433-18-01.

Une fois le paramètre k extrait d'une PTC, la mesure des covariances C_{ij} permet d'extraire les paramètres k_{ij} qui sont les informations essentielles pour corriger les conséquences de l'effet brighter-fatter sur les images de science. Nous avons :

$$C_{ij} = \frac{k_{ij}}{k}D \tag{6.28}$$

$$= \frac{k_{ij}}{k}V\left[1 - \frac{1}{2k\mu}(1 - e^{-2k\mu})\right] \tag{6.29}$$

$$= \frac{k_{ij}}{k}C_{00}\left[\frac{2k\mu}{1 - e^{-2k\mu}} - 1\right] \tag{6.30}$$

$$= C_{00}k_{ij}\mu\left[1 + \frac{1}{3}k\mu - \frac{1}{45}(k\mu)^3 + ...\right] \tag{6.31}$$

d'où :

$$k_{ij} = \frac{C_{ij}}{\mu C_{00}}\left[1 - \frac{1}{3}k\mu + \frac{1}{9}(k\mu)^2 + O[(k\mu)^3]\right] \tag{6.32}$$

6.1.3 L'effet brighter-fatter en détail

Au premier ordre, l'effet brighter-fatter est bien mesuré et expliqué. Cependant, comme nous allons le voir dans cette section, certaines de ses caractéristiques restent encore à approfondir.

C'est une partie importante de mon travail de thèse qui a été consacrée à l'étude fine d'une des manifestations de l'effet brighter-fatter. Dans la section suivante, je vais décrire les données que j'ai utilisées pour répondre aux questions posées, puis je présenterai et analyserai les résultats. L'objectif de tout ce travail est d'améliorer la correction de l'effet brighter fatter : actuellement, il est corrigé à hauteur de ~ 90 %[7] [A66].

Anisotropie

Nous savons que l'effet brigther-fatter ne se comporte pas de la même façon dans la direction des colonnes et dans la direction des lignes. Il y a en effet une réelle anisotropie x/y, où les déformations de la *Point Spread Function* sont plus importantes dans la direction des colonnes (y) que dans la direction des lignes (x). On explique simplement cette anisotropie par la différente origine des champs électriques qui contraignent les charges d'un pixel dans une direction ou dans l'autre. En effet, c'est dans la direction des colonnes que les charges sont transférées d'un pixel à l'autre, ligne par ligne vers le registre série : le champ électrique qui contraint les charges verticalement et qui est généré par les horloges parallèles est moins intense que celui qui contraint les charges horizontalement et qui est généré par les *channel stop* (voir figure 2.4a).

Manifestations de second ordre

Prédit par des simulations électrostatiques qui sont en bon accord avec les données, l'effet brighter-fatter est un effet fin, dont pour l'instant seuls les effets de premier ordre ont été observés. Il semble en effet que les corrélations entre les pixels croissent linéairement avec le flux [A66]. Cependant, de nombreuses études ont questionné ce point [A83]. Et maintenant, comme nous l'avons montré avec l'équation 6.27, nous avons un modèle, décrivant aux ordres supérieurs les corrélations en fonction du flux. Ce modèle peut être testé, ce qui sera montré à la partie 6.4.7.

Pour mesurer de tels écarts à la linéarité, il faut un banc optique stable ainsi qu'une électronique de lecture des CCD fiable afin de prendre suffisamment données. En effet, la précision statistique de n'importe quelle corrélation est $1/\sqrt{N}$, où N est le nombre de pixels sur lesquels elle a été mesurée [A66]. Chaque CCD E2V se compose de 16 canaux de lectures de 1 Mpix chacun : pour un canal d'une image, l'erreur statistique est donc de 1‰, quatre fois plus faible si on moyenne sur tous les canaux.

Plus on acquiert des paires d'illuminations uniformes, plus on diminue l'incertitude statistique sur la mesure des corrélations, ce qui nous permet d'accéder éventuellement à des manifestations du deuxième ordre de l'effet brighter-fatter.

Caractérisation à grande distance

En plus d'un banc optique extrêmement stable, la mesure des corrélations à grande distance nécessite un grand nombre de paires d'illuminations uniformes. En effet, il faut que l'incertitude ait un ordre de grandeur similaire ou inférieur à la valeur de la corrélation mesurée. Par exemple, comme on va le voir dans la partie 6.4.6, à plus de 10 pixels de distance, les corrélations sont de l'ordre de 10^{-4} à un niveau moyen de 80000. Il faut donc au moins 250 paires si l'on moyenne sur la moitié des canaux d'un CCD.

De plus, il faut aussi que le temps de calcul soit raisonnable : dans l'espace direct, il évolue en N^2 où N est la distance en pixel. Comme on va le voir dans la partie 6.3.2, passer dans l'espace de Fourier nous permet de calculer toutes les corrélations en même temps.

[7] L'efficacité est estimée par la correction apportée aux seconds moments sur des spots lumineux.

Dans [A1, A66, A79], les études ne se sont pas portées plus loin que 4 pixels de distance. Lors de ce travail de thèse, nous avons poussé les investigations jusqu'à une trentaine de pixels. Même si l'effet est faible pour deux pixels séparés par une grande distance, le nombre de pixels concernés croit en N^2, où N est la distance : l'effet cumulé sur tous les pixels décroît donc plus lentement. Il est donc nécessaire de comprendre le comportement des corrélations à grande distance, ce qui nous permet de mieux contraindre les modèles empiriques, pour mieux corriger l'effet.

La caractérisation à grande distance de l'effet brighter-fatter sera explicitée en partie 6.4.6, où l'on montrera notamment une première mesure d'une asymptote non nulle des corrélations à grande distance.

Chromaticité

Comme nous l'avons vu dans 6.1.1, la dépendance en longueur d'onde de l'effet brighter-fatter peut avoir un impact significatif sur la calibration d'objets physiques de couleurs différentes. Si elle existe, comment se caractérise la dépendance en longueur d'onde de l'effet brighter-fatter et peut-on l'expliquer ? Ces questions seront traitées en partie 6.4.2. Pour LSST, jusqu'à maintenant la chromaticité de l'effet brighter-fatter n'a pas été observée [A66]. Pour l'expérience DES (voir section 1.3.1) qui utilise des CCD différents, un légère dépendance en fonction de la longueur d'onde a été observée [A84].

Si une correction de l'effet brighter-fatter doit être appliquée en fonction de la longueur d'onde, il faudra au minimum caractériser l'effet pour chacun des filtres de LSST. En effet, il ne faut pas appliquer une correction commune sur les différents filtres si l'effet brighter-fatter ne s'y comporte pas de la même façon.

Géométrie des pixels

Quelle est la dépendance fine de l'effet brighter-fatter en fonction de la forme des lignes de champ au niveau du pixel ? On peut répondre partiellement à cette question en étudiant les corrélations en fonction du nombre de phases qui collectent les charges dans le CCD. Par défaut, les CCD E2V, qui possèdent quatre phases, collectent les charges sur deux phases, mais la collecte peut aussi se faire sur une ou trois phases. Cette caractérisation sera accomplie en partie 6.4.3 et en partie 6.4.5.

6.2 Les données

Toutes les données ont été acquises sur le banc optique développé au LPNHE lors de ma thèse et qui est décrit dans le chapitre 3. Le CCD utilisé est un CCD E2V-250, de numéro de série 15433-18-01. C'est un des deux types de CCD utilisés pour construire le plan focal de LSST. La non linéarité de la chaîne électronique est prise en compte et corrigée avant la production des résultats (voir partie 6.7).

Pour les illuminations nous avons utilisé la lampe QTH avec la fibre organique de plus gros rayon et l'ouverture maximale de 2 mm pour la fente du monochromateur afin d'avoir le plus de flux possible.

Pour nos études, la connaissance du gain de chaque canal est critique car la quantité importante pour la mesure des corrélations sont les charges, e^-, accumulées au fond des pixels. Nous avons donc besoin d'une PTC (voir section 2.1.4) de bonne qualité car c'est elle qui nous permet de mesurer les gains du CCD (voir table 6.1). La PTC utilisée se compose de 500 illuminations

uniformes (250 paires), prises sur 25 temps de pose régulièrement espacés entre 0.125 s et 3.0 s, pour des intensités moyennes allant de 3,000 e^- à 90,000 e^-. En réadaptant l'équation 6.24 (de dimension $(e^-)^2$), nous pouvons faire apparaître le gain :

$$C'_{00} = \frac{1}{2kG^2}[1 - e^{-2k\mu_A G}] \tag{6.33}$$

où C'_{00} est la quantité réellement mesurée, de dimension ADU^2, et μ_A la valeur du flux mesurée en ADU[8]. Avec un développement de Taylor, on retrouve la formule de second ordre usuelle, qui donne le gain comme étant l'inverse du coefficient du terme linéaire en μ_A, mais nous avons maintenant avec l'équation 6.33 une formule exacte pour la détermination du gain.

Les études des corrélations entre pixels ont été effectuées à partir de plusieurs séries d'illuminations uniformes, à un flux donné. Dans le soucis d'optimiser le temps d'acquisition et la stabilité, chaque série ne comporte pas le même nombre de paires d'illuminations comme nous allons le voir dans 6.4. En effet, pour certains objectifs, il n'est pas nécessaire d'avoir une très grande précision sur les corrélations à grande distance. Par exemple, pour les études en fonction de la tension de polarisation du CCD, les différences de comportement ne se voient qu'à courte distance, là où les corrélations sont plus fortes et donc là où l'incertitude n'a pas besoin d'être trop faible.

Pour l'analyse, il est important d'avoir des temps de poses typiques à ceux de LSST. En effet, on s'assure ainsi que l'électronique de lecture a les mêmes types de cycles de chauffage, afin que d'éventuels effets parasites liés à l'électronique soient du même ordre que ce que l'on obtiendra sur le télescope.

Canal	1	2	3	4	5	6	7	8
Gain	0.694	0.693	0.692	0.700	0.693	0.700	0.700	0.694

Canal	9	10	11	12	13	14	15	16
Gain	0.693	0.701	0.697	0.698	0.702	0.698	0.700	0.859

TABLE 6.1: Gains des différents canaux du CCD E2V-250-15433-18-01. La précision relative sur la mesure du gain est de ~ 3 ‰.

La stabilité des gains est critique. En effet, si les gains varient trop, ceux déterminés par la PTC ne nous permettent plus d'avoir accès à la même quantité d'électrons contenue dans chaque pixel de chaque canal. Lorsque le CCD est allumé, les gains varient fortement (de l'ordre de plusieurs pourcents) dans les dix minutes suivantes. Il faut donc attendre avant de commencer les acquisitions.

Ensuite, les gains dépendent de la température, qu'il est difficile de contrôler parfaitement dans la salle blanche climatisée où sont faites les mesures (voir partie 3.1.5). L'amplitude des variations de température dans la salle est de $0.2°C$, sur trente minutes à une heure de période. Cette variation de température n'est pas prise en compte : elle ajoute une erreur systématique sur l'estimation du gain. Il a été mesuré que pour une augmentation de température de $0.4°C$ sur 2 heures, le gain a varié de -0.07%.

[8]Dans 6.24, V = μ car V est la variance Poisson.

Un bon moyen de rejeter une paire d'illumination inutilisable[9] est de regarder directement pour chaque paire la moyenne des corrélations à grande distance, en pratique à plus de 20 pixels. On sait que cette moyenne doit être faible, de l'ordre de 10^{-4} pour un niveau moyen de 80,000 e^-. Si l'ordre de grandeur est supérieur, on rejette la paire. En pratique, sur toutes les données qui ont été utilisées pour cette analyse, le banc a été très stable : aucune paire n'a été rejetée.

Enfin, tout les défauts dans la stabilité de la lampe peuvent être corrigés grâce à une photodiode[10] (CLAP) qui contrôle le flux en sortie de la sphère intégrante.

6.3 Mesure des corrélations

6.3.1 Exploitation des illuminations uniformes

Afin de s'assurer que la moyenne de la différence de deux illuminations uniformes est nulle, on construit les paires en prenant deux images consécutives dans le temps. Même si cela nous permet de minimiser l'impact de certaines dérives[11], on regarde si les valeurs moyennes ne sont pas trop éloignées [12] : si c'est le cas, on rejette la paire, sinon, avant de faire la différence, on fait le rapport de l'une sur l'autre afin de ramener les flux moyens au même niveau.

Chacun des 16 canaux est traité séparément. La taille d'un canal est de 512x2002 pixels. Pour éviter des effets de bord qui ajoutent un excès de corrélation, on enlève 25 pixels sur chacun des côtés. Pour chaque image, on calcule la médiane de l'overscan, et on la soustrait ensuite à l'image.

6.3.2 Extraction des corrélations

Avec la méthode des illuminations uniformes, nous pouvons mesurer les corrélations de deux façons différentes : la première est dans l'espace direct et la deuxième dans l'espace de Fourier. Si la méthode de calcul dans l'espace direct est beaucoup plus rapide à courte distance, son temps de calcul est proportionnel à N^2, ou N est la distance en pixel. À partir de 7 pixels de distance, elle devient plus lente que l'autre méthode. En effet, quand nous calculons les corrélations dans l'espace de Fourier, nous les calculons toutes d'un coup, ce qui est très avantageux pour l'étude des corrélations à grande distance. Le temps de calcul ne dépend plus de la distance mais de la taille de la transformée de Fourier, qui est constante puisque qu'elle est proche de la taille de l'image.

Pour calculer beaucoup plus rapidement les corrélations sur de plus grandes distances, on utilise donc l'auto-corrélation d'un image I avec elle-même :

$$(I \star I)[n] = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} I^*[m] I[m+n] \tag{6.34}$$

[9] Par exemple pour laquelle le gain aurait fortement varié au cours de la lecture d'une des deux illuminations de la paire.

[10] Il faut prendre en compte que la réponse de la photodiode dépend de la température, ce qui nécessite une correction si les variations de température sont trop importantes dans la salle blanche.

[11] Température ou flux de la lampe par exemple.

[12] On s'assure ainsi que les corrélations estimées sur les deux illuminations uniformes de la paire sont du même ordre. Pour R_{01} surtout, une écart de 10% en flux amène un écart de ∼10% dans la valeur de la corrélation pour un flux moyen autour de $90000e^-$.

où $\star$ est la corrélation croisée et * le complexe conjugué. De plus, en passant par l'espace de Fourier et en utilisant un théorème analogue à celui du théorème de convolution, on peut écrire :

$$\mathcal{F}[I \star I] = \mathcal{F}^*[I]\mathcal{F}[I] \tag{6.35}$$

Finalement, en prenant la transformée de Fourier inverse $\mathcal{F}^{-1}$ de l'équation 6.35 précédente, on obtient les corrélations sur toute l'image :

$$I \star I = \mathcal{F}^{-1}(\mathcal{F}^*[I]\mathcal{F}[I]) \tag{6.36}$$

Pour s'assurer de la linéarité de la corrélation croisée dans le produit des transformées de Fourier, on complète les signaux en ajoutant des zéros à la fin[13]. De plus, les algorithmes de calcul de transformée de Fourier par FFT (Fast Fourier Transform) sont optimisés lorsque les côtés de l'image ont une longueur multiple de puissance de 2 : on ajoute donc des zéros de sorte à remplir aussi cette condition.

Enfin, on peut multiplier par deux la statistique des corrélations calculées : pour des raisons de symétrie, les corrélations calculées dans les quadrants 1 et 3 (voir image 6.2) sont exactement les mêmes. On peut donc calculer les corrélations dans les quadrants 1 et 2.

6.3.3 Élaboration des masques

Certains pixels doivent être masqués car la charge totale qu'ils contiennent n'est pas entièrement générée par l'illumination uniforme. Par exemple, quel que soit le temps de pose, un ou plusieurs rayons cosmiques peuvent se convertir dans le substrat du CCD, créant ainsi un excès de charges sur plusieurs pixels. D'autres défauts que l'on veut aussi masquer peuvent aussi apparaître, comme le *tearing*[14]. On construit alors un masque par image, masque qui doit être suffisamment robuste pour masquer les défauts sans trop affecter les variances et les covariances mesurées. Les deux images de la paire sont d'abord masquées individuellement : sont masqués les pixels avec un contenu à plus de 5 σ de la moyenne. Une fois les images individuellement masquées, le niveau moyen de chaque illumination uniforme est alors calculé. Ensuite, les pixels de la différence sont masqués à 4 σ. La coupure a évidemment un effet sur les variances et covariances, qui apparaissent plus faibles qu'elles le devraient [O85]. L'effet de la coupure si une distribution est tronquée à aσ est donnée par :

$$V(a) \equiv \frac{\int_{-a}^{a} x^2 e^{\frac{-x^2}{2}} dx}{\int_{-a}^{a} e^{\frac{-x^2}{2}} dx} = 1 - \frac{2ae^{\frac{-a^2}{2}}}{\sqrt{2\pi}.\mathrm{erf}(\frac{a}{\sqrt{2}})} \tag{6.37}$$

On obtient donc par exemple que, si on applique une coupure à 3 σ, la variance est réduite d'environ 2.7% et le gain est augmenté de la même quantité. Pour une coupure à 4 σ, la variance n'est réduite que de 0.1%.

Si la coupure a un effet sur les variances et les covariances, elle a donc aussi un effet sur les corrélations.

[13] En anglais, ce processus est appelé *zero padding*, soit *complétion de zéros* en français.

[14] C'est un effet électronique que l'on voit surtout dans les illuminations uniformes, et qui donne l'impression que l'image est *déchirée*.

6.4 Résultats

6.4.1 Sélection des canaux

Une fois les corrélations extraites pour chacun des canaux et avant de faire une moyenne sur tous les canaux afin de réduire l'incertitude statistique, il faut d'abord regarder le comportement individuel de chacun d'entre eux. On étudie les données à $650nm$, 10 paires d'illuminations uniformes pour 25 temps de pose (voir figure 6.3). Pour cette étude, on élimine les 4 premiers temps de pose pour toutes les corrélations et tous les canaux : à bas flux les corrélations sont assez peu linéaires. Cette non linéarité est d'origine électronique, et n'est pas celle qu'on recherche dans l'effet brighter-fatter[15]. À bas flux, les corrélations doivent tendre vers zéro, mais en raison de certains effets électroniques et notamment pour R_{10}, il peut y avoir un décalage par rapport à zéro (voir partie 6.4.7). Le canal 0, en bleu foncé sur la figure 6.3, est défectueux.

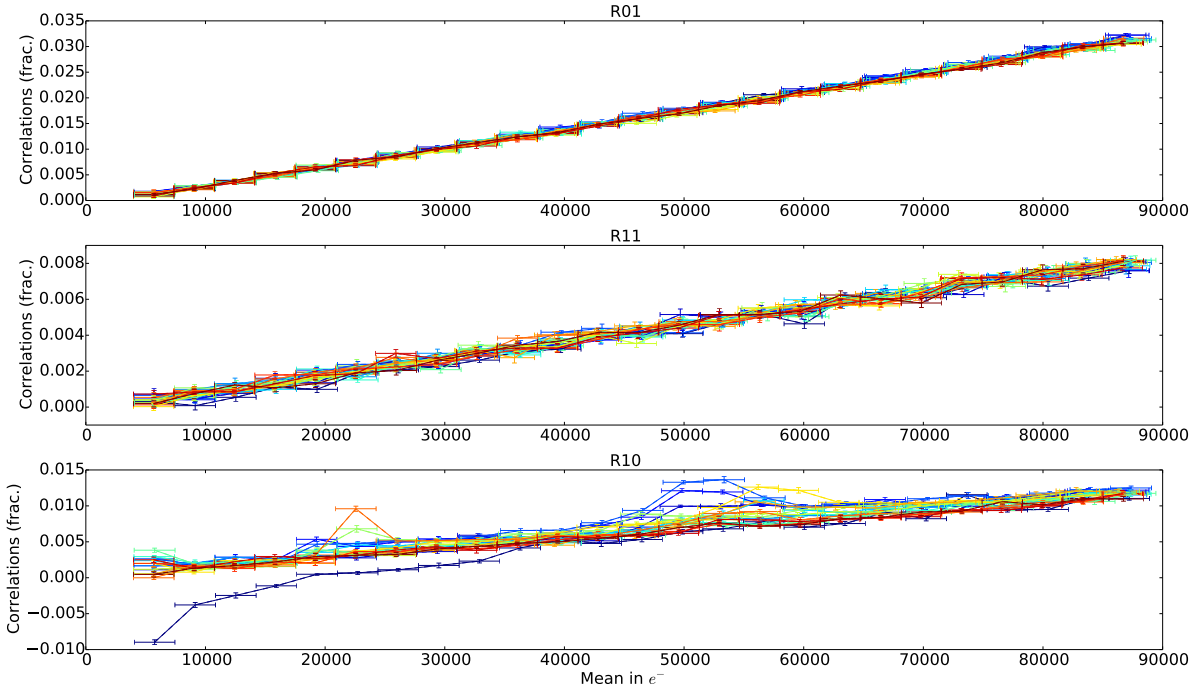


FIGURE 6.3: Corrélations en fonction du flux moyen par canal. R_{01} et R_{11} sont linéaires avec le flux pour tous les canaux. L'origine des dispersions observées pour R_{10} est pour l'instant inconnue.

Le principe est pour chacun des canaux du CCD d'une PTC, de calculer les corrélations pour chacun des flux, de normaliser par le flux moyen en électron, puis de projeter les corrélations à un même flux. Les corrélations étant linéaires au premier ordre, la dispersion autour de la moyenne doit être réduite pour les canaux qui n'ont pas de problèmes d'électroniques par exemple.

Sur la figure 6.4, on applique cette méthode pour les corrélations R_{01}, R_{11} et R_{10}. Si les deux premières corrélations ne nous permettent pas d'enlever les mauvais canaux, nous pouvons cependant voir un effet *haut/bas* sur R_{01}. En effet, le CCD est divisé en 16 canaux : nous appelons

[15] On peut s'en assurer en faisant varier les paramètres de l'acquisition pour toutes les étapes suivant la collecte de charge, là où l'effet brighter-fatter n'a plus d'influence. On fait ainsi varier le gain des amplificateurs du CCD ainsi que le gain de la chaîne électronique : en électron, ces non-linéarités sont indépendantes des valeurs des gains.

haut tous les canaux de numéro 8 à 15 et *bas* tous les canaux de numéro 0 à 7. Nous pouvons voir que pour R_{01}, les corrélations du *bas* du CCD sont toutes au dessus de la moyenne (sauf le canal 7), alors que celles du *haut* sont toutes en dessous de la moyenne. Il semble donc nécessaire de ne pas moyenner les corrélations des canaux du *haut* avec celles du *bas*. Cette différence reflète probablement une différence physique au niveau du CCD, un bon condidat étant la différence entre le *haut* et le *bas* du CCD du point de vue de la configuration des phases parallèles du CCD (voir section 6.4.5).

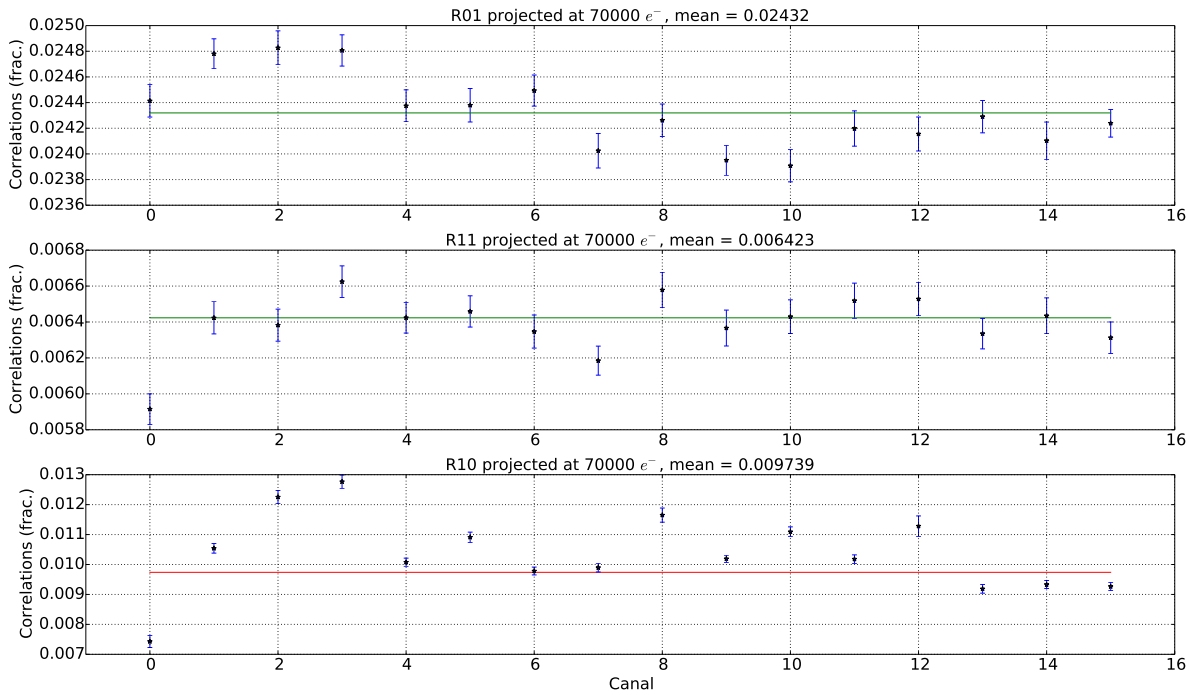


FIGURE 6.4: De haut en bas : R_{01}, R_{11} et R_{10}. Sur une PTC, on calcule ces corrélations pour chacun des canaux, on normalise par le flux moyen, puis on projette au même flux pour tous. Les barres d'erreurs représentent la dispersion sur la moyenne.

La corrélation R_{10} est elle beaucoup plus sensible à certains effets électroniques. Sur les figures 6.4 et 6.3 nous voyons que la dispersion de certains canaux est plus grande que d'autres. Nous sélectionnons les canaux linéaires pour toutes les corrélations, dont la dispersion est la plus faible : $[4, 6, 7]$ et $[9, 11, 13, 14, 15]$.

6.4.2 Chromaticité

Pour cette analyse nous avons utilisé 500 illuminations uniformes par longueur d'onde, soit 2000 en tout. Les longueurs d'onde utilisées sont 450, 650, 850 et 1000nm. La tension de polarisation du CCD est de -70V, la tension standard d'utilisation. La question est de savoir si toutes ou une partie des corrélations sont dépendantes de la longueur d'onde. Les résultats sont donnés dans la figure 6.5. L'incertitude statistique sur la mesure[16] des corrélations est de $\sim 3\text{x}10^{-5}$.

La première chose que l'on observe est que les corrélations proches ont toutes une dépendance en fonction de la longueur d'onde, et qu'à grande distance (> 5 pixels), l'effet brighter-fatter est

[16] On rappelle que l'incertitude sur la mesure de corrélation est donnée par $\frac{1}{\sqrt{N}}$. Elle ne dépend que du nombre de pixels sur lesquels nous avons fait la mesure des corrélations.

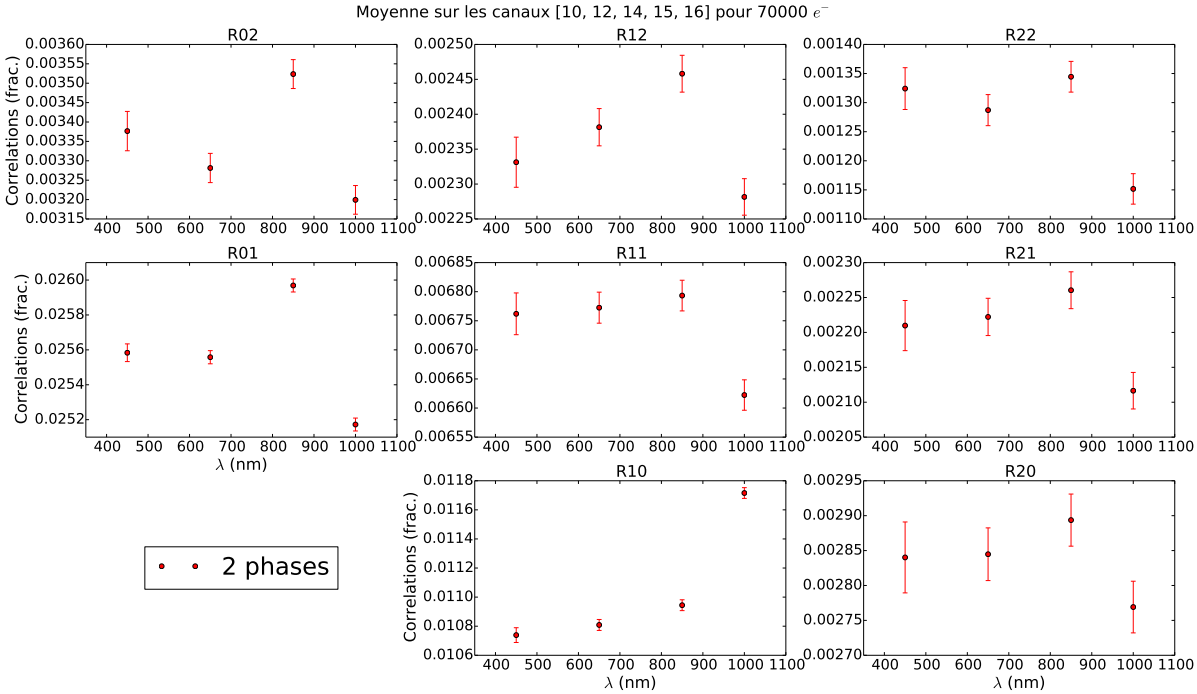


FIGURE 6.5: La dépendance en longueur d'onde n'est pas la même pour R_{10} et les autres corrélations. À grande distance, le brighter-fatter est toujours chromatique, les corrélations à 1000nm étant toujours et partout les plus faibles. La matrice des graphiques respecte la matrice des pixels : R_{10} est la corrélation pour le premier pixel dans le sens du registre série, *etc.*

toujours chromatique. Sauf pour R_{10}, on observe que la corrélation diminue dans le rouge. C'est en effet la première hypothèse que nous pouvons émettre : les photons bleus qui se convertissent plus haut dans le substrat du CCD sont plus sensibles à la déformation des lignes de champ de dérive (voir figure 6.6), déformation qui est plus importante vers la surface du CCD. De plus, les charges qui dérivent le long des lignes de champ subissent une déflexion par le champ électrique généré par les charges accumulées au fond d'un pixel. Cette déflexion est proportionnelle à l'intégrale de la composante normale de ce champ sur toute la distance de dérive. Il en découle que les charges issues d'un photon bleu, se convertissant majoritairement vers le haut du substrat, ont une distance de dérive plus importante et donc une déflexion plus importante que les photons rouges. Ces derniers, qui se convertissent aussi majoritairement vers le haut du substrat ont aussi une plus grande probabilité de se convertir vers le fond : leur déflexion est donc en moyenne plus faible.

Mais alors comment expliquer que nous observons l'inverse pour R_{10}, c'est à dire que les corrélations augmentent dans le rouge ? Une explication serait d'introduire une zone d'exclusion, là où le champ de dérive serait nul (voir figure 6.6). Les photons rouges se convertissant plus en profondeur dans le CCD peuvent se convertir dans cette zone : les électrons créés ne subissent alors que le champ des charges cumulées dans les deux pixels voisins à cette frontière. Le pixel le plus rempli crée un champ plus important, qui repousse la charge dans le pixel d'à côté : c'est notre excès de corrélation pour R_{10} dans le rouge. Cette proposition pourrait être vérifiée par une simulation électrostatique de type *Silvaco*.

Enfin, on observe que pour toutes les corrélations sauf R_{10}, la valeur à 850nm est systématiquement plus haute que les autres longueurs d'onde. Même si nous ne pouvons actuellement pas

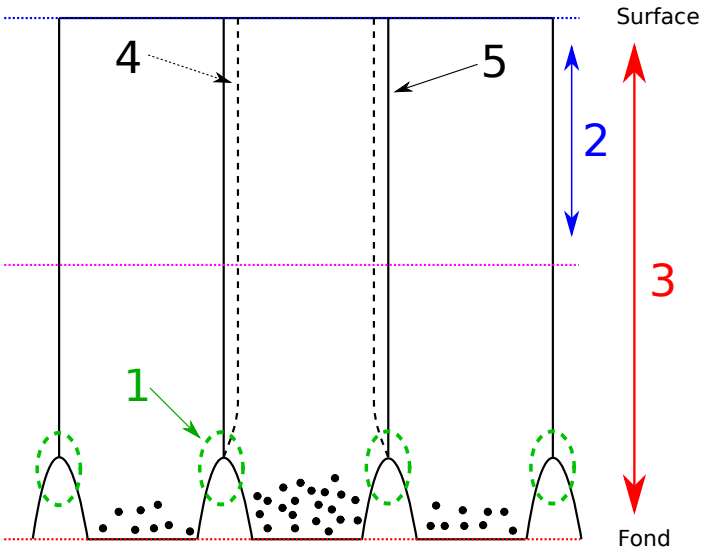


FIGURE 6.6: Dans le pixel central se trouve un excès de charge, qui déforme (4) les lignes de champ originales (5). Les photons *bleus* se convertissent majoritairement dans la partie supérieure du substrat du CCD (2) et les photons *rouges* se convertissent dans la partie (3) du CCD. L'absorption étant une loi exponentielle, beaucoup plus de photon *rouges* se convertissent en (2) que dans le reste du CCD, mais contrairement aux photons *bleus*, ils peuvent se convertir vers le fond. L'effet de la déformation des lignes de champ est ici amplifié. En (1) les zones d'exclusions, qui sont présentes dans les deux dimensions.

expliquer cet excès, il pourrait être lié à l'apparition de franges d'interférences[17]. Pour conclure, il est nécessaire d'accomplir une étude spécifique, comme examiner le comportement des corrélations lors d'un balayage fin en longueur d'onde autour des 850nm.

6.4.3 Corrélations en fonction de la tension de polarisation

Le comportement en fonction de la tension de polarisation *BSS* a déjà été mesuré dans [A66]. Le but de cette étude est d'obtenir des mesures plus précises pour aller plus loin dans l'explication du comportement observé.

Les données utilisées pour cette étude se composent de 100 illuminations uniformes pour chaque tension de polarisation et pour chaque longueur d'onde. Les résultats sont résumés dans la figure 6.7. Plus la tension *BSS* est forte, plus le champ électrique qui amène les charges au fond du pixel est intense. Les effets de diffusion sont donc plus faibles. De plus, les frontières des pixels se déplacent moins sous l'influence des champs électriques générés par les charges accumulées dans les pixels. Cette rigidification des frontières n'a pas les mêmes conséquences pour toutes les corrélations. En effet, alors que toutes les corrélations diminuent avec l'augmentation de la tension de polarisation, il est intéressant de noter que c'est n'est pas le cas pour R_{10} qui augmente en même temps que *BSS* (voir figure 6.7).

Pour expliquer la différence de comportement entre R_{01} et R_{10}, il faut considérer les déplacements de frontières associés à un changement de tension de polarisation *BSS* (voir figure 6.9). On ne considère ici que les déplacements de premier ordre, avec notamment les frontières verticales que l'on considère comme *rigides*. C'est précisément parce que les pixels $(0,0)$ et $(0,1)$ partagent une frontière commune mouvante en fonction de *BSS* (en vert sur la figure 6.9) que

[17]Pour plus de détails, voir la note 19 page 113 et la figure 6.11 de la partie 6.4.4.

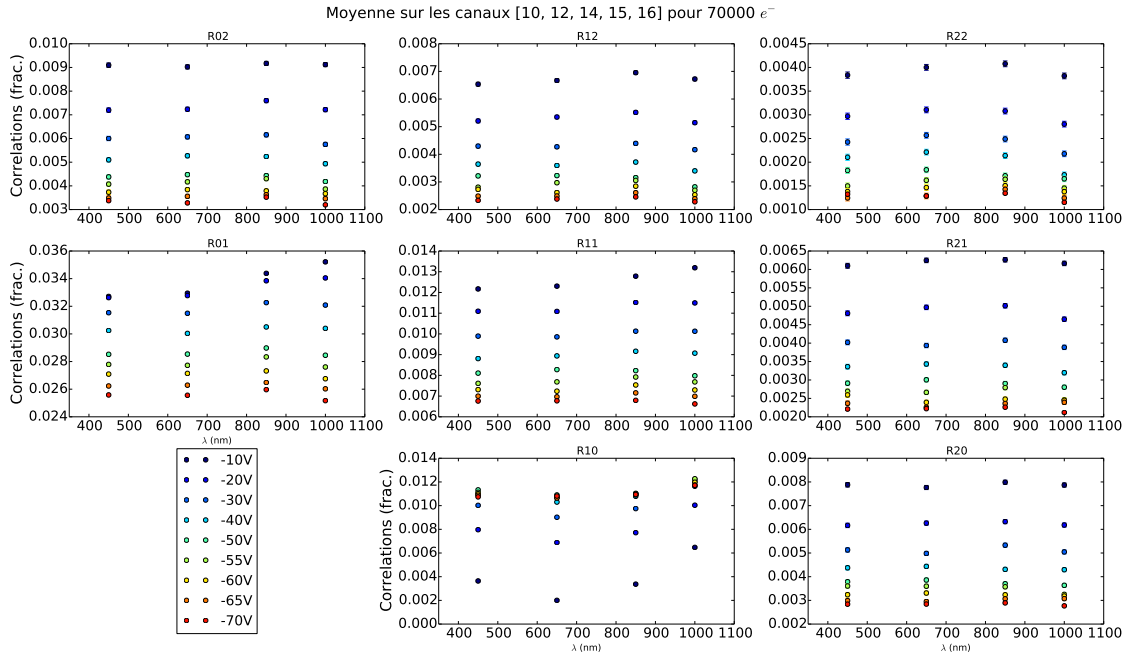


FIGURE 6.7: Comportement des corrélations en fonction de la tension de polarisation. La disposition des graphiques respecte la matrice des pixels. La légende en bas à gauche est commune à tous les graphiques. On donne en figure 6.8 le comportement plus précis des trois premières corrélations en fonction de la tension de polarisation.

les corrélations diminuent lorsque *BSS* augmente. En effet, en augmentant *BSS*, on rigidifie les frontières horizontales. Par conséquent, la frontière commune s'éloigne du centre du pixel $(0,0)$: la surface apparente du pixel $(0,0)$ augmente, alors que celle de $(0,1)$ diminue. Pour le pixel $(1,0)$, la frontière commune avec $(0,0)$ ne bouge pas au premier ordre : comme ses frontières se rigidifient, sa surface apparente augmente. C'est ainsi le cas pour toutes les frontières horizontales.

À plus grande distance du pixel $(0,0)$, les déplacements des frontières horizontales sont plus faibles car la projection perpendiculaire à la frontière de la force électrostatique est plus petite. Les déplacements des frontières verticales deviennent plus important que ceux des frontières horizontales justement à cause de la projection : les corrélations diminuent lorsque la tension de polarisation augmente.

Enfin, à basse tension *BSS*, on retrouve la même dépendance en longueur d'onde de R_{10} pour R_{01} et R_{11}, c'est à dire que les corrélations sont plus importantes dans le proche infrarouge et l'infrarouge (voir figure 6.7). Ceci peut s'expliquer par l'augmentation de la taille des zones d'exclusion introduites en figure 6.6. Avec la diminution de la tension *BSS*, le gradient entre la surface et le fond du substrat est réduit. Les champs au fond du pixels sont alors moins contraints, permettant à la zone d'exclusion de s'agrandir. C'est alors la répulsion des charges collectées dans le pixel qui domine, augmentant ainsi les corrélations à grandes longueurs d'onde.

6.4.4 Uniformité spatiale

Les données se composent de 250 paires d'illuminations uniformes à 650nm. Comme nous pouvons le voir sur la figure 6.10, les différentes corrélations ne se comportent spatialement

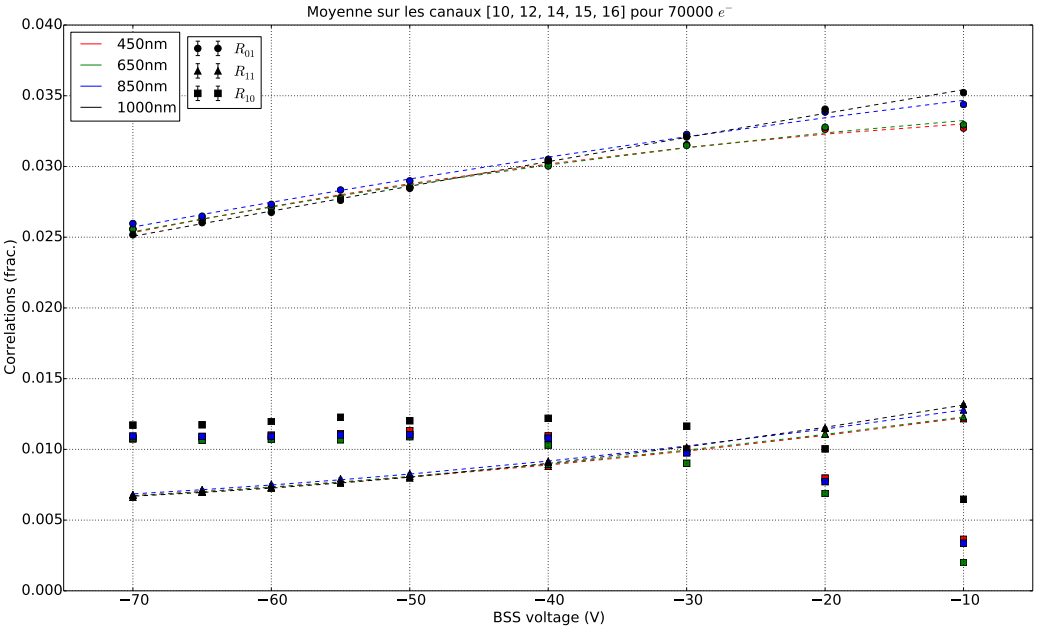


FIGURE 6.8: Les ronds sont pour R_{01}, les triangles pour R_{11} et les carrés pour R_{10}. Pour les quatre longueurs d'onde de l'étude, R_{01} et R_{11} sont ajustées à des fonctions quadratiques. Les résultats de l'ajustement sont donnés en table 6.2. Le comportement de R_{10} est plus particulier, un ajustement d'une fonction cubique donne un χ^2/dof de ~ 2.74.

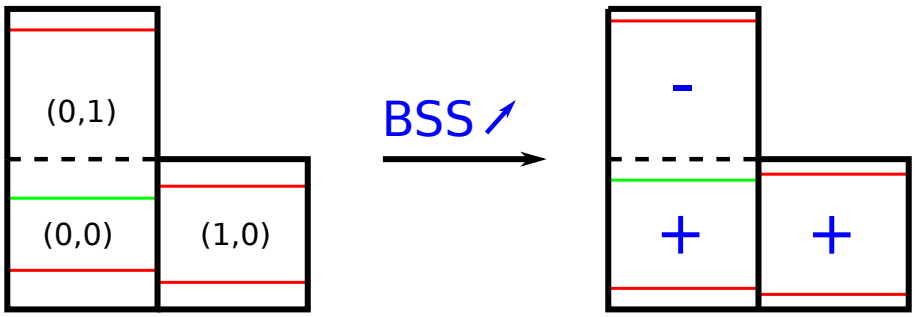


FIGURE 6.9: Quand la tension de polarisation augmente, les frontières se *rigidifient* : certaines surfaces augmentent, d'autres diminuent à cause d'une frontière partagée.

pas de la même façon. Alors que pour R_{11} nous ne voyons aucune variation spatiale[18], nous voyons clairement apparaître pour R_{01} un dipôle indépendant des différents canaux, avec en haut à droite des corrélations élevées et en bas gauche des corrélations plus faibles. Ce dipôle peut s'expliquer par une différence d'épaisseur de substrat d'un coin à l'autre du CCD que nous pouvons aussi déduire des motifs de franges[19] observés en proche infrarouge (voir figure 6.11).

Pour R_{10}, les corrélations sont dépendantes des canaux : cette dépendance peut trouver son origine dans les amplificateurs qui sont différents d'un canal à l'autre. À cause du comportement de R_{10}, même si cette dépendance peut *a priori* se corriger, il sera peut être nécessaire d'appliquer une correction canal par canal plutôt que sur l'image entière dans la chaîne d'analyse finale. Pour

[18] Probablement par manque de sensibilité.

[19] Les franges s'observent lorsque la lumière infrarouge (700nm et plus) est réfléchie par le fond du CCD et interfère constructivement ou destructivement avec la lumière incidente.

	a	σ_a	b	σ_b	c	σ_c	χ^2/dof
R_{01}	$-1.1\text{x}10^{-6}$	$0.3\text{x}10^{-6}$	$3.9\text{x}10^{-5}$	$0.3\text{x}10^{-5}$	$3.35\text{x}10^{-2}$	$0.05\text{x}10^{-2}$	8.70
R_{11}	$6.5\text{x}10^{-7}$	$0.9\text{x}10^{-7}$	$1.44\text{x}10^{-4}$	$0.07\text{x}10^{-4}$	$1.36\text{x}10^{-2}$	$0.01\text{x}10^{-2}$	0.95

(a)

	a	σ_a	b	σ_b	c	σ_c	χ^2/dof
R_{01}	$-8.71\text{x}10^{-7}$	$3.25\text{x}10^{-7}$	$6.14\text{x}10^{-5}$	$2.68\text{x}10^{-5}$	$3.39\text{x}10^{-2}$	$0.05\text{x}10^{-2}$	8.63
R_{11}	$6.10\text{x}10^{-7}$	$1.30\text{x}10^{-7}$	$1.4\text{x}10^{-4}$	$0.1\text{x}10^{-4}$	$1.36\text{x}10^{-2}$	$0.02\text{x}10^{-2}$	2.58

(b)

	a	σ_a	b	σ_b	c	σ_c	χ^2/dof
R_{01}	$-5.17\text{x}10^{-7}$	$3.39\text{x}10^{-7}$	$1.1\text{x}10^{-4}$	$0.3\text{x}10^{-4}$	$3.58\text{x}10^{-2}$	$0.05\text{x}10^{-2}$	12.0
R_{11}	$7.2\text{x}10^{-7}$	$0.9\text{x}10^{-7}$	$1.57\text{x}10^{-4}$	$0.07\text{x}10^{-4}$	$1.43\text{x}10^{-2}$	$0.01\text{x}10^{-2}$	1.50

(c)

	a	σ_a	b	σ_b	c	σ_c	χ^2/dof
R_{01}	$-1.08\text{x}10^{-7}$	$2.32\text{x}10^{-7}$	$1.64\text{x}10^{-4}$	$0.02\text{x}10^{-4}$	$3.71\text{x}10^{-2}$	$0.04\text{x}10^{-2}$	4.36
R_{11}	$1.00\text{x}10^{-6}$	$0.09\text{x}10^{-6}$	$1.88\text{x}10^{-4}$	$0.07\text{x}10^{-4}$	$1.49\text{x}10^{-2}$	$0.01\text{x}10^{-2}$	1.70

(d)

TABLE 6.2: ax^2+bx+c. (a) : première table, 450nm. (b) : deuxième table, 650nm. (c) : troisième table, 850nm. (d) : quatrième table, 1000nm.

une précision constante, cela impliquerait plus de données de calibration puisque les corrélations seraient moyennées seulement sur un canal, l'incertitude sur les corrélations étant 4 fois plus grande que sur l'image toute entière.

Corrélations en fonction de l'épaisseur du substrat

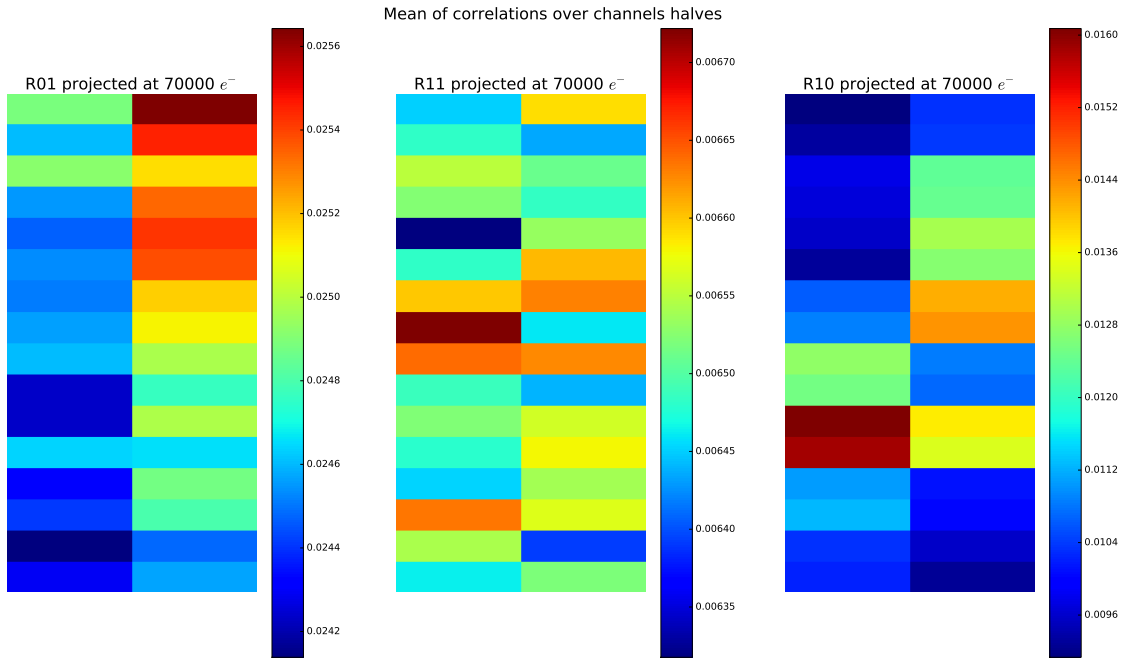
On peut ici analyser plus finement les corrélations en fonction de l'épaisseur du substrat, notre hypothèse pour expliquer le dipôle que nous voyons dans les corrélations R_{01}. Pour déterminer la différence d'épaisseur entre le coin supérieur droit et le coin inférieur gauche, on compte le nombre de franges du motif principal d'interférence qui séparent les deux coins : on en compte 42. En supposant que la lumière arrive perpendiculairement au plan du CCD, la relation entre le déphasage et l'épaisseur du substrat est donnée par :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}\delta = \frac{2\pi}{\lambda}n\Delta d \tag{6.38}$$

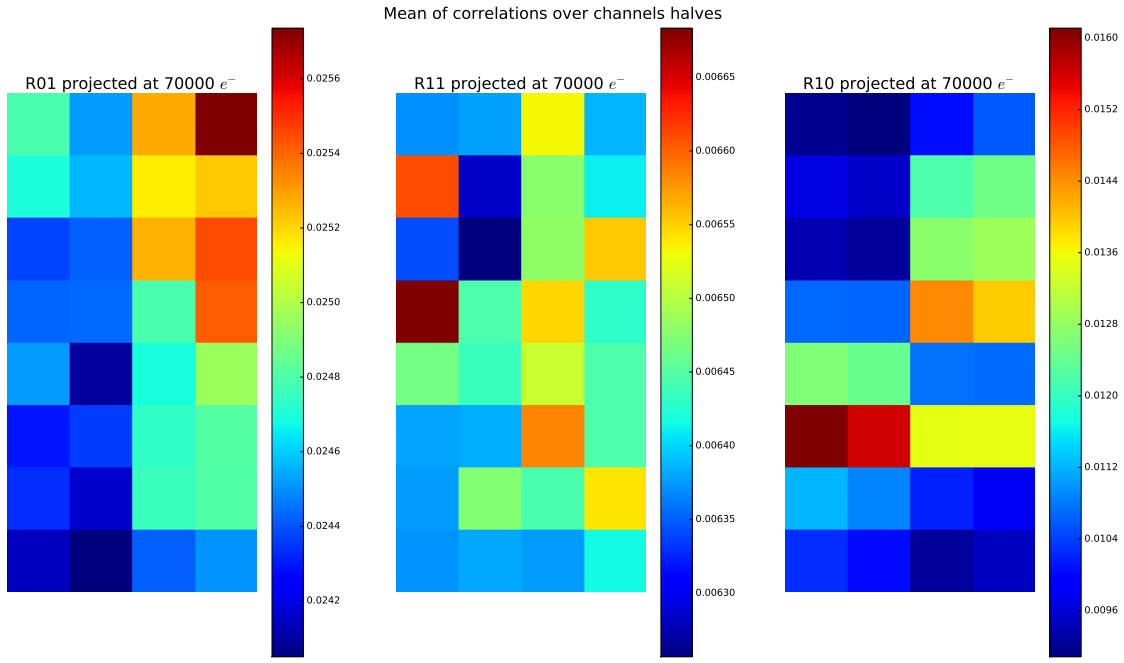
où n est ici l'indice du silicium, soit 3.54 à 170K et 990nm, et Δd la différence de chemin géométrique entre les deux coins, soit $\Delta d = 2\Delta e$ avec Δe la différence d'épaisseur entre les deux coins, la quantité que l'on recherche. Pour 42 franges entre les deux coins, on a donc $\Delta\varphi = 42\text{x}(2\pi)$, soit :

$$\Delta e = \frac{42\lambda}{2n} \sim 6\mu m \tag{6.39}$$

Cette différence d'épaisseur se transmet au niveau des corrélations par une différence d'intensité du champ de dérive qui amène les électrons au fond du pixel. En effet, la différence de



(a)



(b)

FIGURE 6.10: Visualisation spatiale des corrélations. Les proportions du CCD ne sont pas respectées. En (a) les moyennes sont calculées sur les moitiés *gauche/droite* des canaux, et en (b) sur les moitiés *haut/bas*. Le canal 1 se trouve en haut à droite, le canal 16 en haut à gauche.

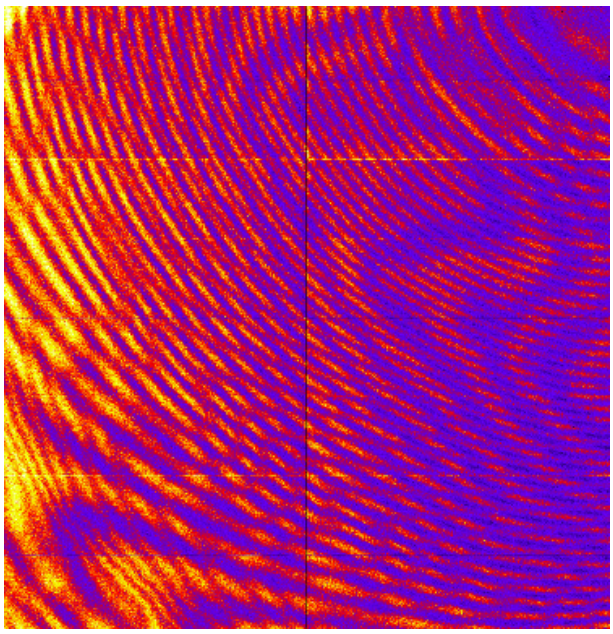


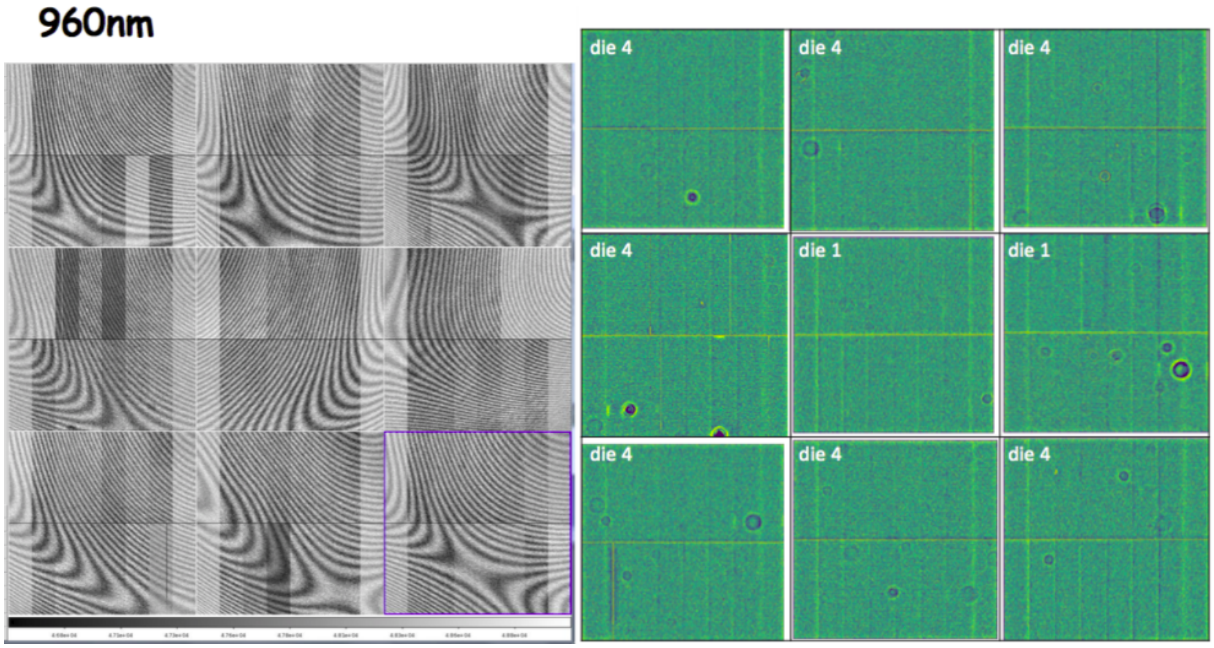
FIGURE 6.11: Franges d'interférence sur le CCD E2V-250-15433 utilisé pour toute l'étude. L'indice du silicium est de 3.54. Sur cette image prise à 991.21 nm, la différence d'épaisseur entre le coin supérieur droit (canal 1) et inférieur gauche (canal 9) est proche de $7\mu m$, soit 7% de l'épaisseur totale du substrat. Pour une épaisseur différente, la forme et l'intensité des lignes de champ sont légèrement différentes, ce qui expliquerait pourquoi nous observons ce dipôle sur la figure 6.10.

potentiel étant fixée, le gradient lui n'est pas le même si l'épaisseur n'est pas la même. On peut confirmer cette hypothèse en étudiant les corrélations à différentes tensions BSS.

Pour R_{01} dans le coin supérieur droit, la corrélation est de $\sim$ 0.0255, ce qui correspondrait à une tension BSS de $\sim$ -67.8 V (voir figure 6.8). Dans le coin inférieur gauche, la corrélation est de $\sim$ 0.0244, ce qui correspondrait à une tension BSS de $\sim$ -73.6 V. L'écart relatif entre les deux est de $\sim$ 8.9%, ce qui devrait induire une variation d'épaisseur du substrat entre ces deux coins de $\sim$ 8.9%, soit $\sim 8.9\mu m$. Avec 42 franges, nous avons trouvé $\sim 6\mu m$, ce qui est en désaccord de 33%. Il est cependant difficile de compter les franges du motif principal sur une illumination regroupant plusieurs motifs d'interférences. En fonction du chemin utilisé (la variation d'épaisseur n'a aucune raison d'être monotone dans une direction), on peut en effet compter 58 franges, ce qui donnerait une différence d'épaisseur de $\sim 8.1\mu m$, à 11% de désaccord.

Nous voyons donc une non-uniformité de la corrélation R_{01} sur la surface du CCD, qui correspond entre les deux coins à un changement de 4.5% dans la valeur de la corrélation. Cette non-uniformité correspond en forme à la variation d'épaisseur de substrat indiquée par le motif de franges : dans le coin supérieur droit, la corrélation est plus élevée, donc la tension BSS est plus faible, ce qui correspond à une épaisseur du substrat plus grande. Si on interprète la variation d'épaisseur du substrat, probablement entre $\sim 6.5\mu m$ et $\sim 7.5\mu m$ (nombre de franges difficile à compter), cela correspondrait à une variation de 6.5% à 7.5% de la tension BSS. Ce nombre doit être comparé au changement de $\sim$ 8.9% induit pour avoir la variation de 4.5% de R_{01} observée. Cette hypothèse n'est donc pas en accord parfait ($\sim$ 16% à $\sim$ 27% de désaccord). Cependant, ce modèle étant simple, il semble valider l'hypothèse que la non-uniformité d'épaisseur induit une variation de corrélation de $\sim$ 4% sur la surface du CCD.

On peut noter que $\sim 8.9\mu m$ et même $\sim 6.5\mu m$ de variation d'épaisseur du substrat semble assez grand en regard de la surface qui est plate à $\sim 2-3\mu m$[20] près sur sa surface d'entrée. Mais une grand nombre de franges signifie nécessairement une grande variation d'épaisseur. De plus, le motif de frange entre les CCD est hautement reproductible, et semble relié à la position des CCD dans le cristal de silicium où leur substrat a été extrait (voir figure 6.12).



(a) (b)

FIGURE 6.12: Motifs de franges sur un Raft de LSST. (a) : franges pour 960nm. (b) : position respective de chacun des CCD sur la galette de silicium d'où a été extrait leur substrat (voir figure 4.1a). Les CCD provenant du *die* 4 présentent des motifs de franges très similaires. Images issues de [O86].

Pour conclure, il est nécessaire de faire une modélisation dédiée des franges pour une meilleure estimation de la variation d'épaisseur, en incluant par exemple la modulation de l'amplitude des franges par d'autres motifs d'interférence comme celui provenant de l'interface silicium/dioxyde de silicium (Si/SiO_2) ou de la fixation sous le CCD. De plus, il est aussi nécessaire d'étudier plus précisément la dépendance de BSS en fonction de l'épaisseur du substrat.

6.4.5 Corrélations en fonction du nombre de phases collectrices

Cette analyse reprend le même jeu de données que la partie précédente 6.4.2 pour la collecte à deux phases. Une série similaire de 500 illuminations uniformes pour quatre longueurs d'onde a été acquise pour la collecte sur une phase, la phase φ_2, toujours pour une tension de polarisation de -70V.

Comme nous l'avons vu dans la partie 6.4.1, nous devons moyenner seulement les canaux qui se trouvent sur la même partie du CCD, haute ou basse. Ceci est d'autant plus justifié lors d'une collecte à une phase, où la géométrie n'est pas la même sur les parties haute et basse (voir figure 6.13).

[20] Prérequis constructeur.

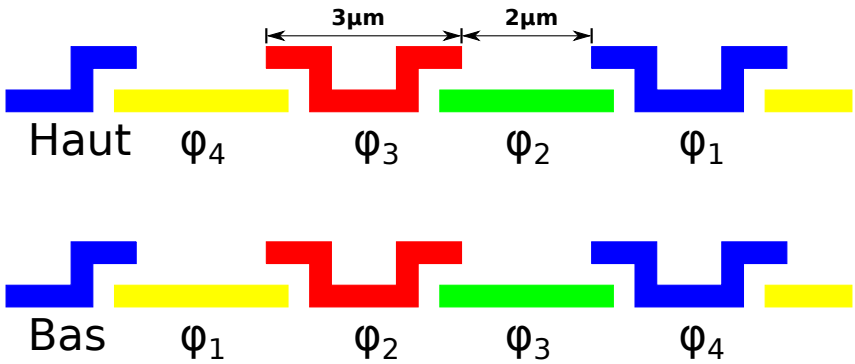


FIGURE 6.13: Nous rappelons que la collecte des CCD E2V se fait normalement sur 2 phases parmi 4 : les deux phases centrales φ_2 et φ_3 sont tenues hautes pour collecter les électrons, alors que φ_1 et φ_4, tenues basses, servent de barrières entre les pixels. Le procédé de fabrication du CCD implique que φ_2 et φ_3 ont leur rôle inversé, qu'on se trouve sur la partie haute ou sur la partie basse du CCD : le câblage des phases ne correspond pas aux mêmes pistes sur le CCD afin que les charges ne se déplacent pas dans la même direction, dans un cas vers le haut et dans l'autre vers le bas (voir figure 2.8). Faire une collecte sur φ_2 n'est donc pas équivalent en haut et en bas car φ_2 n'y a physiquement pas la même taille.

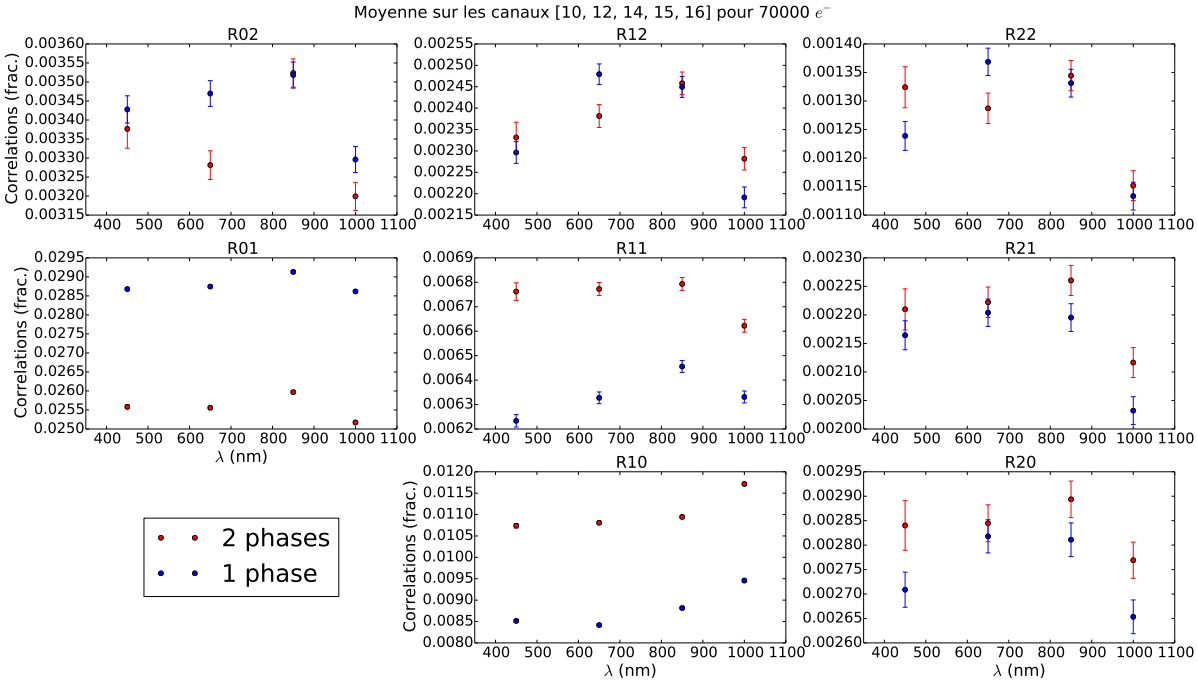


FIGURE 6.14: Nous pouvons voir deux comportements différents. Pour R_{01} et R_{02} où la corrélation est plus forte (de $\sim 13\%$ pour R_{01}) lors d'une collecte sur une phase (en bleu), puis pour R_{10} et R_{11} où elle est plus faible (de $\sim 20\%$ pour R_{10}). À grande distance, les corrélations se comportent de façon similaire dans les deux cas.

La collecte sur une phase est un moyen très intéressant de montrer que les corrélations et l'effet brighter-fatter ont leurs origines dans des effets électrostatiques. En effet, lors de ce processus, seules les phases de collecte sont modifiées alors que le transfert de charge utilise

toujours deux phases comme lors d'une pose standard. On ne modifie ainsi que la *géométrie électrostatique* des pixels. Nous observons bien des comportements différents en fonction du nombre de phases collectrices (voir figure 6.14).

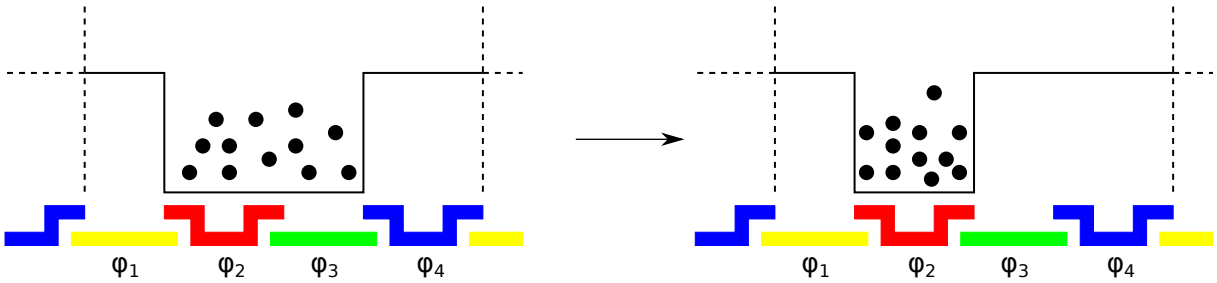


FIGURE 6.15: Coupe verticale d'un pixel. En changeant le nombre de phases collectrices, on modifie la largeur du puits représentant le pixel, et on augmente la densité de charge. La moyenne des distances des charges aux frontières n'est plus la même.

En passant de deux à une phase de collecte on modifie l'épaisseur des frontières, ce qui a pour effet d'augmenter la densité de charge à l'intérieur des pixels. La hauteur des barrières ne change pas. Tout comme pour le changement de tension *BSS*, l'évolution des corrélations s'explique ici par un déplacement différentiel des frontières qui, n'ayant pas la même nature, amènent à un comportement différent pour R_{01} et R_{10}. Cependant, le comportement des frontières n'est pas le même puisque R_{11} a cette fois ci le même comportement que R_{10}, au lieu de R_{01} dans le cas de la variation de la tension *BSS*. À grande distance ces effets sont plus faibles : on retrouve le même comportement, que l'on collecte les charges sur une ou deux phases.

6.4.6 Corrélations à grande distance

Pour cette étude nous utilisons la même série d'illumination uniforme que dans 6.4.2. 250 paires d'illuminations uniformes, moyennées sur 5 canaux d'environ[21] 9x10^5 pixels amènent une précision de $\sim$ 3x10^{-5}.

Nous observons (voir figure 6.16) le comportement prévisible qui est celui de la décroissance en fonction de la distance. Cependant, ce qui est surprenant, c'est que les corrélations ne tendent pas vers 0, mais vers une valeur plateau qu'il est difficile d'expliquer. L'hypothèse la plus probable est qu'à très grande distance, les corrélations soient nulles. On pourrait expliquer ce plateau par une contribution du bruit 1/f (bruit de scintillation) et d'autres types de bruit électronique car la valeur de ce plateau change lorsque différents bruits sont injectés dans le système, pour un même CCD. C'est une première mesure de cette asymptote : il faut soustraire sa valeur à toutes les corrélations mesurées. En effet, pour la correction de l'effet brighter-fatter par la méthode de descrambling que nous verrons en partie 6.5, si l'influence de pixels trop lointains est prise en compte, et que la valeur des corrélations associées à ces pixels n'est pas nulle, il est possible de sur-corriger l'effet brighter-fatter, ce qui doit être évité.

Nous avons essayé plusieurs formes analytiques pour faire correspondre un modèle à la décroissance des corrélations avec la distance. Celle qui convient le mieux est une loi de puissance de la forme :

$$\frac{a}{r^b} + c \tag{6.40}$$

[21] En approximant le nombre de pixel masqués.

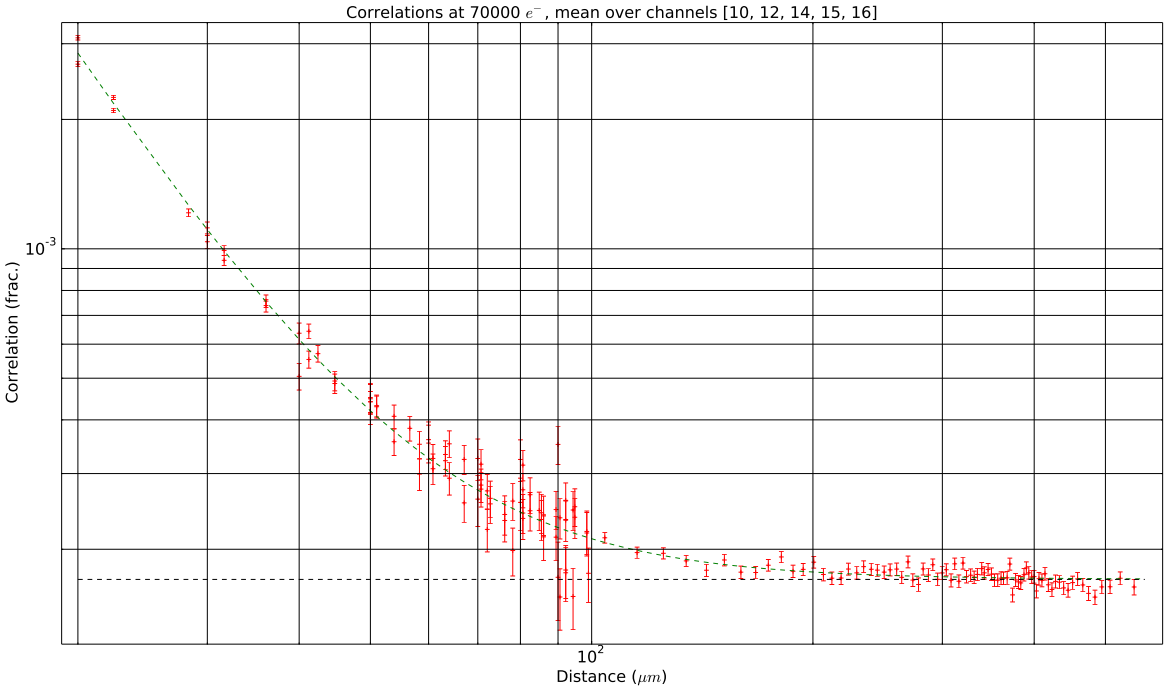


FIGURE 6.16: Corrélations en fonction de la distance : échelle log_{10} sur les deux axes. Là où le plateau commence à partir de $100\mu m$ (soit une dizaine de pixels), on ré-échantillonne afin de réduire l'incertitude d'un facteur 3. Pour l'ajustement, nous prenons en compte seulement les corrélations à plus de $20\mu m$ de distance, les premières étant fortement asymétriques.

où r est la distace. Les paramètres obtenus sont $a = 1.617\text{x}10^{-2}$, $b = 2.591$[22], $c = 1.703\text{x}10^{-2}$, pour un fit dont le χ^2/dof est de 1.194.

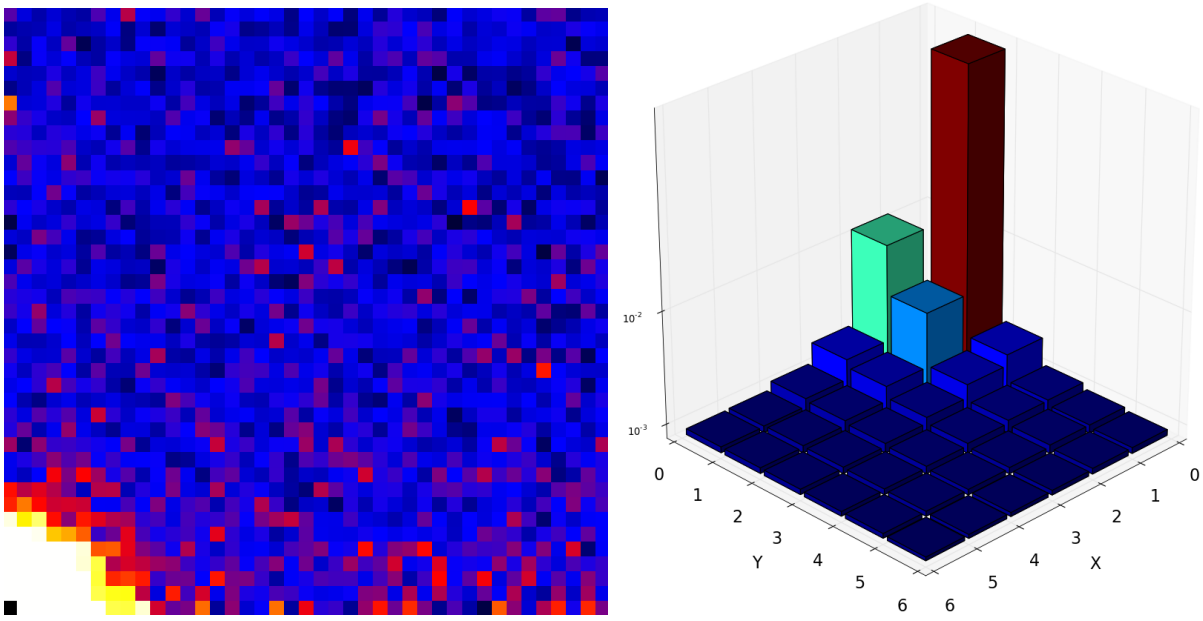
Sur le plateau nous pouvons ré-échantillonner afin de réduire l'incertitude sur la mesure des corrélations (voir figure 6.16) : nous avons choisi de réduire l'incertitude d'un facteur 3 pour chaque nouveau point. Enfin, on remarque que la variabilité et l'amplitude des corrélations le long des premières lignes sont plus grandes que le long des premières colonnes : on explique ce phénomène par la sensibilité plus importante des lignes à l'électronique (voir figure 6.17a).

6.4.7 Corrélations et covariances en fonction du flux

Nous utilisons ici les mêmes données que la PTC décrite en 6.2, pour une longueur d'onde de 650nm. Au premier ordre, les corrélations sont linéaires avec le flux (voir figure 6.18). De plus, elles doivent être extrapolées à 0 pour un flux nul. Il a été constaté qu'une origine non nulle des corrélations a bien souvent sa source dans l'électronique de lecture. Pour toutes les relations ajustées, nous ajustons aussi une constante (origine) qui rend compte de ces effets électroniques.

Pour un même temps de pose, la dispersion en flux est très faible : elle est en moyenne de $6e^-$ par temps de pose. Sachant qu'il y a 10 paires d'illuminations uniformes par temps de pose, l'erreur sur la mesure des corrélations est de $\sim 1.4\text{x}10^{-4}$, après ré-échantillonnage sur chaque temps de pose et moyenne sur 5 canaux. Nous mesurons le double de la variance et des

[22] Dans [A84], il est trouvé un $b = 2.5$ pour $c = 0$, mais leur mesures s'arrêtent à 10 pixels de distances, et un décrochage à leur loi de puissance est constaté à partir de 5 pixels de distance.



(a) (b)

FIGURE 6.17: (a) : corrélations en 2D. Le point en bas à gauche correspond à $R_{0,0}$, le point en haut à droite à $R_{39,39}$. (b) : Visualisation des corrélations en 3D. Les premières corrélations sont très fortement anisotropes.

covariances puisqu'elles sont mesurées sur la différence des images d'une paire : il faut donc diviser toutes les valeurs par deux.

	R_{01}	R_{11}	R_{10}
Origine	$-2.3\text{x}10^{-4}$	$1.4\text{x}10^{-5}$	$4.7\text{x}10^{-4}$
σ_O	$0.7\text{x}10^{-4}$	$5.0\text{x}10^{-5}$	$0.7\text{x}10^{-4}$
Pente	$3.50\text{x}10^{-7}$	$9.10\text{x}10^{-8}$	$1.28\text{x}10^{-7}$
σ_P	$0.01\text{x}10^{-7}$	$0.09\text{x}10^{-8}$	$0.01\text{x}10^{-7}$
χ^2/dof	1.189	1.161	1.341

TABLE 6.3: Paramètres des ajustements des trois premières corrélations. On remarque que le χ^2/dof (dof : *degrees of freedom*) est moins bon pour R_{10}. À nouveau, c'est la corrélation R_{10} qui est la plus sensible aux variations de l'électronique.

On peut aussi remarquer que seule R_{10} n'est pas compatible avec 0 (R_{01} est à 3 σ). Ceci vient d'un effet électronique qui a été constaté dans [O87]. Le signal d'un pixel est en fait corrélé *électroniquement* au signal du pixel précédent sur une même ligne. On peut écrire :

$$s_i = S_i + \alpha S_{i-1} \tag{6.41}$$

où s_i est le signal mesuré dans un pixel de coordonnée i sur une ligne, S_i le vrai signal, et α une constante de corrélation, dite d'*overshoot*. Ce n'est pas une corrélation due à l'effet brighter-fatter, mais un effet purement électronique. On peut calculer la corrélation associée à l'équation 6.41. On a :

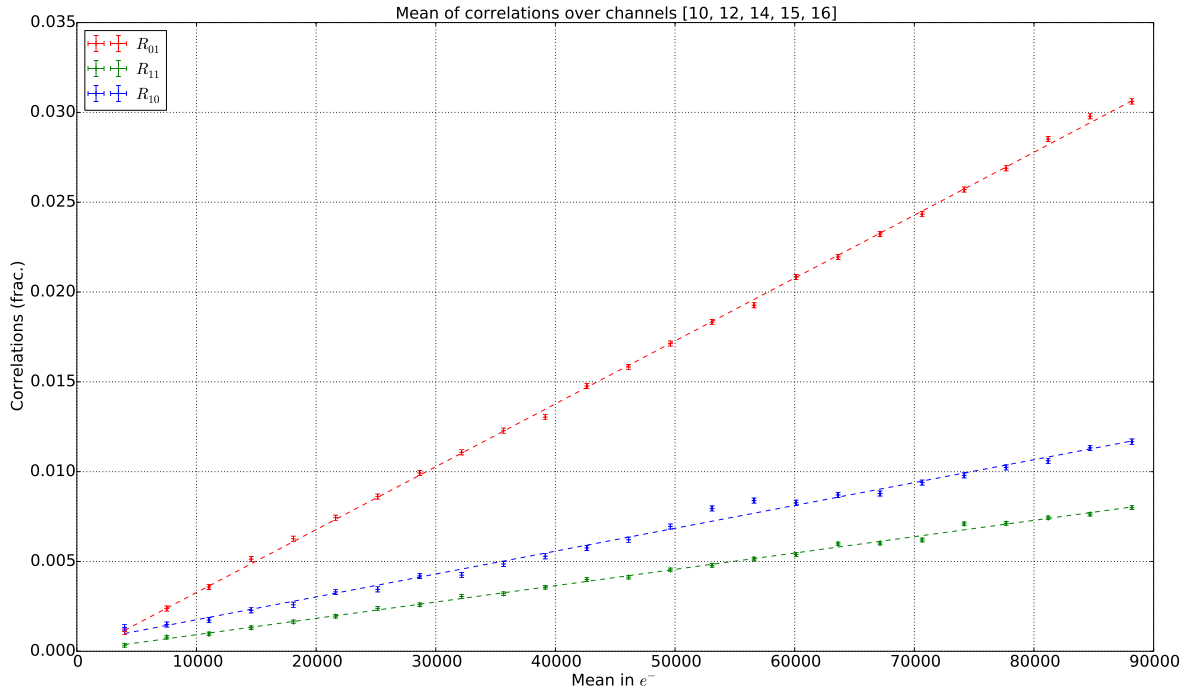


FIGURE 6.18: Les trois premières corrélations en fonction du flux moyen en e^- des illuminations uniformes. Les traits en pointillés de la même couleur que les points représentent les ajustements linéaires. Les paramètres de ces ajustements sont résumés dans la table 6.3. Pour R_{10}, on remarque un excès à plus de 2σ aux alentours de 55x$10^3 e^-$.

$$Corr[s_i] = \frac{Cov[s_i, s_{i-1}]}{Var[s_i]} = \frac{\alpha}{1+\alpha^2} \simeq \alpha \tag{6.42}$$

car α est petit. Avec un ajustement linéaire des corrélations pour R_{10} (voir table 6.3) on trouve une ordonnée à l'origine de (4.7 ± 0.7)x10^{-4}, cette valeur est compatible avec celle de 3.6x10^{-4} mesurée dans [O87]. Cet effet purement électronique dit d'*overshoot* est donc capable d'introduire une origine non nulle pour la corrélation R_{10}. Il faut soustraire la valeur de cette origine aux valeurs de R_{10} mesurées pour les autres flux.

Ajout des termes correctifs à la variance

Seulement, comme nous l'avons vu dans la partie 6.1.2, c'est la variance qui est affectée en fonction du flux. Avec l'équation 6.26, nous avons vu que la variance de Poisson était affectée de termes correctifs. Au lieu de normaliser par la variance, nous pouvons donc normaliser par la valeur moyenne sur l'image, puisqu'elle, représentant la quantité moyenne de charges collectées, n'est pas affectée. À partir de là, nous pouvons comparer le modèle linéaire et le nouveau modèle de l'équation 6.26.

Pour le modèle linéaire, en ajustant l'équation 6.10 sur les courbes $\frac{C_{ij}}{\mu}$ tout en supposant que $V = \mu$ (variance de Poisson), nous obtenons les résultats suivants de la table 6.4.

	C_{01}/μ	C_{11}/μ	C_{10}/μ
Origine	7.9x10^{-4}	2.8x10^{-4}	8.6x10^{-4}
σ_O	0.7x10^{-4}	0.4x10^{-4}	0.7x10^{-4}
Pente	2.91x10^{-7}	7.53x10^{-8}	1.05x10^{-7}
σ_P	0.01x10^{-7}	0.08x10^{-8}	0.01x10^{-7}
χ^2/dof	1.523	1.247	1.451

TABLE 6.4: Paramètres des ajustements des trois premières covariances normalisées par la valeur moyenne du flux, pour le modèle linéaire.

Pour le nouveau modèle avec termes correctifs, rappelons ici l'équation de la variance et des covariances, respectivement 6.26 et 6.27. Dans ces deux équations, $V = \mu$ car c'est la variance de Poisson :

$$C_{00} = \frac{V}{2\mu k}[1 - e^{-2k\mu}] + E \tag{6.43}$$

$$\frac{C_{ij}}{\mu} = V k_{ij}[1 - \frac{2}{3}k\mu] + F \tag{6.44}$$

E représente le carré du bruit électronique, F une constante qui rend compte des défauts de l'électronique. Avant d'extraire les paramètres k_{ij} d'un ajustement de l'équation 6.44, nous pouvons extraire le paramètre k par un ajustement sur l'équation 6.43. Nous ne gardons que les canaux pour lesquels la valeur de k est comprise entre la médiane des k pour tous les canaux $\pm 3\sigma$, où σ est la dispersion. Avec ce critère, aucun canal n'est rejeté. Nous obtenons le résultat suivant, après correction de la non-linéarité de l'acquisition (voir paragraphe dédié dans la section 6.7) :

$$k = (2.31 \pm 0.01)\text{x}10^{-6}\ (e^-)^{-1} \tag{6.45}$$

En injectant k dans la relation 6.44, nous obtenons les valeurs des paramètres k_{ij} résumés dans la table 6.5. Sur la figure 6.19, nous voyons une courbure sur les premières corrélations.

	C_{01}/μ	C_{11}/μ	C_{10}/μ
Origine	-2.6x10^{-5}	7.4x10^{-5}	5.6x10^{-4}
σ_O	6.3x10^{-5}	4.5x10^{-5}	0.7x10^{-4}
k_{ij}	3.40x10^{-7}	8.80x10^{-8}	1.22x10^{-7}
$\sigma_{k_{ij}}$	0.01x10^{-7}	0.09x10^{-8}	0.01x10^{-7}
χ^2/dof	1.150	1.172	1.350

TABLE 6.5: Paramètres des ajustements des trois premières covariances normalisées par la valeur moyenne du flux. Modèle correctif. Les χ^2/dof sont meilleurs que pour le modèle purement linéaire avec la variance de Poisson.

6.5 Correction de l'effet : méthode de *descrambling*

L'objectif principal de tout ce travail est de fournir une méthode capable de corriger directement l'effet brighter-fatter depuis les images de science, et ce sans faire d'hypothèse sur la forme

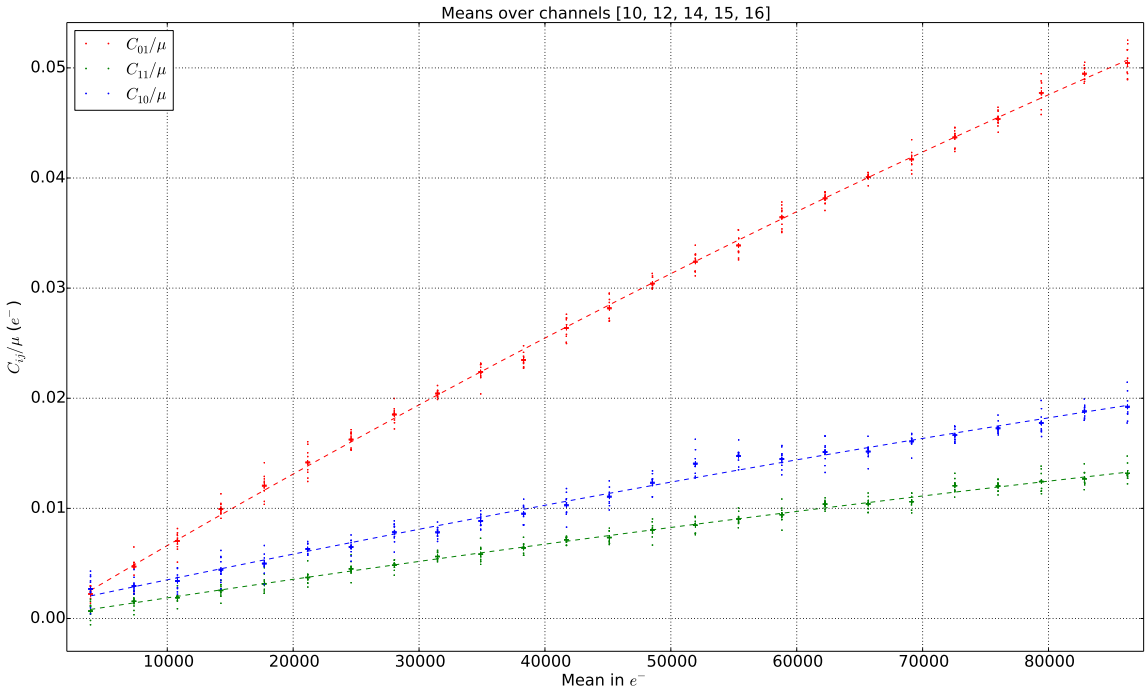


FIGURE 6.19: La courbure est clairement visible à l'œil. Modèle avec termes correctifs sur la variance, de l'équation 6.26. Les résultats de l'ajustement sont résumés dans la table 6.5.

de la PSF : c'est la méthode de *descrambling*[23]. Une telle méthode peut aussi s'utiliser pour ajouter l'effet brighter-fatter à des images simulées par exemple. Le principe est de redistribuer les charges dans les bons pixels tout en conservant la charge totale mesurée, en calculant le δQ de l'équation 6.9 pour chacun des pixels de l'image à corriger.

Nous utilisons les corrélations mesurées sur les différences d'illuminations uniformes afin de contraindre l'électrostatique dans le CCD. Il y a d'ailleurs plus d'informations dans les illuminations uniformes que dans les deux pentes[24] de l'effet brighter-fatter dont nous avons parlé plus en détail dans la partie 5.2.

Dans le début de ce chapitre 6, nous avons vu que les signatures de l'effet brighter-fatter sont nombreuses. Il faut prendre en compte cette diversité pour corriger l'effet brighter-fatter des images de science, que ce soit par des coefficients du modèle différents en fonction de la longueur d'onde, ou une correction unique par canal.

Les corrélations sont mesurées dans un carré (quadrant 1 de la figure 6.2) de côté de longueur N, ce qui fait un total de $N^2 - 1$ corrélations[25]. Le modèle empirique développé dans 6.1.2 associe un coefficient $a^X_{i,j}$ à chacune des frontières de chaque pixel. Il y a donc $4N^2$ coefficients à déterminer. Pour des raisons évidentes de symétries, frontières communes entre deux pixels (voir équations 6.3 et 6.4), le nombre de coefficients à déterminer est réduit à $2N^2$. Notre système est donc sous contraint puisqu'il manque $N^2 + 1$ contraintes. Il faut donc développer un modèle phénoménologique. Plusieurs modèles sont déjà proposés dans la littérature.

[23] *Scramble* en anglais veut dire *brouiller*. Littéralement, *descramble* signifie *dé-flouter*.

[24] Ce sont les élargissements de σ_x et σ_y mesurés en fonction du flux, quand on ajuste une gaussienne à deux dimensions sur un point lumineux.

[25] Le -1 correspond à la corrélations du pixel $(0,0)$ avec lui même, soit toujours 1.

Dans [A79], ce sont des simulations électrostatiques complètes, où est modélisée toute la physique du silicium du substrat du CCD afin de décrire les trajectoires de tous les électrons, un à un, qui s'y convertissent. Cependant, ce genre de simulations est très lourd à mettre en œuvre et nécessite énormément de temps de calcul. En pratique, seul le pixel (0,0) est rempli de charge, et se sont les changements de surface des pixels adjacents, vides de charges, qui sont pris en compte.

Dans [A66] est développé un modèle de lissage. À part les premières corrélations qui sont anisotropes, toutes les corrélations décroissent avec la distance de façon continue et monotone : les coefficients $a^X_{i,j}$ doivent se comporter de même. Ces coefficients sont donc le produit d'une fonction de la distance à la charge du pixel (0,0) et d'une fonction de l'angle entre le vecteur frontière/source et la normal à la frontière[26]. Dans [A84], la fonction de distance est une loi de puissance.

Nous avons développé au LPNHE un modèle électrostatique simple capable de modéliser les corrélations, beaucoup moins lourd à mettre en place que des simulations électrostatiques complètes, et dépendant des paramètres physiques de la collecte de charge. Nous décrivons ce modèle dans la partie suivante 6.5.1.

6.5.1 Modèle électrostatique simplifié

Le principe de ce modèle électrostatique simplifié est de relier le déplacement d d'une frontière aux lignes de champ perturbées par une charge Q dans un pixel, en appliquant le théorème de Gauss de l'électrostatique sur un volume V bien défini (voir figure 6.20). Pour une frontière donnée, par exemple ici sur la figure 6.20a entre le pixel (0,0) et (1,0), V est le volume contenu entre la frontière non déformée (donc en l'absence de charge) et la frontière déformée par Q.

On cherche donc à calculer l'intégrale de Gauss suivante :

$$\oiint_S \overrightarrow{E}.\overrightarrow{dS} = \iiint_V \frac{\rho}{\epsilon} \tag{6.46}$$

où S est la surface fermée entourant le volume V, $\overrightarrow{E} = \overrightarrow{E_0} + \overrightarrow{E_Q}$ le champ total après collection de la charge Q, ρ une densité volumique de charge, et ϵ la permittivité du silicium. Le plan médiateur à la frontière entre (0,0) et (1,0) est un plan de symétrie du système. Les intégrales de chaque côté se compensent, simplifiant l'équation 6.46 en :

$$\oint_L \overrightarrow{E}.\overrightarrow{n}\,dl = \Sigma\frac{\rho_L}{\epsilon} \tag{6.47}$$

où L est le contour vert de la figure 6.20b, $\overrightarrow{n}$ le vecteur normal sortant à chacun des quatre sous-contours vert, ρ_L une densité linéique de charge, et Σ la surface entourée par le chemin L. La nouvelle intégrale se décompose sur les quatre segments :

- 1 : c'est une ligne de champ de $\overrightarrow{E}$, donc $\overrightarrow{E}.\overrightarrow{n} = 0$, et sa contribution à l'intégrale est nulle.
- 2 : ce contour est très court, et est presque une ligne de champ pour $\overrightarrow{E}$. Au premier ordre des perturbations, on considère que cette contribution est aussi nulle.
- 3 : c'est une ligne de champ pour $\overrightarrow{E_0}$, il ne reste que la contribution de $\overrightarrow{E_Q}$ sur ce segment, soit $\oint_3 \overrightarrow{E_Q}.\overrightarrow{n}\,dl$.

[26] $a^X_{i,j} = f(r_{ij})cos\theta^X_{i,j}$, avec $f(r) = p_0E(p_1r)$ et $E(x) = -\int_{-x}^{\infty}(e^{-t}/t)dt$

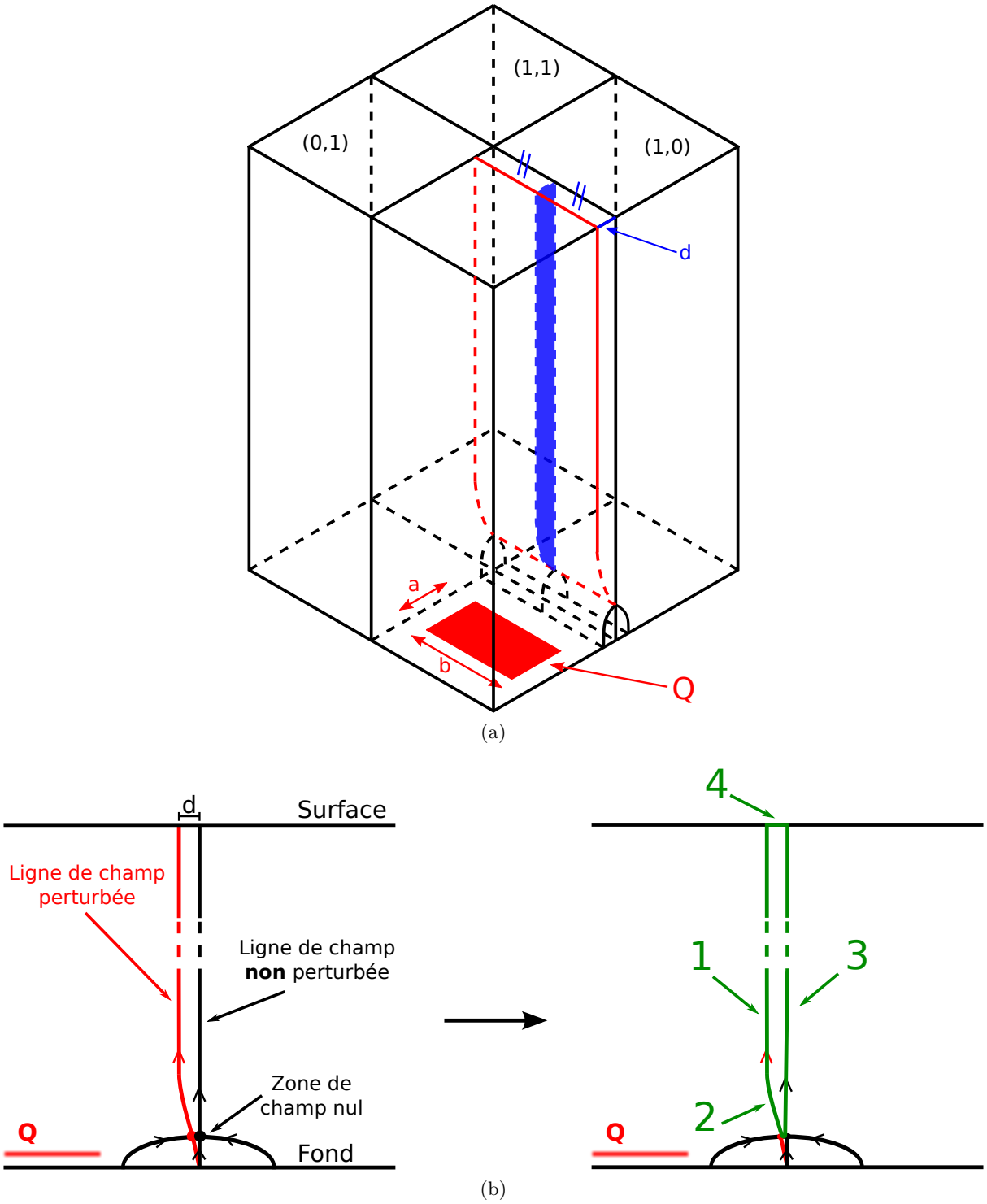


FIGURE 6.20: (a) : vue d'ensemble d'une frontière, déplacée au premier ordre d'une distance d à cause de l'influence d'une charge Q collectée au fond du pixel $(0,0)$. La figure n'est pas à l'échelle, le déplacement est amplifié. (b) : vue dans le plan médiateur de la frontière entre $(0,0)$ et $(1,0)$. Pour les raisons de symétrie évoquées ici dans 6.5.1, l'intégrale de Gauss sur le volume V se réduit à celle sur le contour vert qui définit la zone bleue dans (a).

- 4 : est très court. $\overrightarrow{E_Q}$ varie donc très peu le long de ce segment. Au première ordre, cette contribution vaut $d.E_{drift}$ où E_{drift} est la composante normale de $\overrightarrow{E_Q}$.

Sachant que $\Sigma \propto d$, on obtient :

$$d \propto \oint_3 \overrightarrow{E_Q}.\overrightarrow{n}\, dl \tag{6.48}$$

Au premier ordre, le déplacement de la frontière est donc proportionnel au champ perturbateur $\overrightarrow{E_Q}$, intégré le long de la trajectoire non perturbée.

Afin d'exprimer $\overrightarrow{E_Q}$, il faut comprendre quelle forme prend la distribution de charge totale Q. En considérant Q comme ponctuelle, nous avons constaté que le modèle ne s'ajuste pas convenablement aux corrélations mesurées : les écarts aux corrélations proches étant supérieurs à $\pm 10^{-4}$, ce qui correspond à une erreur relative supérieure à 10%. Les simulations électrostatiques complètes de [A79] montrent que les charges collectées au fond d'un pixel se répartissent dans un volume proche d'un parallélépipède rectangle, que nous approximons par la suite en une surface rectangle uniformément chargée de côtés a et b. Le champ électrique généré par une telle distribution de charge est décrit dans [L88] par exemple.

Les paramètres du modèle

Notre modèle électrostatique simplifié possède 7 paramètres libres et 1 fixé, dont voici la liste :

- $z_{v,v}$ l'altitude de la zone de champ nul pour une frontière verticale (voir figure 6.20). Elle dépend de la fabrication du CCD. v pour *vertex*.
- $z_{v,h}$ l'altitude de la zone de champ nul pour une frontière horizontale. Elle dépend principalement de la tension des horloges parallèles, et de la fabrication du CCD.
- z_Q l'altitude de la distribution de charge Q.
- a un des côtés de la distribution de charge Q.
- b l'autre côté de la distribution de charge Q.
- Un scalaire de normalisation globale.
- Une constante additive, qui en pratique rend compte d'un offset à grande distance.
- Paramètre fixé : z_c, c pour *conversion* dépend de la longueur d'onde. Pour les faibles longueurs d'onde, il est fixé à la surface du CCD.

Le paramètre z_v est la borne inférieure de l'intégrale sur le segment 3, z_c est la borne supérieure.

Résultats du modèle

Chaque pixel est sous l'influence de toutes les charges qui l'entourent. À partir de 10∼15 pixels de distance, l'influence d'une charge sur les frontières d'un pixel devient négligeable : on fixe donc une limite de distance pour l'ajustement des paramètres du modèle dans un soucis d'optimisation.

Les résultats de l'ajustement sont donnés en figure 6.21. Le modèle électrostatique simplifié à 7 paramètres libres décrit bien au premier ordre les corrélations mesurées. Le χ^2/dof est de 1.224, les corrélations sont décrites à mieux que 10^{-4} (pour 50000 e^-).

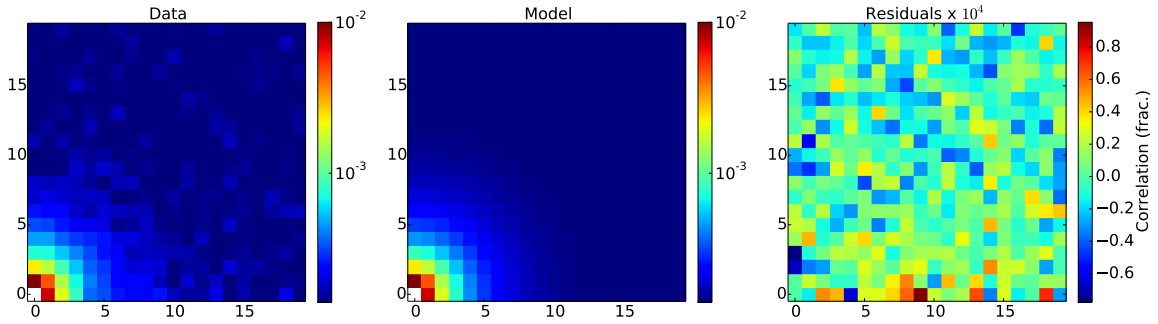


FIGURE 6.21: Les résidus (à droite) au modèle électrostatique simplifié à 7 paramètres libres (au centre) sont inférieurs à 10^{-4}. Les corrélations (à gauche) et le modèle sont calculés à $650nm$ pour 50000 e^-.

Il semble cependant que le modèle soit assez mal contraint, et que les paramètres extraits ne semblent pas avoir de réelles signification physique, et ce à cause de dégénérescences. Les paramètres ajustés sont donnés en table 6.6.

z_Q	$z_{v,h}$	$z_{v,v}$	a	b	Normalisation	Offset
5.085	3.731	4.415	0.791	4.834	2.946x10^{-3}	2.628x10^{-9}

TABLE 6.6: Le modèle est très peu contraint, les paramètres ne semblent pas avoir de réelle signification physique.

6.5.2 Densité de charge à la frontière entre deux pixels

Une fois les paramètres du modèle ajustés et les coefficients a_{ij}^X extraits, il reste un arbitraire à évaluer pour appliquer la méthode de *descrambling*. Cet arbitraire est la densité de charge à la frontière entre deux pixels, $\rho_{i,j}^X$ de l'équation 6.7. Il est en effet impossible d'avoir sa valeur exacte, il faut donc lui choisir un estimateur.

Tout comme dans [A66], nous pouvons supposer qu'un bon estimateur de $\rho_{i,j}^X$ est la moyenne des charges du pixel (i,j) avec les charges du pixel séparé par la frontière X. Cependant, la moyenne est un estimateur robuste seulement si l'illumination ne varie pas trop vite à l'intérieur même d'un pixel. Nous avons cherché un estimateur plus robuste, comme celui d'une interpolation polynomiale cubique (voir dans [A89]) :

$$\rho_{k,l}^{0,1} = \frac{9}{16}(I_k + I_{k+1}) - \frac{1}{16}(I_{k-1} + I_{k+2}) \tag{6.49}$$

Le niveau de charge dans un pixel est une valeur intégrée. La densité de charge que l'on cherche, elle, ne l'est pas. Il faut donc légèrement transformer les coefficients de l'équation 6.49 :

$$\rho_{k,l}^{0,1} = \frac{7}{12}(I_k + I_{k+1}) - \frac{1}{12}(I_{k-1} + I_{k+2}) \tag{6.50}$$

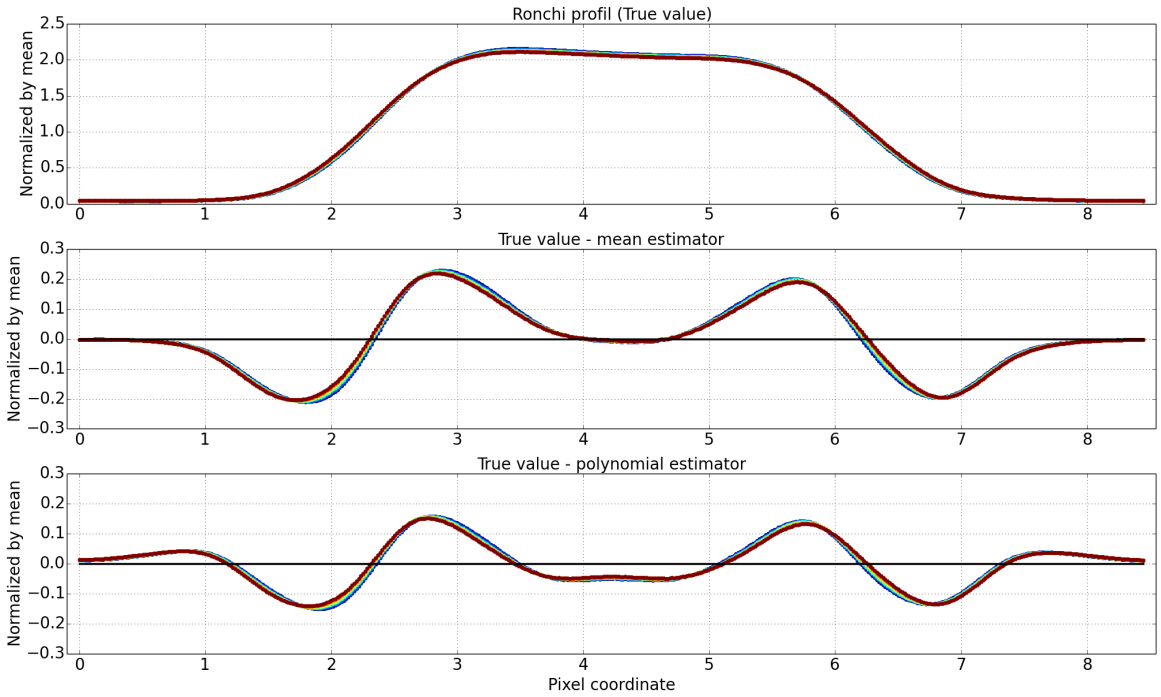


FIGURE 6.22: Comparaison des estimateurs de densité de charge sur un profil de Ronchi pour plusieurs intensités. En haut les vraies valeurs des profils de Ronchi normalisés par la moyenne sur l'image. Au milieu, écart entre la vraie valeur et l'estimateur moyenne. En bas, écart entre la vraie valeur et l'estimateur polynomial. Même si l'estimateur polynomial estime mieux les fronts que la moyenne, les écarts aux vraies valeurs restent importants dans les zones à fort gradient, où ils atteignent jusqu'à 15%. Par contre l'estimateur moyenne estime mieux le niveau des zones plates.

Pour estimer la robustesse de cet estimateur, nous pouvons utiliser les profils d'illuminations de motif de Ronchi, dont l'élaboration a été décrite dans le chapitre 5. Les résultats sont présentés dans la figure 6.22.

Il se trouve en fait que les gradients dans l'image sont trop importants. En effet, les images obtenues dans les très bonnes conditions du laboratoire ne sont en fait pas représentatives de la qualité des images qui seront obtenues sur LSST. Elles sont en fait représentatives de la plus petite PSF que le système peut avoir. Sur site, les conditions d'observations seront moins bonnes, notamment à cause de l'atmosphère et du système optique entier de LSST : sa PSF sera plus large. Comme nous le verrons dans la partie 6.6.3 et 6.6.4, l'estimateur polynomial introduit dans cette thèse permet de mieux[27] décrire les profils de lumière représentatifs de la future qualité d'image de LSST, et donc de mieux corriger l'effet brighter-fatter.

[27] Comparé à l'estimateur moyenne.

6.6 Application de la méthode de *descrambling* sur des profils de Ronchi

6.6.1 Profils de Ronchi parallèles aux colonnes

Pour constater l'efficacité de la méthode de correction de l'effet brighter-fatter, nous l'appliquons à des profils de Ronchi à différentes intensités. Sur l'image 6.23a : du bleu vers le rouge, intensités au sommet du profil de Ronchi régulièrement réparties entre 15000 et 67000 e^-.

Même si une bonne partie du signal est corrigée (voir figure 6.24), nous constatons cependant que la méthode de *descrambling* n'est pas robuste pour ce type d'illumination à fort gradient. Comme nous l'avons déjà mentionné dans la partie 6.5.2, les images prises par LSST ne seront pas d'aussi bonne qualité. En effet, il reste des charges non-corrigées (voir figure 6.25). Pour produire cette figure, on multiplie simplement l'équation 5.3 par l'intensité du profil P_i correspondant, soit :

$$C_i = P_i \left(\frac{P_i / \langle P_i \rangle - P_{min} / \langle P_{min} \rangle}{P_{min} / \langle P_{min} \rangle} \right) \tag{6.51}$$

où les $\langle P_i \rangle$ sont les valeurs moyennes des profils. On peut ensuite estimer l'efficacité de correction par :

$$\Delta C_i = \delta_x \sum_j |C_i[x_j]| \tag{6.52}$$

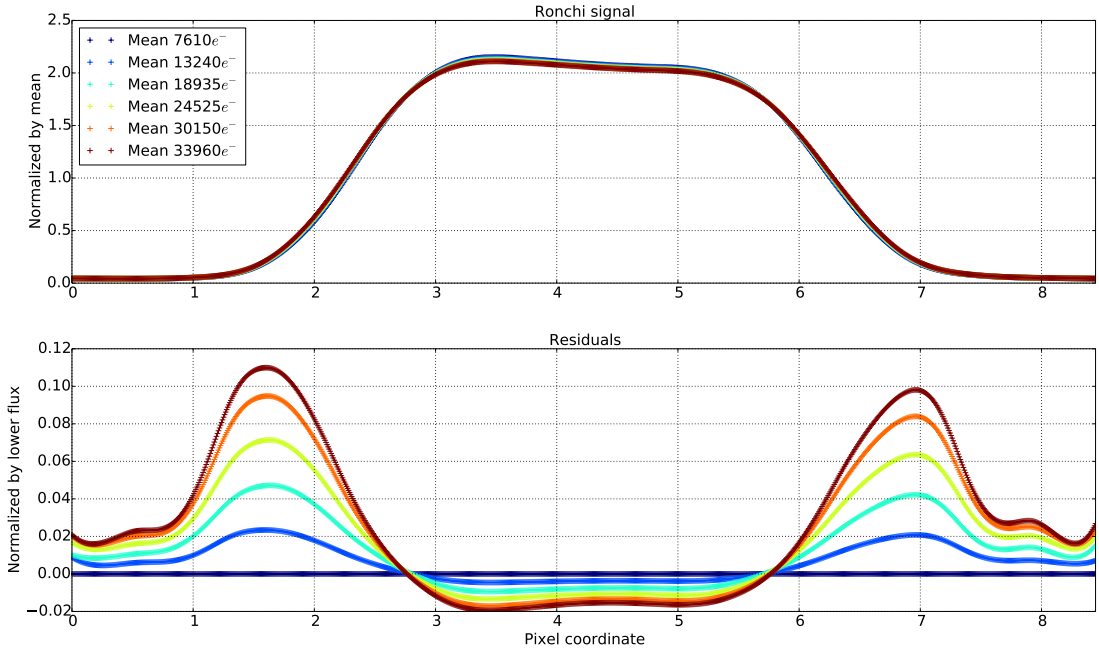
où les x_j correspondent aux différentes coordonnées des profils repliés, $||$ à la valeur absolue et δ_x correspond à l'espacement des points x_j, qui est dans notre cas le même pour tous. ΔC_i correspond donc à la quantité de charge qui n'est pas mesurée dans les bons pixels sur une période du profil. Les résultats de l'équation 6.52 pour les différents profils de la figure 6.25 sont donnés en table 6.7.

ΔC_i	$7609e^-$	$13238e^-$	$18932e^-$	$24520e^-$	$30145e^-$	$33952e^-$
Non corrigé	0	553	1626	3093	4896	6315
Estimateur moyenne	0	168	530	963	1421	1760
Estimateur polynomial	0	134	431	775	1117	1360

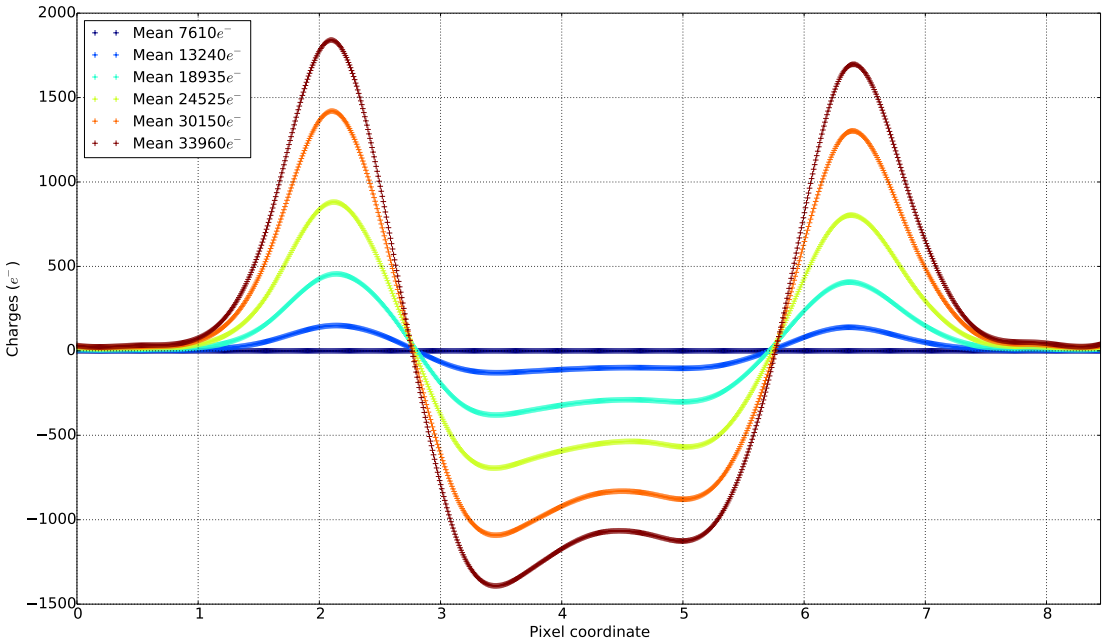
Table 6.7: Pour différentes valeurs moyennes de profils de Ronchi. Évaluation de l'efficacité de correction pour les différentes intensités moyennes de profils, pour les deux estimateurs de charges. L'estimateur polynomial permet de mieux corriger. Pour comparaison, on calcule aussi le ΔC_i pour les profils non corrigés : à haut flux la méthode corrige ~ 78 % de l'effet.

Nous pouvons cependant étudier deux cas, dont un que nous traiterons dans la partie 6.6.4. Premièrement, même si l'objectif de la méthode est de corriger l'effet brighter-fatter avant tout traitement d'image[28], et notamment avant le calcul de la PSF, nous pouvons étudier ce que la correction donne quand le modèle d'illumination est connu, c'est à dire que la densité de charge à la frontière entre deux pixels n'est plus un arbitraire. Deuxièmement, nous pouvons étudier l'efficacité de la correction sur des images à plus faibles gradients. Dans ce but, nous présentons dans la partie 6.6.4 des résultats préliminaires sur l'efficacité des estimateurs de charge sur des profils plus représentatifs des futures données de LSST.

[28] Sauf soustraction du biais et flatfielding.

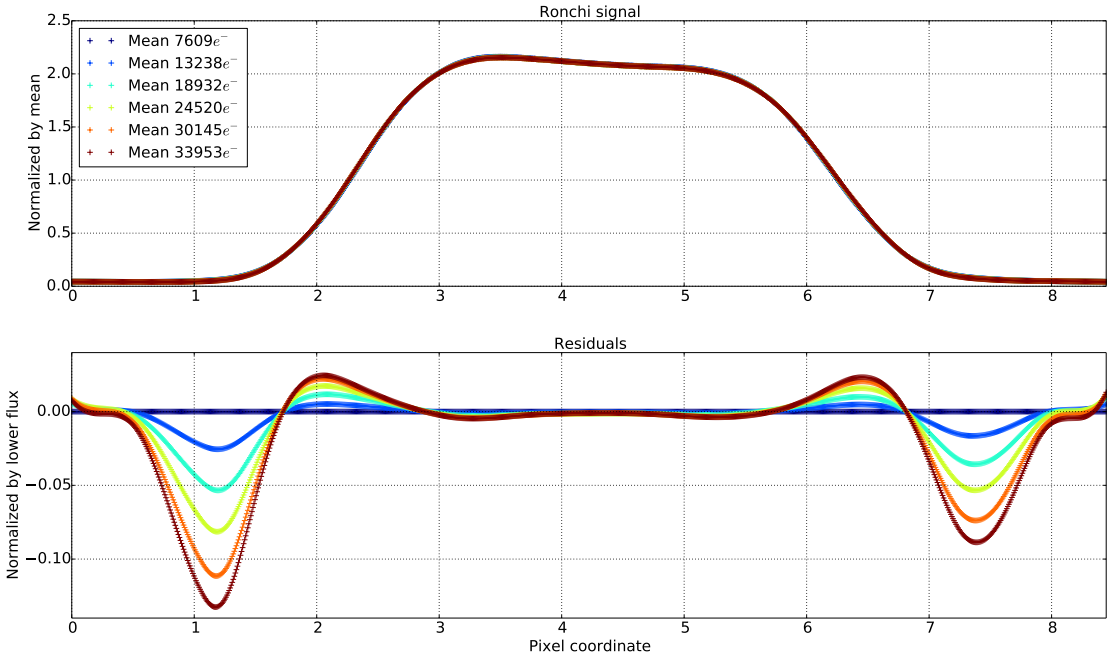


(a)

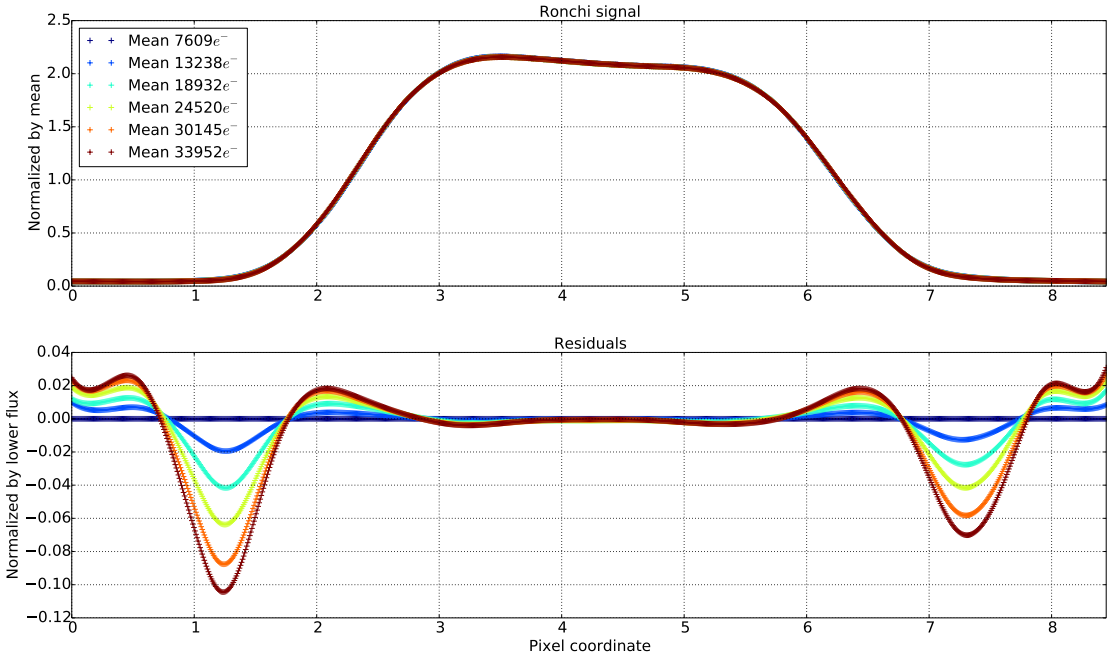


(b)

FIGURE 6.23: (a) : Profil de Ronchi non corrigé. En haut, nous voyons à l'œil l'écart entre la courbe la plus et la moins intense ; en bas, l'écart au sommet représente $\sim 2\%$ pour le profil le plus intense. (b) : bas de la figure (a) traduit en charges, ce qui correspond en fait à l'écart en charge entre un profil quelconque et celui de plus basse intensité ramené à la même intensité, le profil de plus basse intensité étant celui qui est le moins déformé par l'effet brighter-fatter. En légende la moyenne des différents profils.

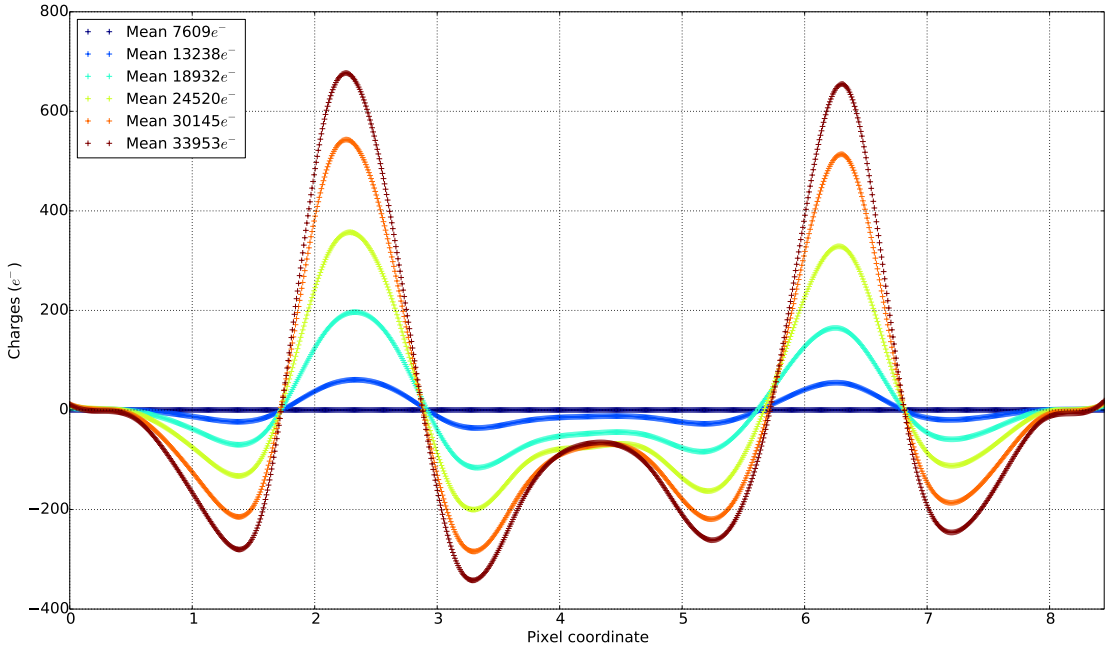


(a)

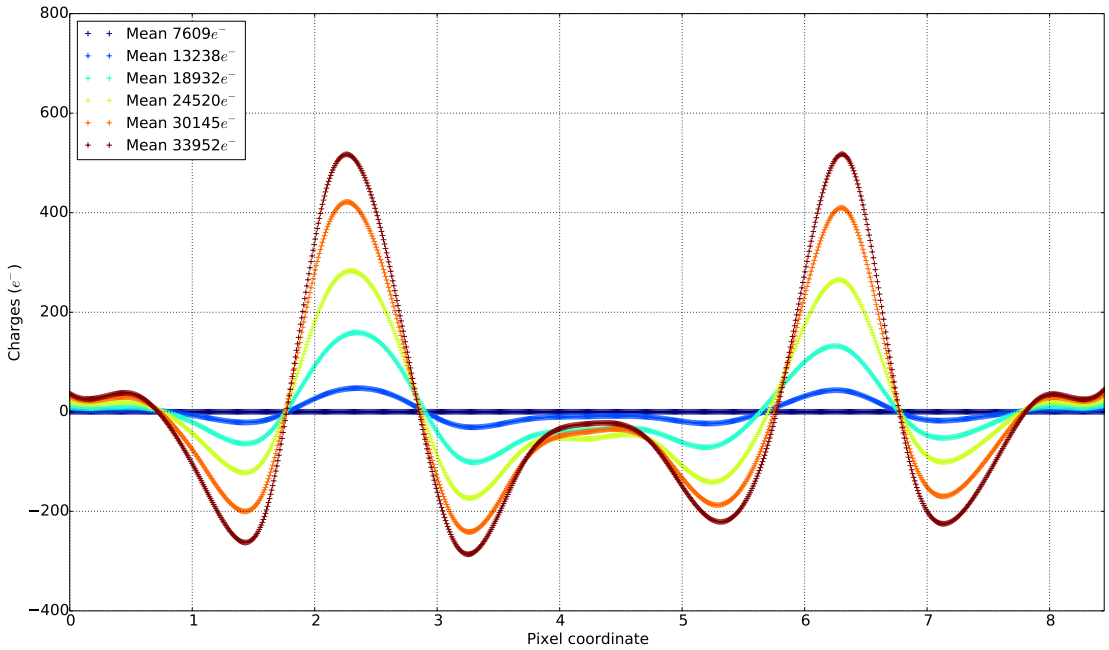


(b)

FIGURE 6.24: Les deux estimateurs ne sont pas assez robuste pour permettre à la méthode de corriger correctement de tels profils. (a) : estimateur moyenne. (b) : estimateur polynomial. Après correction de l'effet brighter-fatter, il reste encore $\sim 0.5\%$ sur le sommet, $\sim 2\%$ dans la pente pour le profil de plus haut intensité. En légende la moyenne des différents profils. En figure 6.25 on retrouve les figures du bas de (a) et (b) converties en charges.



(a)



(b)

FIGURE 6.25: Résidus en charges après correction par rapport au profil de plus basse intensité. (a) : pour l'estimateur de charge moyenne. (b) : pour l'estimateur de charge polynomial. On remarque que grâce à l'estimateur de charge polynomial, la méthode de correction de l'effet brighter-fatter est plus efficace. Voir table 6.7 pour une évaluation de l'efficacité. En légende la moyenne des différents profils.

6.6.2 Profils de Ronchi parallèles aux lignes

Nous présentons ici les résultats de la correction pour des profils de Ronchi parallèles aux lignes (voir figure 6.27). Les images sont prises aux mêmes temps de pose, et en même quantité. Le profil n'ayant pas exactement la même forme que pour le profil des Ronchi parallèles aux colonnes, nous pouvons regarder quelle est l'erreur sur l'estimation de la densité de charge entre deux pixels pour ce cas (voir figure 6.26). On trouvera en figure 6.28 l'erreur par la correction avec les deux estimateurs de charge et en figure 6.29 l'erreur correspondante sur les charges. L'efficacité de la correction est donnée dans la table 6.8.

ΔC_i	$7618e^-$	$13255e^-$	$18973e^-$	$24573e^-$	$30194e^-$	$34018e^-$
Non corrigé	0	547	1632	3091	4812	6200
Estimateur moyenne	0	131	454	830	1173	1488
Estimateur polynomial	0	117	395	693	975	1224

TABLE 6.8: Pour différentes valeurs moyennes de profils de Ronchi. L'estimateur polynomial permet de mieux corriger que l'estimateur moyenne. À haut flux la méthode corrige ~ 80 % de l'effet.

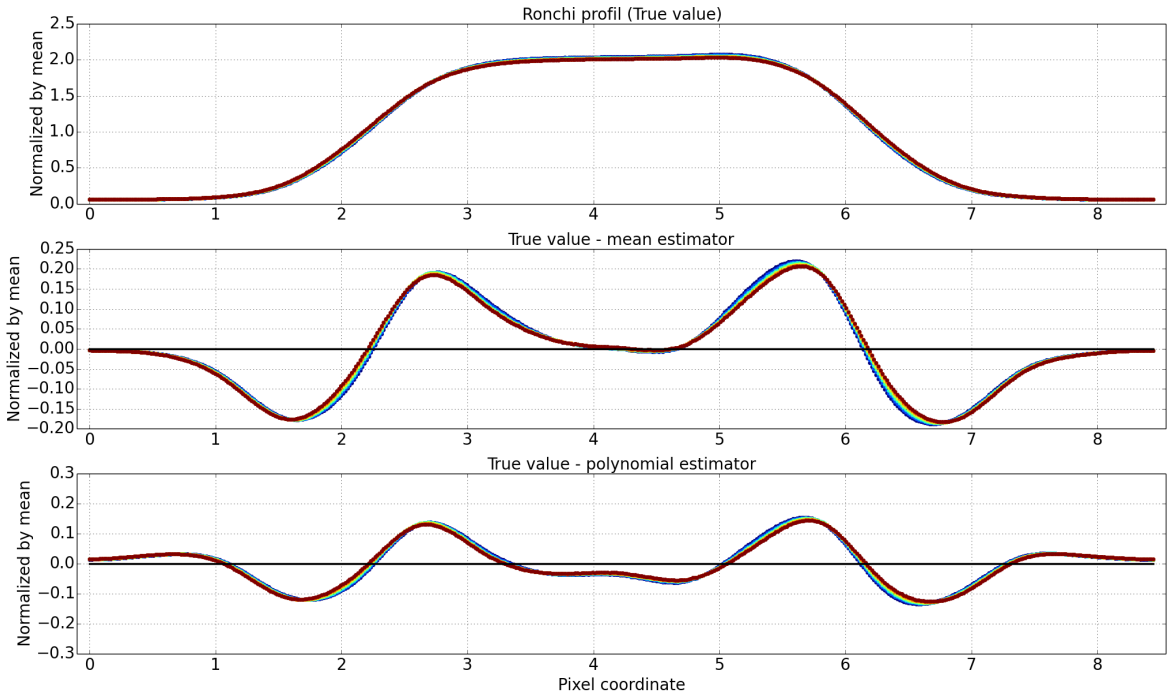
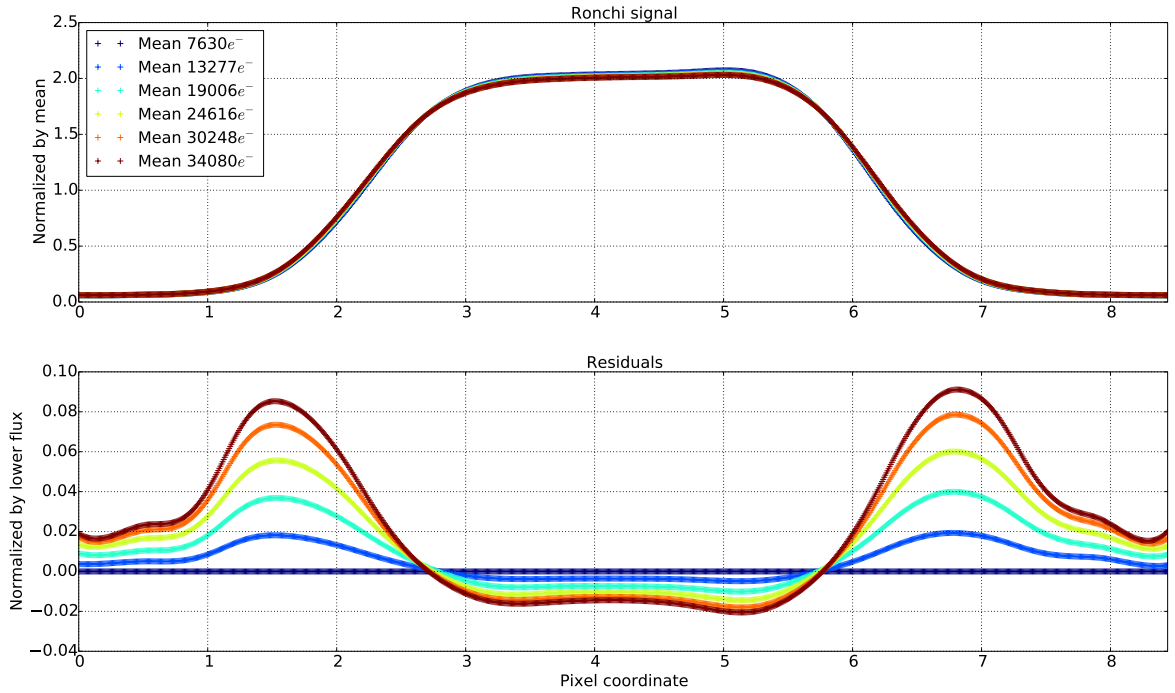
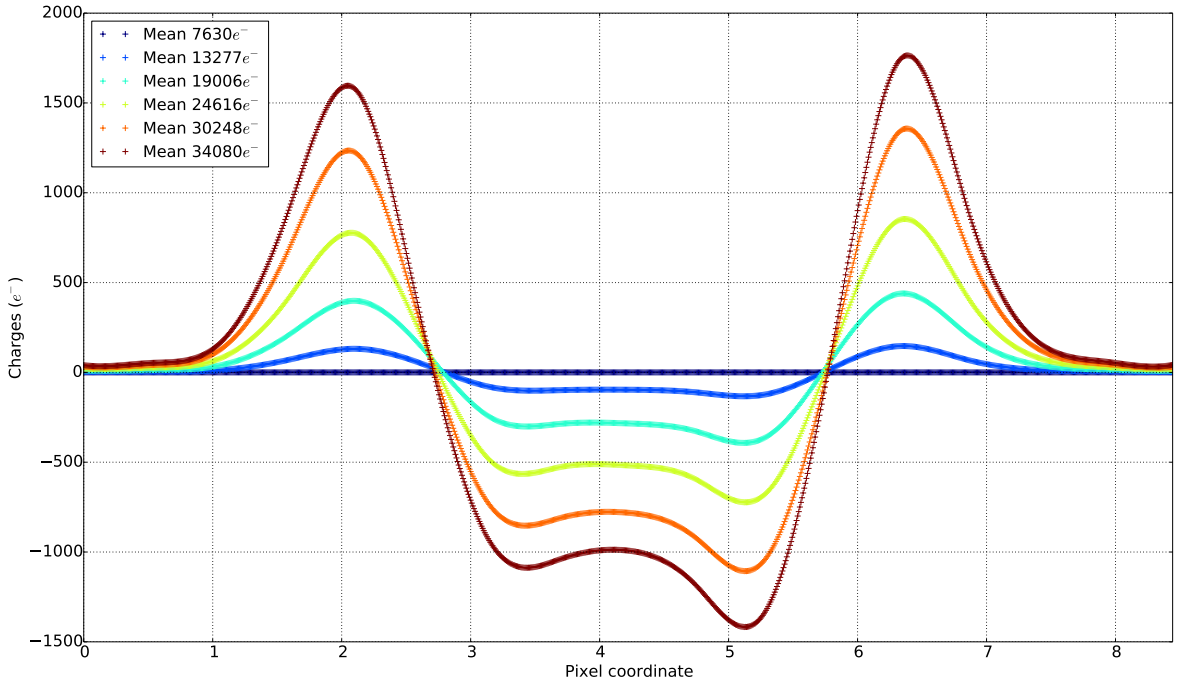


FIGURE 6.26: Les erreurs n'ont pas la même forme que pour les profils de Ronchi parallèles aux colonnes en figure 6.22. L'efficacité de l'estimateur dépend bien des gradients dans l'image.

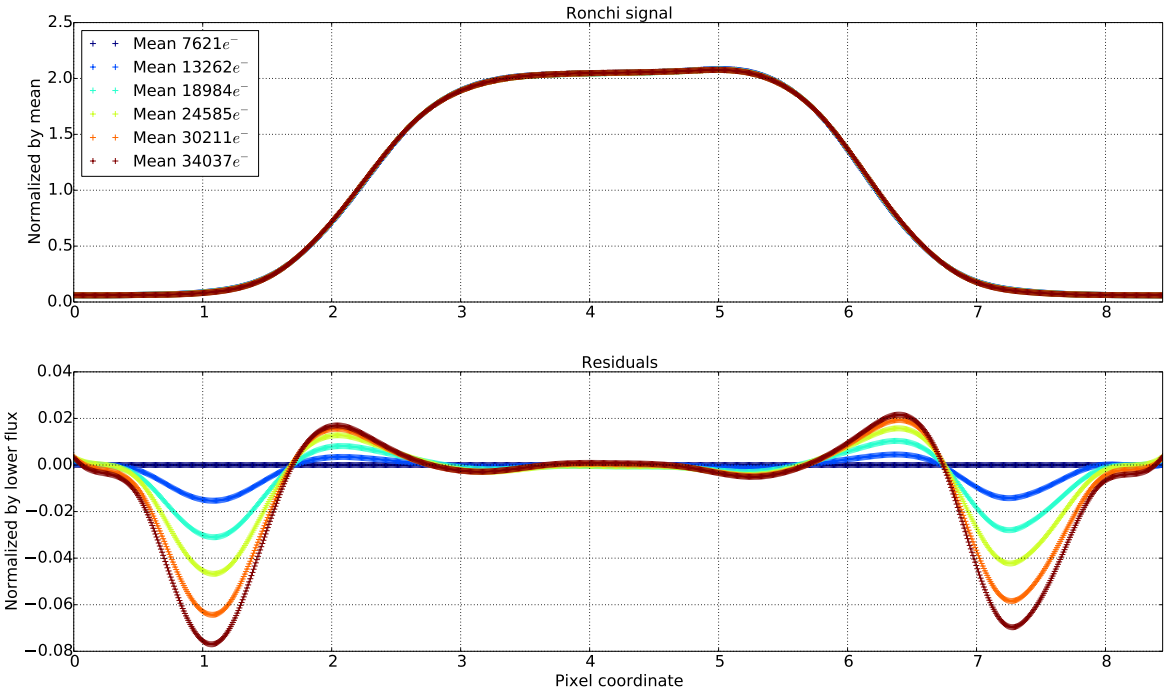


(a)

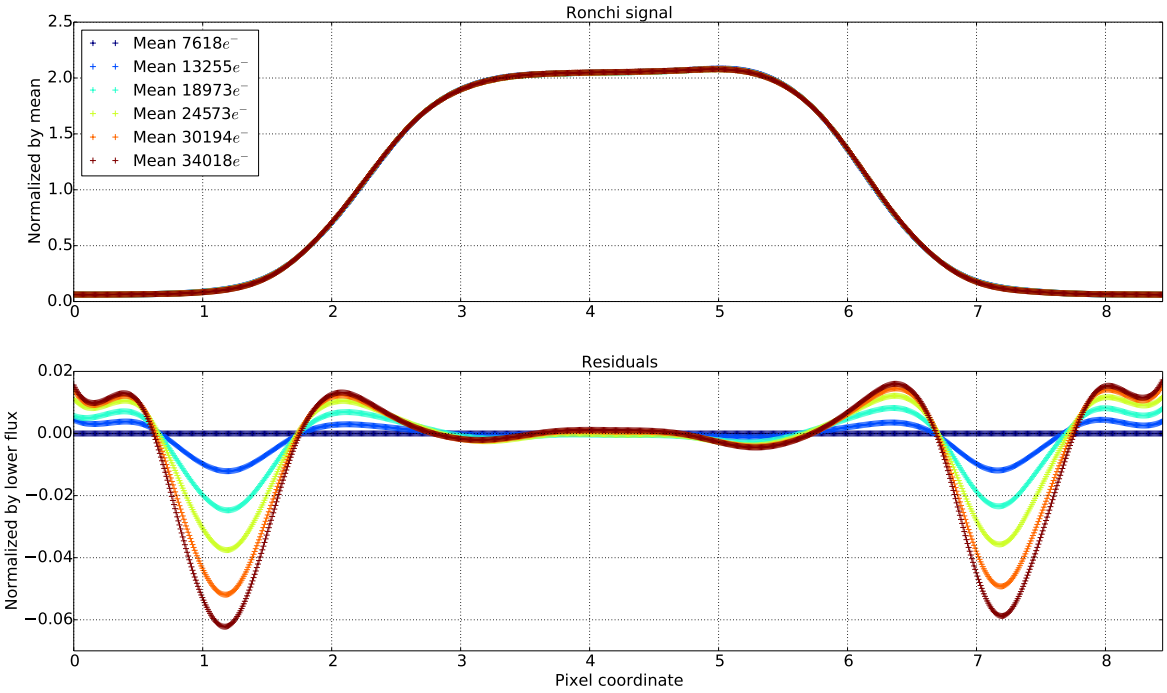


(b)

FIGURE 6.27: (a) : Profil de Ronchi parallèle aux lignes non corrigé. (b) : bas de la figure (a) traduit en charges.

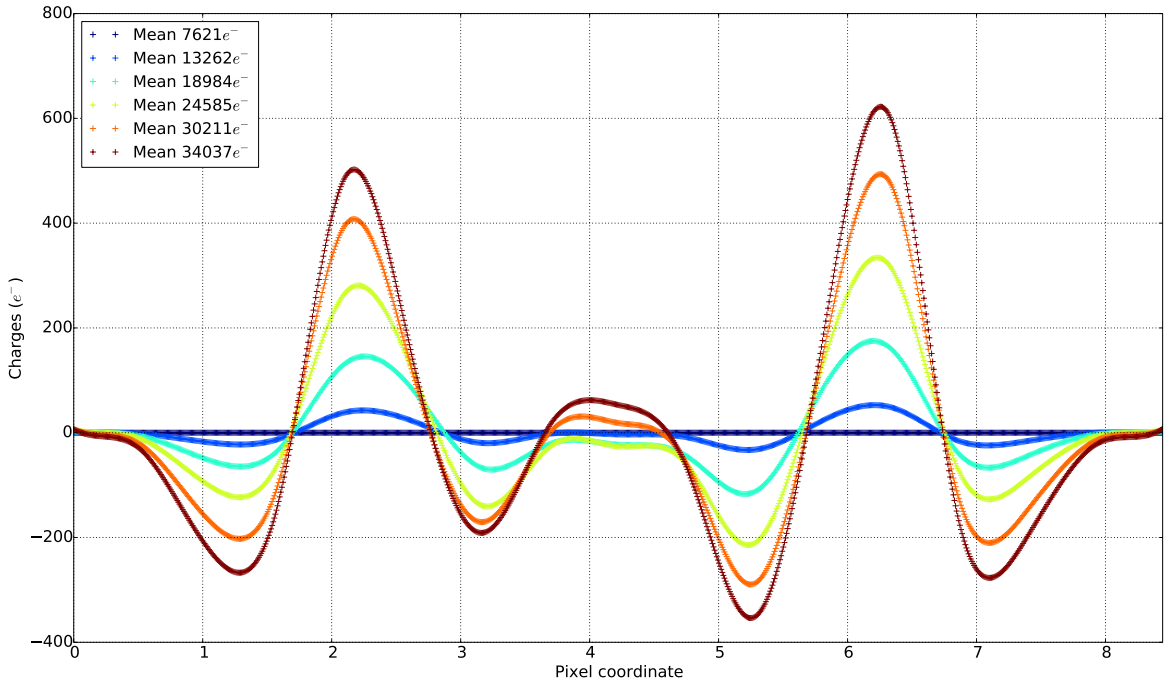


(a)

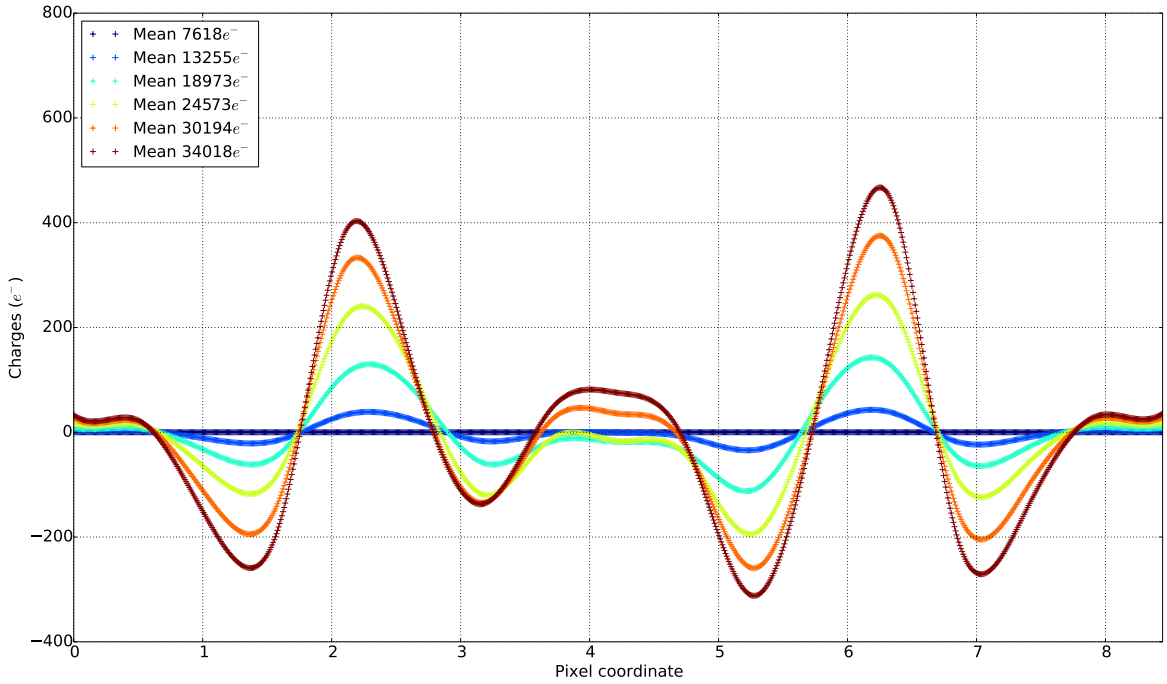


(b)

FIGURE 6.28: Mêmes remarques que pour les profils de Ronchi parallèles aux colonnes en figure 6.24. Les deux estimateurs ne sont pas assez robustes pour permettre à la méthode de corriger correctement. (a) : estimateur moyenne. (b) : estimateur polinomial.



(a)



(b)

FIGURE 6.29: On remarque qu'au niveau du milieu de la période, c'est à dire là où se trouve le sommet, l'erreur n'est pas la même que dans le cas des Ronchi parallèles aux colonnes (voir figure 6.25). Le profil n'a pas tout à fait la même forme dans ce sens.

6.6.3 Explication de l'erreur de correction de la méthode de *descrambling*

Connaissant l'erreur sur l'estimation de la charge à un endroit précis du profil, nous pouvons propager l'erreur, et calculer quelle serait la contribution de l'erreur $\delta\rho^X_{0,0}$ dans la charge corrigée. On pose donc :

$$\varrho^X_{0,0} = \rho^X_{0,0} + \delta\rho^X_{0,0} \tag{6.53}$$

où $\rho^X_{0,0}$ est la vraie densité de charge à la frontière entre deux pixels. On utilise l'équation 6.9, avec deux hypothèses supplémentaires dues à la forme du profil du Ronchi.

Prenons par exemple le cas des Ronchi parallèles aux colonnes. Sachant qu'il y a une symétrie de translation dans le sens de l'illumination, les contraintes qui s'applique sur les frontières A et C sont exactement les mêmes. Seules les frontières B et D se déplacent. On a :

$$\Delta\delta Q_{0,0} = \sum_{X=B,D} \frac{\delta\rho^X_{0,0}}{2} \sum_{i,j} a^X_{i,j} Q_{i,j} \tag{6.54}$$

De plus, pour tous les pixels d'une même ligne, la charge $Q_{i,j}$ est la même (même indice i). On calcule donc ensuite $\Delta\delta Q_{0,0}$ pour -9 < i < 9 et -9 < j < 9, avec les coefficients $a^X_{i,j}$ extraits grâce au modèle de la section 6.5.1. Les résultats sont montrés en figure 6.30.

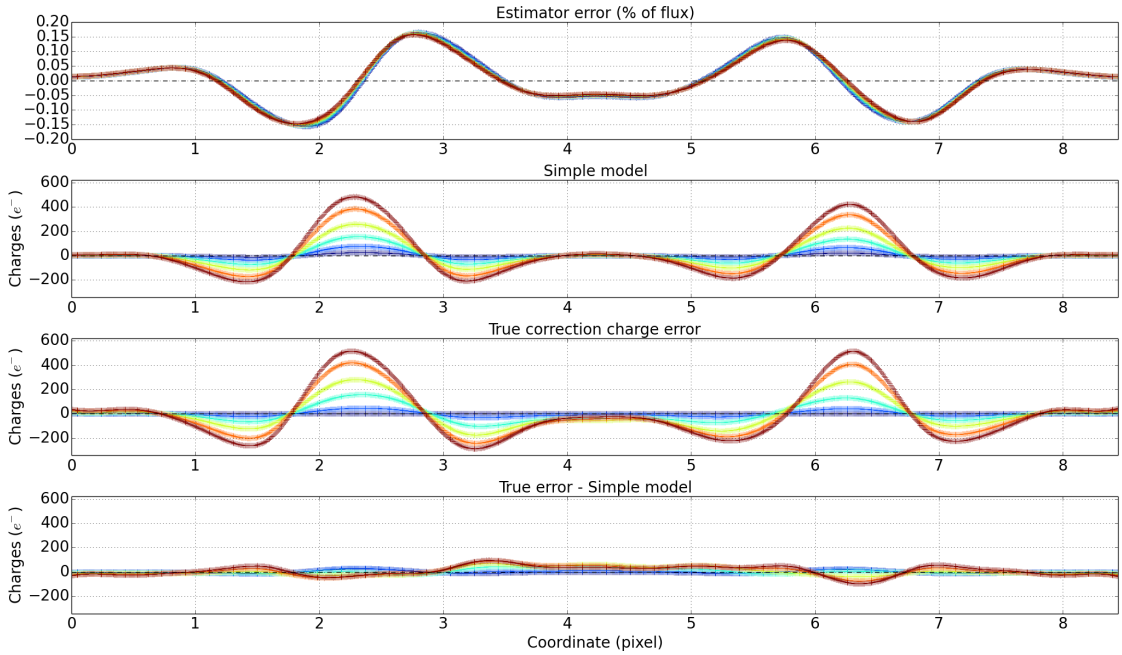
ΔC_i	$7609e^-$	$13238e^-$	$18932e^-$	$24520e^-$	$30145e^-$	$33952e^-$
Non corrigé	0	553	1626	3093	4896	6315
Estimateur polynomial	0	134	431	775	1117	1360
Estimateur polynomial + correction	59	73	117	207	267	294

Table 6.9: Pour différentes valeurs moyennes de profils de Ronchi, évaluation de l'efficacité de correction sur les profils de Ronchi parallèles aux colonnes après soustraction de l'erreur de l'estimateur de charge. Pour comparer, on reprend une partie de la table 6.7.

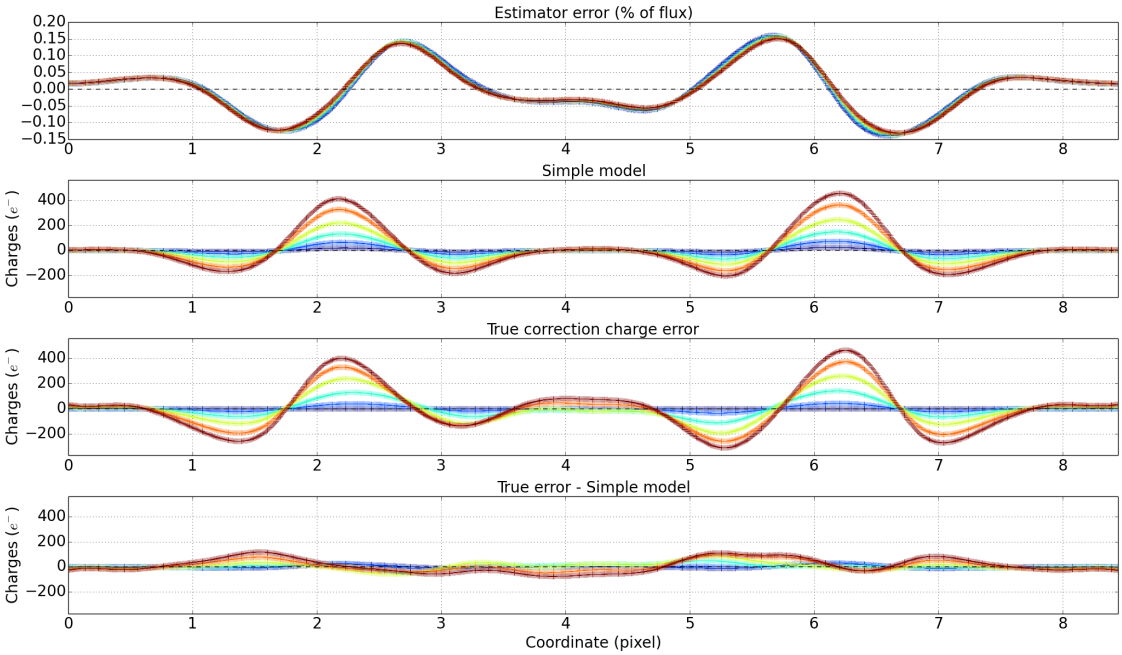
Dans la table 6.9, on retrouve pour les profils de Ronchi le résultat de la différence des vrais résidus à la correction et du modèle simple. On constate qu'une très grande fraction des charges mesurées dans le mauvais pixel après *descrambling* est majoritairement attribuable aux erreurs d'estimation de charge à la frontière entre deux pixels. Pour le plus haut flux, avec estimateur polynomial, il reste seulement ~ 4 % de charges mesurées dans le mauvais pixel après correction qui ne sont pas expliquées.

Il est probable que le résidu restant provienne d'une des limitations de l'estimateur de charge dont nous n'avons pas discuté jusqu'à maintenant. Les frontières se sont déplacées sous l'effet cumulé de toutes les charges qui l'entourent. De plus, les variations physiques de taille des pixels ne sont pas prises en compte. L'estimateur, qui suppose que tous les pixels ont la même taille, estime la densité au milieu de deux pixels : il n'estime donc pas la densité de charge au bon endroit. Cette erreur, difficile à estimer, n'a pas été propagée dans notre modèle simple. Les résidus restant peuvent aussi être attribués à la précision du modèle.

La forme de l'illumination a donc un impact important sur la méthode de *descrambling*. Là où les gradients d'illumination sont trop importants, l'estimateur de densité de charge à la frontière entre deux pixels n'est pas robuste. L'erreur de l'estimation se propage directement sur les charges mesurées dans le mauvais pixel après la correction de l'effet brighter-fatter. Comme nous allons le voir dans la partie suivante 6.6.4, avec des illuminations moins modulées et donc plus représentatives de la qualité et de l'échantillonnage des images de LSST, la quantité de



(a)



(b)

FIGURE 6.30: (a) : Explication de l'erreur de correction en charge induite par la forme du profil, pour un profil parallèle aux colonnes. De haut en bas : pourcentage d'erreur sur l'estimation de la charge à un endroit du profil ; modèle simple de propagation de l'erreur dans la méthode de correction ; vraie erreur de correction ; différence entre le modèle et la vraie erreur. (b) : pour un profil parallèle aux lignes, même ordre que pour (a).

charge mesurée au mauvais endroit après la correction devrait être extrêmement réduite par rapport à une illumination très fortement modulée comme les profils de Ronchi.

6.6.4 Correction sur des images à plus faibles gradients

Les pixels de LSST auront une résolution de 0.2 arcsecondes. En supposant que la PSF d'une étoile est décrite par une gaussienne à deux dimensions, la résolution sur la mesure de la taille d'une étoile sont les deux paramètres σ_x et σ_y. Dans des meilleures conditions d'observation, la résolution prévue est de 0.4 arcsecondes pour σ_x et σ_y, soit deux pixels. Nous choisissons donc de projeter une illumination dont la demie largeur à mi-hauteur serait de ~ 2 pixels. Nous avons ainsi une illumination qui est plus représentative des futures conditions d'observation de LSST. Les résultats de l'estimation par les deux estimateurs sont présentés en figure 6.31.

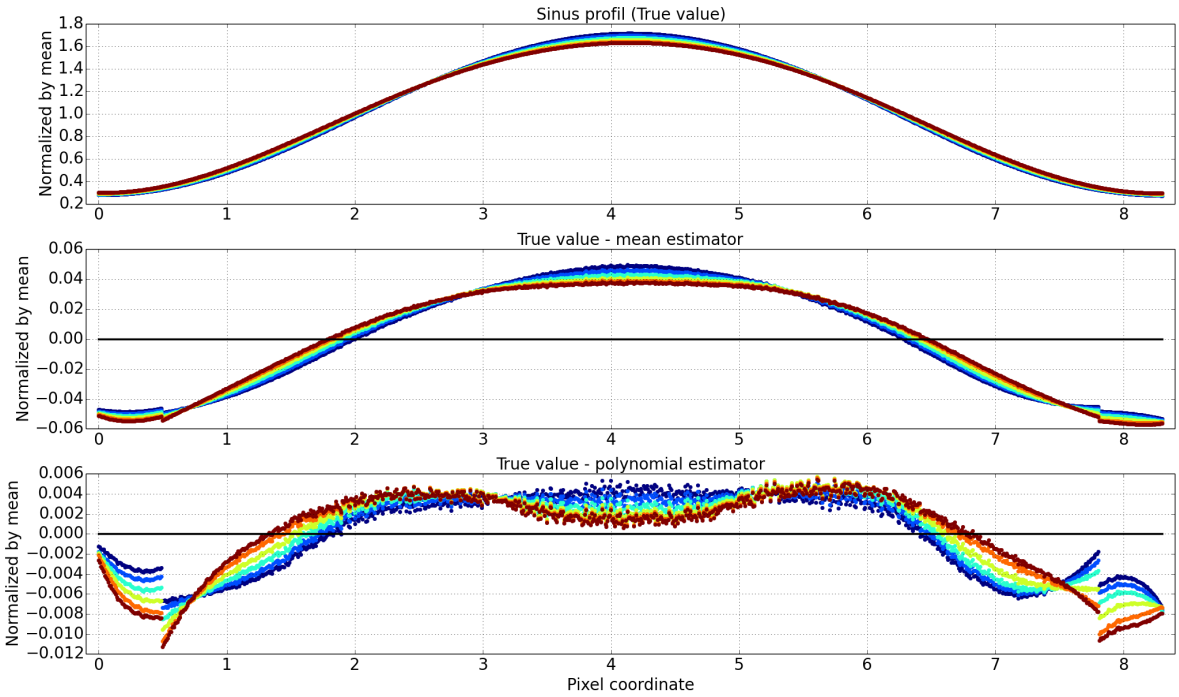
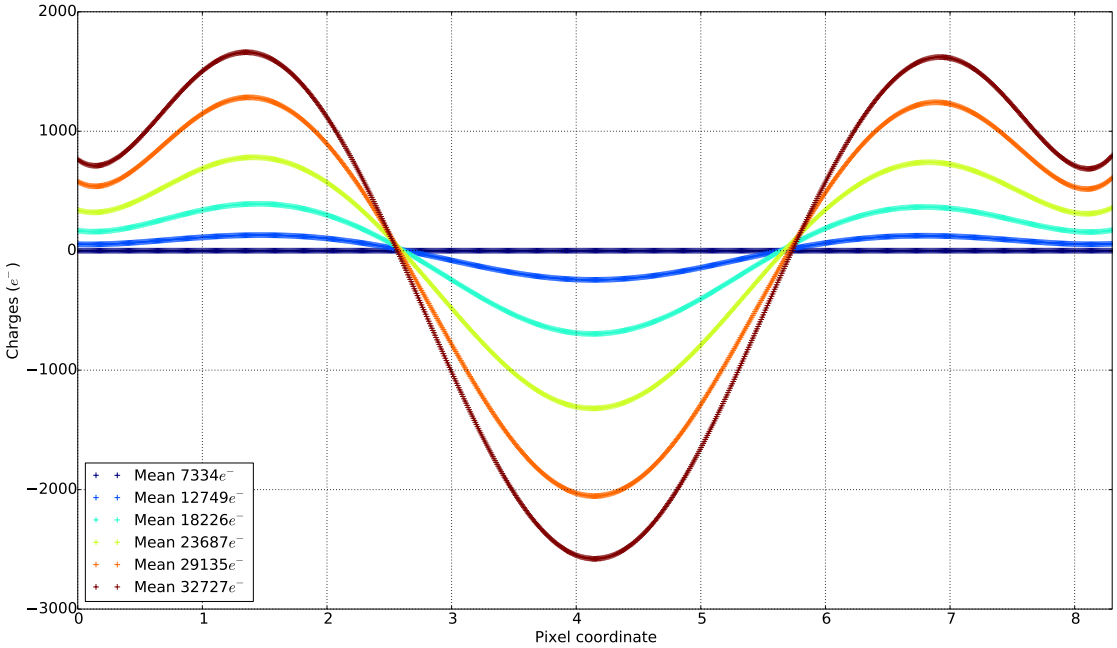


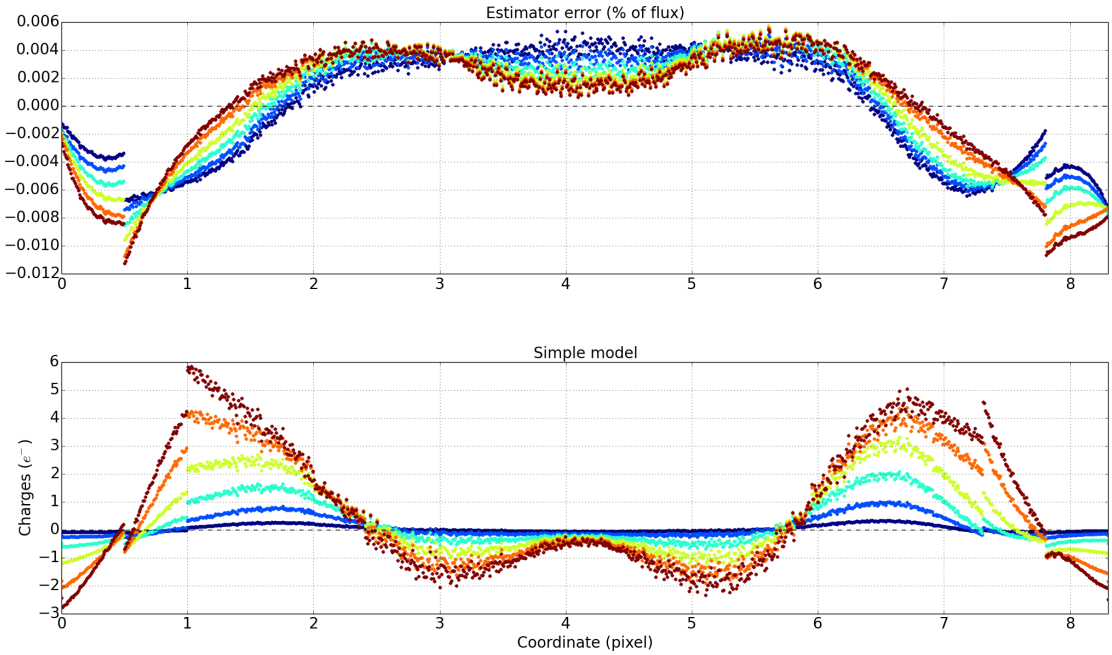
FIGURE 6.31: Comparaison des estimateurs de densité de charge sur un profil de sinus pour plusieurs intensités. En haut les vraies valeurs des profils de sinus normalisés par la moyenne sur l'image. Au milieu, écart entre la vraie valeur et l'estimateur moyenne. En bas, écart entre la vraie valeur et l'estimateur polynomial. Avec des pentes plus douces, les estimateurs sont ici plus robustes que pour le profil de Ronchi (voir image 6.22). Pour la densité de charge au sommet et par rapport à l'estimateur moyenne, on gagne un ordre de grandeur dans l'erreur relative avec l'estimateur polynomial.

Cependant, pour les objets à très bas signal/bruit, l'estimateur polynomial est susceptible d'interpréter le bruit comme du signal : il sera sans doute nécessaire de revenir à un estimateur moyenne.

Par manque de temps, nous n'avons pu acquérir les données nécessaires à la correction de profils de sinus. Nous pouvons néanmoins, grâce au modèle simple de propagation de l'erreur de l'estimateur de charge traité en partie 6.6.3, estimer quelle serait la quantité de charge mesurée dans le mauvais pixel après la correction d'un tel profil. Les résultats sont présentés en figure



(a)



(b)

FIGURE 6.32: (a) : Charges mesurées dans le mauvais pixel avant correction. (b) : Estimation de l'erreur de correction sur une illumination de sinus. En haut, erreur de l'estimateur de charge polynomial, en bas, estimation des charges mesurées dans le mauvais pixels après la correction de l'effet brighter-fatter. L'erreur de l'estimateur étant beaucoup plus faible (on passe du maximum de $\sim 15\%$ à $\sim 0.9\%$), on prévoit une correction de l'effet brighter-fatter beaucoup plus efficace.

6.32. On suppose ici que les coefficients $a^X_{i,j}$ sont les mêmes que dans 6.6.3, là où les illuminations ont été acquises avec la REB 3. Les sinus ayant été acquis avec la REB 5, il faudrait en fait calculer de nouveaux coefficients, mais c'est précisément les données qu'il nous manque. Nous pouvons cependant raisonnablement supposer que leur valeur ne change pas beaucoup, ce qui est suffisant pour cette estimation. La méthode de *descrambling* semble donc très prometteuse sur des images plus représentatives de la future qualité d'image de LSST puisqu'elle serait capable de corriger $\sim 96\%$[29] de l'effet.

6.7 Problèmes

Les enjeux instrumentaux sont extrêmement importants pour la caractérisation de l'effet brighter-fatter et le développement d'une méthode de correction efficace. La mesure des covariances sur la différence d'illuminations uniformes dépend directement de la mesure de flux en électron sur le CCD. De la collecte du signal à sa digitalisation en ADU et enregistrement, certaines étapes du traitement du signal hors CCD sont susceptibles d'altérer la mesure de flux et donc de corrélations. C'est pour cela notamment que la linéarité de la réponse doit être très bien contrôlée.

Non-linéarité de la réponse de l'acquisition

Une photodiode (CLAP) installée sur le chemin optique du banc du LPNHE nous permet de faire un contrôle de flux pour chaque image. Telle que nous utilisons la photodiode, sa linéarité n'est pas à remettre en cause puisqu'en effet, lorsque nous varions le flux moyen sur l'image, ce n'est pas le flux de la source qui change mais le temps de pose. Nous pouvons donc vérifier à tout moment la linéarité de la réponse de l'acquisition en fonction du flux moyen en e^- collecté sur le CCD. Un exemple de résultat est donné en figure 6.33.

Avant de conclure sur les mesures de variances et de covariances, il faut donc mesurer précisément la non-linéarité et la corriger (voir figure 6.33a). L'impact sur le gain est de ~ 1 à 3 % en fonction du canal. Pour le canal 12, le χ^2/dof de l'ajustement à la PTC avec le modèle de l'équation 6.24 passe de 17.070 à 1.424 après correction. Enfin, pour le paramètre k que l'on extrait justement d'un ajustement à la PTC, sa valeur moyenne varie de ~ 10 % après correction de la non-linéarité.

Digitalisation de l'ADC

Comme nous pouvons le voir sur la figure 6.34, la distribution n'est pas *lisse* : l'ADC ne convertit pas convenablement toutes les valeurs d'intensités. Ce problème dégrade légèrement la résolution, et augmente le bruit de façon marginale : l'effet de la digitalisation de l'ADC est de ~ 2 bit (soit environ 1.5 e^-) au lieu de ~ 1 bit. C'est négligeable par rapport au bruit total qui est de 5-6 e^-. Cependant, comme ce problème n'est pas encore compris, et même s'il a peu de chance de perturber les corrélations, une étude spécifique est en cours afin d'en comprendre la cause.

[29] Puisque nous n'avons pas pu faire de correction des profils de sinus, ce nombre est basé sur une estimation des charges qui se sont déplacées à haut flux (figure 6.32a) et une estimation des résidus à la correction (figure du bas de 6.32b). Sur l'image de sinus à plus haut flux, le maximum est à ~ 75000 e^-. Sur une période et à haut flux, les charges mesurées dans le mauvais pixel s'élèvent à ~ 10717, les résidus après correction ~ 16. Les erreurs liées à l'estimateur de charge semblent donc être négligeables. Cette estimation ne prend pas en compte les erreurs du modèle, ni les limitations décrites en 6.6.3.

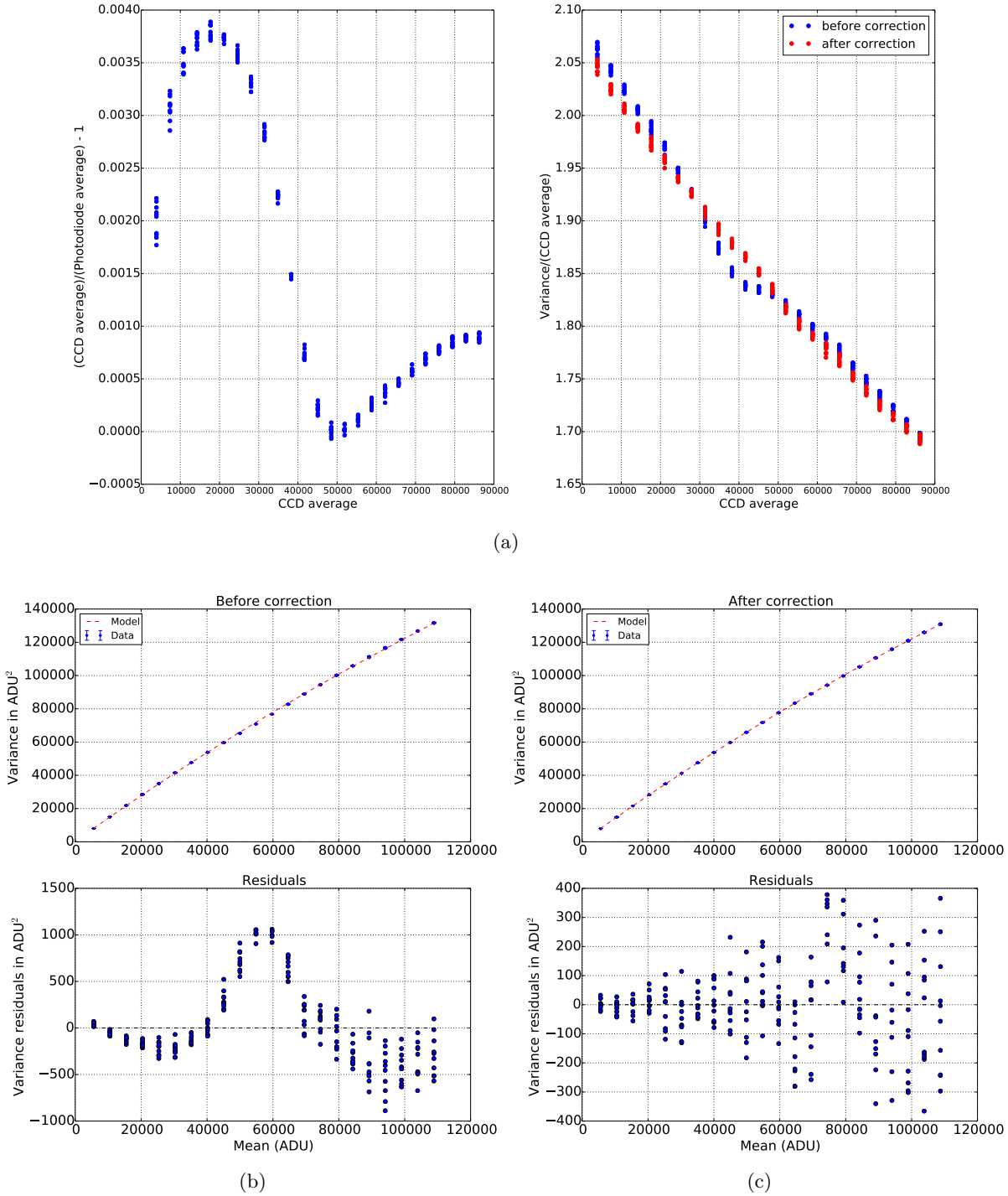


FIGURE 6.33: (a) : mesure de non-linéarité de la réponse de l'acquisition sur le canal 12 du CCD. Sur la gauche : la non linéarité intégrale atteint $\sim 4‰$. Sur la droite : nous voyons bien l'effet de la non linéarité sur la mesure de variance, qui est surtout affectée aux alentours de 40000 e^-. Ajustement à la PTC, (b) avant et (c) après correction de la non-linéarité.

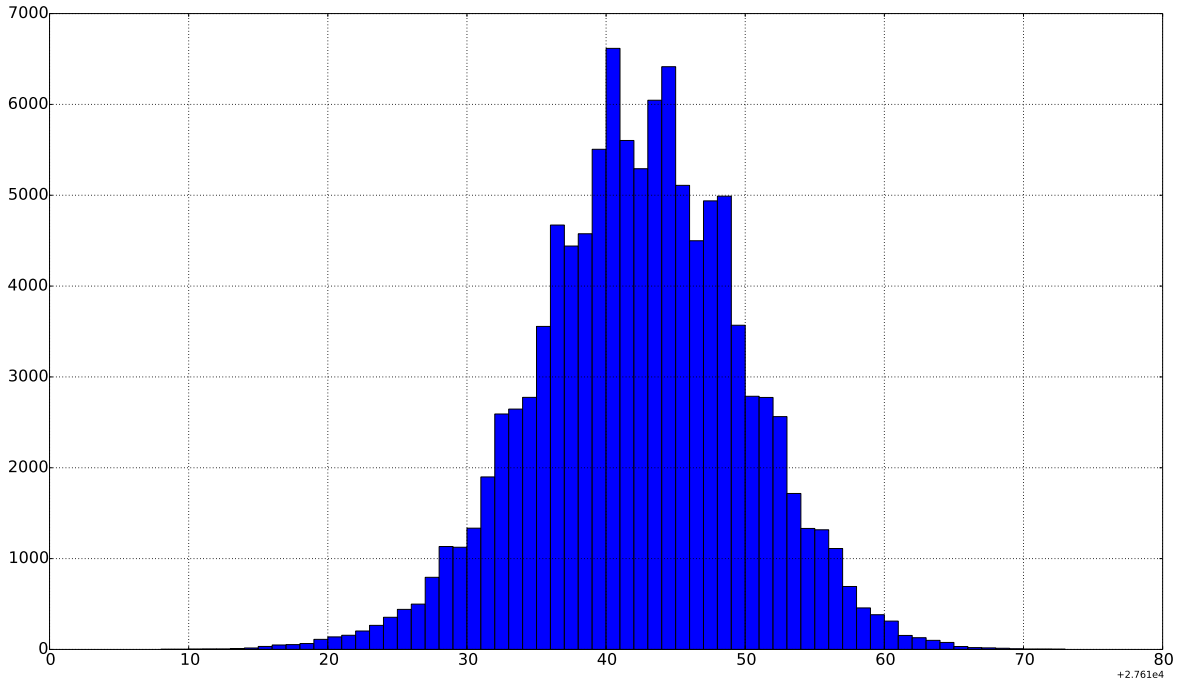
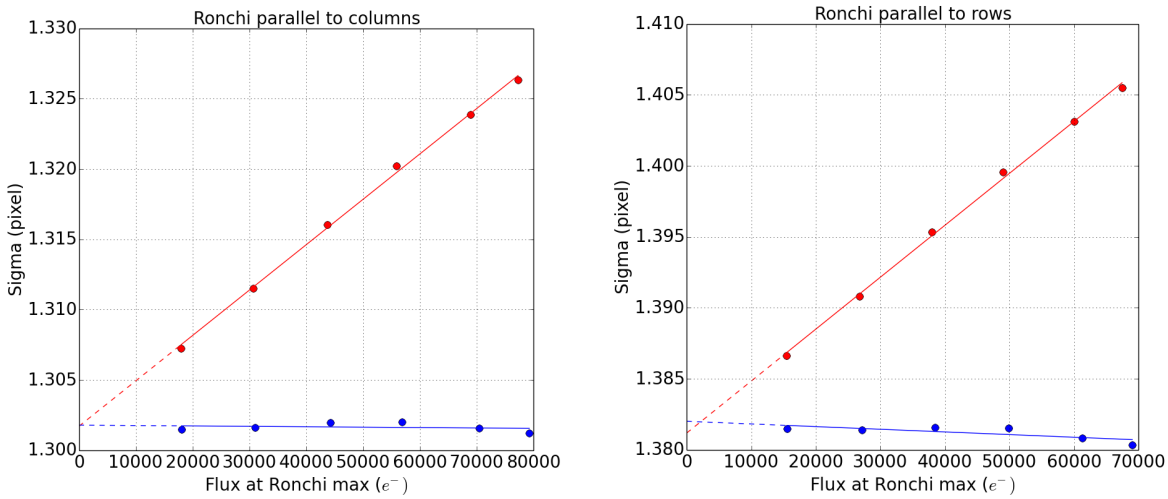


FIGURE 6.34: Distribution des valeurs dans l'overscan du canal 10. Nous observons des *paliers* et deux *pics* au sommet, indicateurs que l'ADC convertit parfois mal certaines quantités d'électrons.



(a) (b)

FIGURE 6.35: Évaluation de l'efficacité de correction par descrambling sur la dispersion des profils de Ronchi. On mesure la dispersion des profils de Ronchi avant (en rouge) et après (en bleu) correction, pour plusieurs intensités, pour des profils parallèles aux colonnes en (a) et prallèles aux lignes (b). En (a), la correction sur la dispersion atteint $\sim 100.1\%$, et en (b) la correction atteint $\sim 105\%$.

6.8 Conclusion

L'effet brighter-fatter doit être corrigé de part ses conséquences néfastes sur la mesure des principales sondes cosmologiques. Pour le corriger, il faut le modéliser grâce à des données de qualité. Nous avons montré dans ce chapitre qu'il était possible de le mesurer grâce à des covariances sur des paires d'illuminations uniformes, puis qu'il était possible de modéliser son impact sur le déplacement des frontières des pixels grâce à un modèle électrostatique simplifié, beaucoup plus facile à mettre en place que des simulations électrostatiques complètes. Nous avons posé de meilleures contraintes sur la modélisation de l'effet brighter-fatter, notamment en le caractérisant à grande distance et en analysant son comportement en fonction de la forme électrostatique des pixels. De plus, nous avons montré le résultat important que l'effet brighter-fatter était chromatique, ce qui n'avait pas été montré jusqu'alors pour LSST : cela implique que la correction de l'effet brighter-fatter est dépendante de la couleur de l'objet observé, l'importance de cette implication étant amoindri de part le fait que les observations de LSST se feront dans des filtres à bande passante relativement étroite. La précision de calibration photométrique requise est déterminante pour savoir si une correction unique par filtre est suffisante. L'effet brighter-fatter est aussi spatialement dépendant sur la surface du CCD, ce qui complexifie la calibration. La méthode de correction sur les images développée ici par un estimateur de densité de charge à la frontière entre deux pixels de meilleur qualité, est capable de corriger les déformations de l'effet brighter-fatter sur des images à fort gradient. Cependant, l'estimateur de charge montre ses limites. Il est fort probable que sur des données représentatives des futures images de LSST, la méthode de correction puisse corriger encore mieux les conséquences de l'effet brighter-fatter. Malheureusement, en raison d'aléas instrumentaux, ce sont des données que nous n'avons pas pu acquérir pour les présenter dans ce document.

Jusqu'à maintenant, la correction de l'effet brighter-fatter permettait de corriger $\sim 95 \pm 5$ % de la dispersion (correction estimée sur des spots lumineux dans [A66]). Les résultats de notre correction sur les profils de Ronchi sont présentés en figure 6.35. Ils sont du même ordre. Cependant, d'une part les résultats sont présentés pour des profils de Ronchi, dont les gradients sont beaucoup plus forts que ceux qui seront présents sur les futures images de LSST, et d'autre part, notre résultat est plus robuste. En effet, le nouveau modèle électrostatique introduit dans ce travail de thèse permet de mieux modéliser les premières covariances qui sont les plus importantes, ce que ne permet pas une fonction de lissage en raison de leur anisotropie. De plus, le nouveau modèle de construction dynamique de l'effet brighter-fatter nous permet de mieux décrire l'évolution de la variance en fonction du flux (PTC) et donc aussi le comportement des différentes covariances. Enfin, l'estimateur de charge polynomial introduit dans ce travail de thèse permet de diminuer de 4% à quelques ‰ l'erreur sur l'estimation de la densité de charge à la frontière entre deux pixels, quantité nécessaire pour mettre en place la méthode de correction par descrambling.

Conclusion

Par l'intermédiaire du groupe de travail SAWG, la collaboration scientifique LSST DESC a entrepris l'étude de précision des anomalies dans les CCD afin de minimiser leurs impacts dans les futures analyses de cosmologie. Une grande partie de cette caractérisation se déroule sur banc, avant la mise en place définitive du plan focal dans la caméra et son installation sur le télescope. Le programme scientifique du projet LSST doit commencer en 2022 pour se terminer une dizaine d'années plus tard.

Une grande partie de ce travail de thèse d'instrumentation a été accompli en salle blanche, lors de l'élaboration d'un banc optique stable permettant d'acquérir des données reproductibles. La mise en place d'un dispositif d'illumination polyvalent, le projecteur de franges, nous permet d'acquérir les données essentielles à la compréhension des différents types de distorsions électrostatiques dans les CCD, c'est à dire aussi bien les distorsions statiques que les distorsions dynamiques.

Nous nous sommes en particulier attachés à l'étude fine de l'effet brighter-fatter, effet mis en évidence en 2013 au LPNHE et qui correspond à un élargissement jusqu'à plusieurs pourcent de la PSF avec le flux. Le cœur de l'étude repose sur la mesure des covariances entre pixels à partir de paires d'illuminations uniformes. Nous avons développé un modèle semi-empirique capable de décrire conjointement la forme de la PTC et les corrélations. Une méthode de calcul rapide des corrélations a été mise en place, permettant dans un temps raisonnable de calculer les corrélations entre pixels très éloignés, et donc de mieux contraindre l'effet brighter-fatter.

Afin de mieux comprendre l'effet brighter-fatter, d'identifier les conditions expérimentales pouvant influencer son intensité et de les tabuler, nous avons entrepris de le mesurer dans des conditions encore non-explorées. Nous avons ainsi pour la première fois pour les CCD de LSST mesuré la dépendance de l'effet brighter-fatter avec la longueur d'onde, mis en évidence sa non uniformité sur la surface d'un CCD et mesuré sa dépendance vis a vis de la configuration du champ électrique (collecte sur une surface de pixel réduite ou en faisant varier la tension de polarisation).

Nous avons élaboré un modèle électrostatique simplifié, capable de décrire les corrélations entre pixels. Cette modélisation est nécessaire pour mettre en place la méthode pour la correction de l'effet brighter-fatter sur les images de science. L'avantage de cette méthode de *descrambling* est qu'elle permet de corriger les conséquences de l'effet brighter-fatter dans les premières étapes de traitement de l'image, et plus particulièrement sans faire d'hypothèse sur la forme des objets célestes observés.

Nous avons aussi pour la première fois présenté un calcul de l'effet brighter-fatter qui permet de décrire la variance observée en fonction du flux à tous les ordres, ce qui nous a permis de mesurer pour la première fois l'écart à la linéarité de l'effet brighter-fatter avec le flux et qui s'est avéré en accord avec notre modèle.

Pour la mesure d'une des manifestations de l'effet brighter-fatter qui est l'étalement d'une illumination en fonction des flux, nous avons mis en place une nouvelle méthode grâce à des

profils de Ronchi. Ces profils présentent de très forts gradients une fois imagés sur le CCD. Cette méthode, similaire en principe à la mesure d'étalement des spots, permet de caractériser l'effet avec beaucoup plus de photo-statistique et en appliquant des contraintes électrostatiques différentes sur les frontières entre les pixels.

L'ensemble de nos études a conforté la compréhension de l'effet brighter-fatter. Ainsi nous avons montré que moyennant un échantillonnage raisonnable de la PSF, une correction au niveau des pixels supprimant plus de 95% de l'effet brighter-fatter doit pouvoir être réalisée. Ainsi cet effet ne doit pas être un facteur limitant pour les études de cosmologie dans LSST (SNIa, lentillage gravitationnel en régime faible), moyennant la mise en place des corrections présentées dans ce document.

Les applications des illuminations à forts gradients sont donc multiples. Diverses analyses, dans la suite directe de ces travaux, peuvent être accomplies. La première est l'implémentation sur des données de banc de la méthode de reconstruction des distorsions statiques décrite au chapitre 4. Cette méthode est un véritable succès lorsque les illuminations projetées sur le CCD sont parfaitement connues. Cependant, les montages optiques induisent des distorsions sur les illuminations. La modélisation de ces distorsions est un problème très difficile. Sans une très bonne connaissance des motifs d'illumination, la reconstruction des déplacements de charges avec cette méthode n'est pas optimale. Une étude exploratoire de cette analyse est présentée dans l'annexe A. L'élaboration d'une illumination avec moins de défauts et de distorsions semble être l'option la plus envisageable. La deuxième analyse que je souhaite mener est de confirmer l'efficacité de la méthode de *descrambling* sur des images à plus faibles gradients. Le lien évident qui a été présenté au chapitre 6 entre l'erreur sur l'estimation de la densité de charge entre deux pixels et l'erreur sur la correction de l'effet brighter-fatter est très encourageant pour l'efficacité de correction de la méthode sur des images à gradients plus représentatifs de la qualité d'image de LSST.

Annexe

Annexe A

Complément d'analyse pour la modélisation des distorsions statiques

A.1 Modélisation de l'illumination

Nous avons montré au chapitre 4 que notre méthode était capable de reconstruire un champ de déplacement de faible amplitude (inférieure à 0.01 pixels RMS) sur des images dont l'illumination était parfaitement connue. Pour des raisons évidentes, les caractéristiques de l'illumination ne sont jamais parfaitement connues. En effet, que ce soit sur le projecteur de franges décrit dans le chapitre 3 ou avec un interféromètre de Michelson, les deux systèmes sont susceptibles d'introduire des distorsions optiques.

Il y a deux possibilités afin de modéliser l'influence des éléments optiques sur l'illumination : soit la création d'un modèle de distorsions unique, que l'on applique à toutes les images en fonction de leurs paramètres comme l'angle des franges par exemple, soit on ajuste un modèle d'illumination pour toutes les images séparément. Ces distorsions doivent être prises en compte pour la reconstruction du champ de déplacement $\overrightarrow{\delta}$ puisque l'illumination ne sera jamais parfaitement connue. Le but de cette partie est de montrer qu'il est possible de modéliser une illumination déformée par ces distorsions optiques.

Le principe de cette modélisation est de permettre à tous les paramètres du modèle de l'illumination de l'équation 4.11 de varier légèrement en fonction de la position. Nous définissons donc une nouvelle base de spline, d'ordre 4, dont l'espacement des nœuds est bien plus grand que pour l'ajustement du champ de déplacement, en pratique un nœuds tous les 100 pixels, ceci afin d'éviter d'absorber les variations d'illuminations dues au champ de déplacement $\overrightarrow{\delta}$ dans les variations d'illuminations, propres aux distorsions optiques ou à des gradients d'illumination dus au montage optique.

A.1.1 Conditions initiales

La convergence de l'ajustement est très dépendante des conditions initiales données aux différents paramètres. Avant l'ajustement, il faut donc assurer une bonne estimation de ces différents paramètres sinon l'ajustement ne converge pas.

L'amplitude et le fond

Pour l'amplitude et le fond, on génère un histogramme des valeurs de l'image. L'histogramme d'un sinus est une distribution bi-modale, dont le plus petit mode représente le minimum, et le plus grand mode représente le maximum de la distribution. On obtient donc l'amplitude et le fond de la distribution, soit les paramètres A et B de l'équation 4.11, en utilisant la transformation suivante :

$$A = (MAX - MIN)/2 \tag{A.1}$$

$$B = MIN + A \tag{A.2}$$

La phase

Normalement l'information de la phase se trouve dans la transformée de Fourier. On peut en effet retrouver la phase exacte de l'illumination, mais seulement dans le cas où la longueur de la transformée de Fourier est un multiple de la longueur d'onde des franges, ce qui n'est évidemment presque jamais le cas puisque les longueurs d'onde des franges n'ont aucune raison d'être entières. Pour l'évaluation de la phase initiale, on évalue donc en premier tous les autres paramètres. Puis, dans l'intervalle $[0, \pi]$, on sélectionne un certain nombre de valeur (une quarantaine), et on calcule un χ^2 pour chacune de ces valeurs. La meilleure estimation pour la phase initiale est quand le χ^2 est minimum.

Le vecteur d'onde

Pour le vecteur d'onde, la première idée était d'utiliser une transformée de Fourier à deux dimensions (FFT 2D), mais cette méthode n'est pas assez précise sur la détermination de la norme du vecteur d'onde (voir figure A.1). On applique donc la méthode de [A80], qui a été décrite plus en détails en 5.3.2. Le principe est de faire une coupe de l'image selon deux axes perpendiculaires (ceux des lignes et des colonnes) afin de faire une FFT à une dimension pour évaluer un k_x moyen et k_y moyen séparément, respectivement sur toutes les lignes et toutes les colonnes, puis d'appliquer un terme correctif aux estimations de k_x et k_y.

Cette méthode ne nous donne cependant pas d'information sur la direction du vecteur d'onde, seulement sa norme. Pour avoir la direction, c'est à dire les signes de k_x et k_y, on utilise la FFT 2D, en sachant qu'un même motif de franges peut être décrit par deux vecteurs d'ondes différents, l'un étant la rotation de l'autre d'un angle de π.

A.1.2 Résultats de l'ajustement de diverses illuminations

Simulation

Nous pouvons d'abord nous assurer que la méthode fonctionne bien sur une image simulée. Les résultats sont présentés en figure A.2.

Illuminations diverses

Les résultats sont présentés dans la figure A.3. Dans un premier temps, nous avons essayé d'ajuster le modèle simple sur une portion de franges produites par le projecteur de franges du chapitre 3. Comme nous pouvons le voir sur la figure A.3a, la portion choisie possède un fort gradient d'illumination : de façon évidente, le modèle simple est incapable d'absorber cette

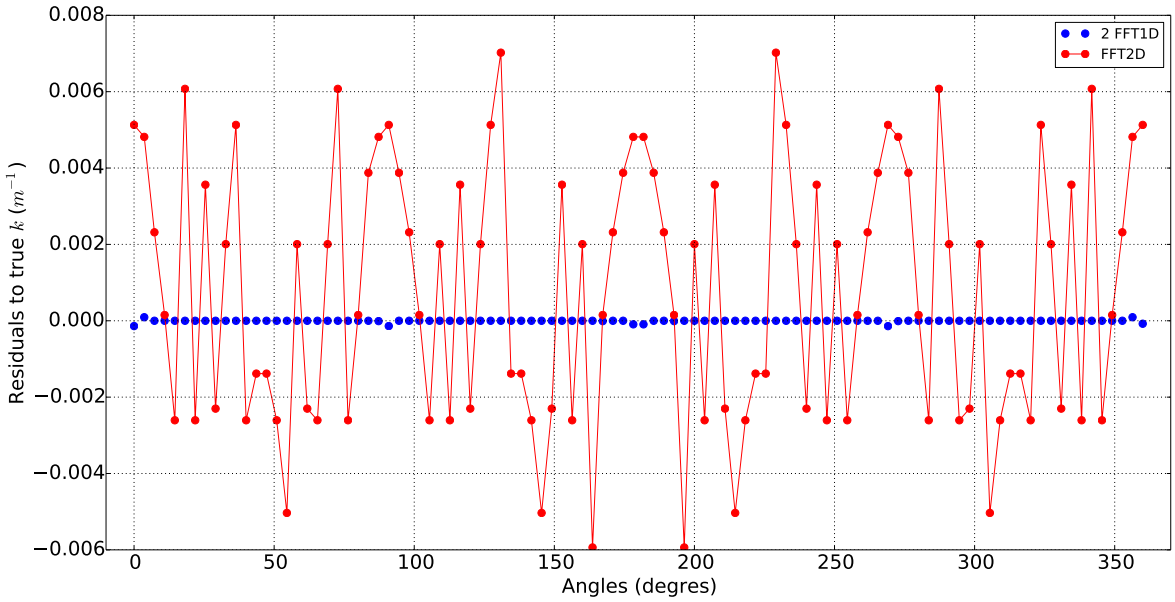
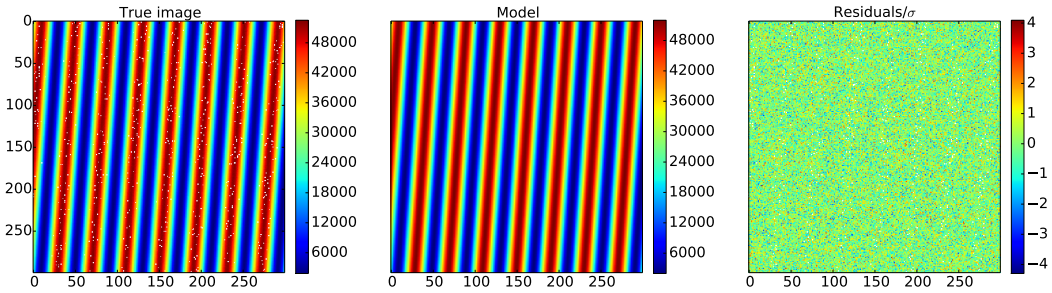


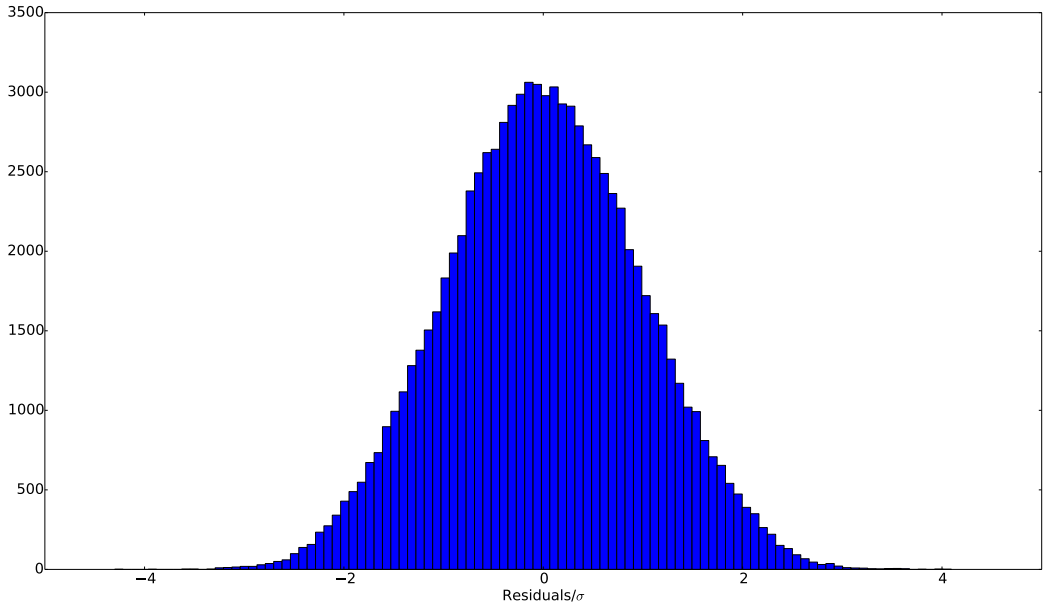
FIGURE A.1: Résidus de l'évaluation des deux méthodes pour l'évaluation de k sur des images de franges simulées. En bleu, la méthode de [A80] est bien plus précise que l'estimation de k par une FFT 2D en rouge.

variation. Sur la même portion d'image, nous avons ajusté le modèle où chacun des paramètres du modèle simple est susceptible de légèrement varier en fonction de la position sur l'image : les résultats sont présentés dans la figure A.3b, où les résidus sont bien meilleurs. On remarque cependant des structures : nous voyons en fait dans les résidus les non-uniformités de la mire utilisée pour projeter le motif sinusoïdal. En choisissant une portion plus uniforme avec la figure A.3c, l'ajustement de l'illumination converge, mais nous sommes toujours contraint par les non-uniformités de la mire même lorsqu'on masque plus sévèrement les valeurs extrêmes. Pour comparaison, sur l'image A.3d nous montrons un ajustement du modèle avec variation des paramètres sur des franges produites par un interféromètre de Michelson : les résidus n'ont pas la même structure.

Que l'on projette les franges avec un projeteur de franges ou un interféromètre de Michelson, les résultats sont fortement dépendant des caractéristiques des illuminations. Il est difficile de complètement les modéliser, même en complexifiant le modèle ou en appliquant des masques plus sévères sur les valeurs extrêmes. Il en découle donc que la reconstruction éventuelle du champ de déplacement sera moins précise puisqu'elle sera affectée d'erreurs systématiques plus importantes là où l'illumination ne peut être convenablement modélisée.



(a)



(b)

FIGURE A.2: (a) : De gauche à droite, image simulée, modèle, résidus divisés par l'erreur. (b) : les résidus divisés par l'erreur sont centrés en 0 et ont un écart-type de ~ 0.98. Le modèle de bruit est important : pour les vraies images il faudra rajouter le bruit électronique en plus du bruit de photon.

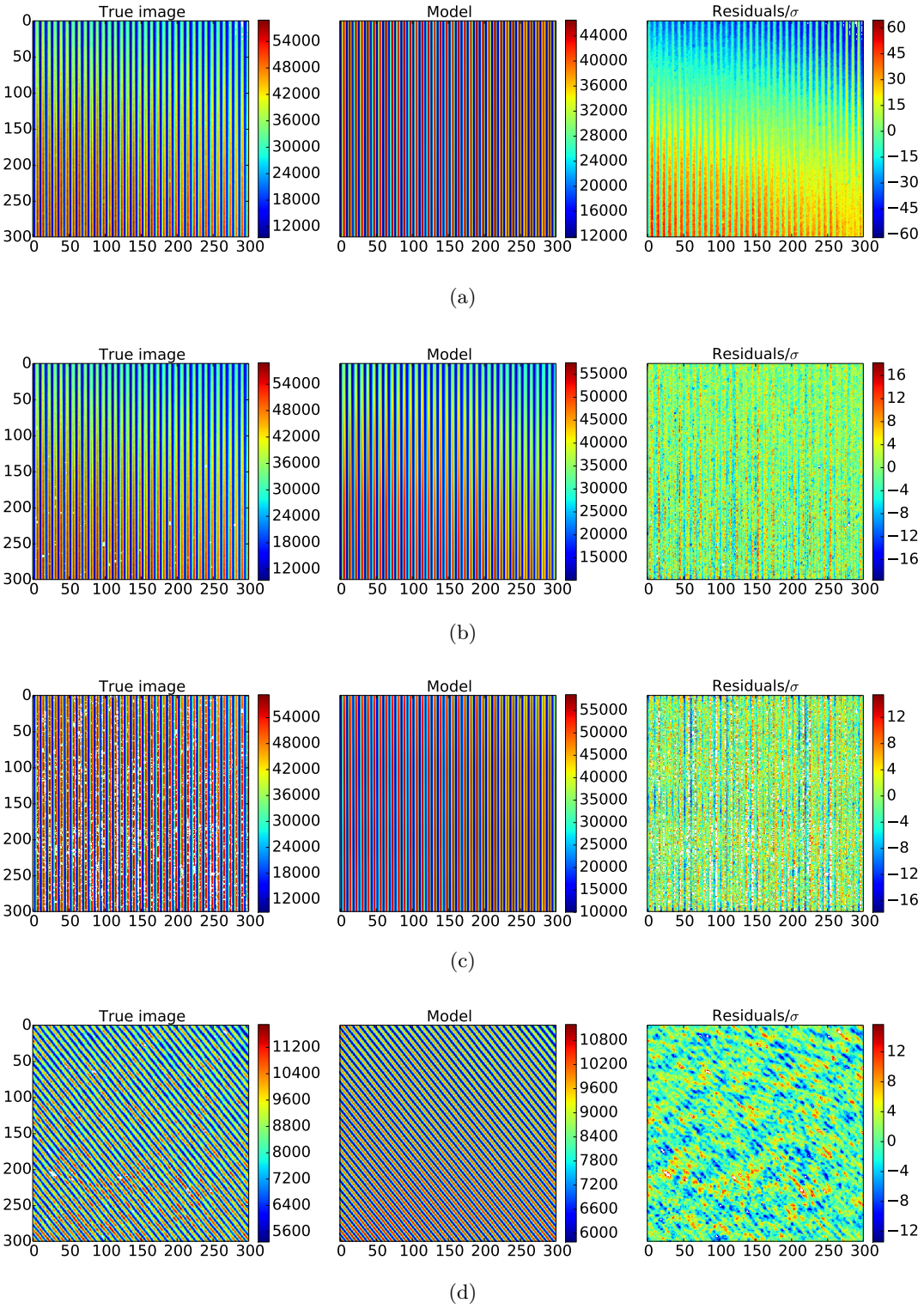


FIGURE A.3: (a) : modèle sinus simple. (b) : comme (a), mais les paramètres peuvent légèrement varier avec la position. (c) : comme (b), sur une zone plus uniforme, avec masque plus sévère pour les valeurs extrèmes. (d) : franges d'interféromètre de Michelson, même modèle que (b) et (c).

Bibliographie

Articles

[A1] P. Antilogus et al. "The brighter-fatter effect and pixel correlations in CCD sensors". In : *arXiv :1402.0725 [astro-ph]*, 2014. URL : http://arxiv.org/abs/1402.0725 (cf. p. 1, 43, 48, 97, 98, 104).

[A2] D. G. York. "The Sloan Digital Sky Survey : Technical Summary". In : *The Astronomical Journal* 120.3, 2000, p. 1579–1587. URL : http://arxiv.org/abs/astro-ph/0006396 (cf. p. 6).

[A4] K. C. Chambers et al. "The Pan-STARRS1 Surveys". In : *ArXiv e-prints* 1612, 2016, arXiv :1612.05560. URL : http://cdsads.u-strasbg.fr/abs/2016arXiv161205560C (cf. p. 6).

[A5] Satoshi Miyazaki et al. "Subaru Prime Focus Camera — Suprime-Cam". In : *Publ Astron Soc Jpn* 54.6, 2002, p. 833–853. URL : http://pasj.oxfordjournals.org/content/54/6/833 (cf. p. 6).

[A8] Planck Collaboration et al. "Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters". In : *Astronomy and Astrophysics* 571, 2014, A16. URL : http://cdsads.u-strasbg.fr/abs/2014A%26A...571A..16P (cf. p. 7, 17).

[A9] Albert Einstein. "Erklärung der Perihelbewegung des Merkur aus der allgemeinen Relativitätstheorie". In : *Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften*, 1915, p. 831–839 (cf. p. 8).

[A10] B. Bertotti, L. Iess et P. Tortora. "A test of general relativity using radio links with the Cassini spacecraft". In : *Nature* 425.6956, 2003, p. 374–376. URL : http://www.nature.com/nature/journal/v425/n6956/full/nature01997.html?foxtrotcallback=true (cf. p. 8).

[A11] Kazuya Koyama. "Cosmological Tests of Modified Gravity". In : *Reports on Progress in Physics* 79.4, 2016, p. 046902. URL : http://arxiv.org/abs/1504.04623 (cf. p. 8).

[A12] A. A. Starobinsky. "Spectrum of relict gravitational radiation and the early state of the universe". In : *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters* 30, 1979, p. 682. URL : http://cdsads.u-strasbg.fr/abs/1979JETPL..30..682S (cf. p. 8).

[A14] R. Adam et al. "Planck 2015 results - I. Overview of products and scientific results". In : *A&A* 594, 2016, A1. URL : http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201527101 (cf. p. 9, 10).

[A15] LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration et al. "Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger". In : *Phys. Rev. Lett.* 116.6, 2016, p. 061102. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.116.061102 (cf. p. 10).

[A16] Adam G. Riess et al. "Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant". In : *The Astronomical Journal* 116.3, 1998, p. 1009–1038. URL : http://arxiv.org/abs/astro-ph/9805201 (cf. p. 11).

[A17] S. Perlmutter et al. "Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae". In : *The Astrophysical Journal* 517.2, 1999, p. 565–586. URL : http://arxiv.org/abs/astro-ph/9812133 (cf. p. 11).

[A18] M. Betoule et al. "Improved cosmological constraints from a joint analysis of the SDSS-II and SNLS supernova samples". In : *Astronomy & Astrophysics* 568, 2014, A22. URL : http://arxiv.org/abs/1401.4064 (cf. p. 11, 15, 16).

[A19] R. R. Caldwell, Rahul Dave et Paul J. Steinhardt. "Cosmological Imprint of an Energy Component with General Equation of State". In : *Physical Review Letters* 80, 1998, p. 1582–1585. URL : http://cdsads.u-strasbg.fr/abs/1998PhRvL..80.1582C (cf. p. 12).

[A20] C. Wetterich. "Cosmology and the fate of dilatation symmetry". In : *Nuclear Physics B* 302, 1988, p. 668–696. URL : http://cdsads.u-strasbg.fr/abs/1988NuPhB.302..668W (cf. p. 12).

[A21] Bharat Ratra et P. J. E. Peebles. "Cosmological consequences of a rolling homogeneous scalar field". In : *Physical Review D* 37, 1988, p. 3406–3427. URL : http://cdsads.u-strasbg.fr/abs/1988PhRvD..37.3406R (cf. p. 12).

[A22] F. Zwicky. "Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln". In : *Helvetica Physica Acta* 6, 1933, p. 110–127. URL : http://adsabs.harvard.edu/abs/1933AcHPh...6..110Z (cf. p. 12).

[A23] Edvige Corbelli et Paolo Salucci. "The extended rotation curve and the dark matter halo of M33". In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 311, 2000, p. 441–447. URL : http://adsabs.harvard.edu/abs/2000MNRAS.311..441C (cf. p. 12).

[A25] D. S. Akerib et al. "The Large Underground Xenon (LUX) experiment". In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 704, 2013, p. 111–126. URL : http://cdsads.u-strasbg.fr/abs/2013NIMPA.704..111A (cf. p. 13).

[A26] E. Aprile et al. "Design and performance of the XENON10 dark matter experiment". In : *Astroparticle Physics* 34, 2011, p. 679–698. URL : http://cdsads.u-strasbg.fr/abs/2011APh....34..679A (cf. p. 13).

[A27] Xenon100 Collaboration et al. "The XENON100 dark matter experiment". In : *Astroparticle Physics* 35, 2012, p. 573–590. URL : http://cdsads.u-strasbg.fr/abs/2012APh....35..573X (cf. p. 13).

[A28] Elena Aprile et XENON1T collaboration. "The XENON1T Dark Matter Search Experiment". In : *ArXiv e-prints* 1206, 2012, arXiv :1206.6288. URL : http://cdsads.u-strasbg.fr/abs/2012arXiv1206.6288A (cf. p. 13).

[A29] The DAMIC Collaboration et al. "DAMIC : a novel dark matter experiment". In : *ArXiv e-prints* 1310, 2013, arXiv :1310.6688. URL : http://cdsads.u-strasbg.fr/abs/2013arXiv1310.6688T (cf. p. 13).

[A30] J. A. Hinton et for the HESS Collaboration. "The Status of the H.E.S.S. Project". In : *New Astronomy Reviews* 48.5, 2004, p. 331–337. URL : http://arxiv.org/abs/astro-ph/0403052 (cf. p. 13).

[A31] A. Kounine. "Status of the AMS Experiment". In : *arXiv :1009.5349 [astro-ph]*, 2010. URL : http://arxiv.org/abs/1009.5349 (cf. p. 13).

[A32] J. Aleksić et al. "The major upgrade of the MAGIC telescopes, Part I : The hardware improvements and the commissioning of the system". In : *Astroparticle Physics* 72, 2016, p. 61–75. URL : http://cdsads.u-strasbg.fr/abs/2016APh....72...61A (cf. p. 13).

[A33] J. Holder et al. "Status of the VERITAS Observatory". In : *arXiv :0810.0474 [astro-ph]*, 2008, p. 657–660. URL : http://arxiv.org/abs/0810.0474 (cf. p. 13).

[A34] XENON100 Collaboration et al. "XENON100 Dark Matter Results from a Combination of 477 Live Days". In : *Physical Review D* 94.12, 2016. URL : http://arxiv.org/abs/1609.06154 (cf. p. 13).

[A36] Edwin Hubble. "A relation between distance and radial velocity among extra-galactic nebulae". In : *PNAS* 15.3, 1929, p. 168–173. URL : http://www.pnas.org/content/15/3/168 (cf. p. 15).

[A37] Robert Tripp. "A two-parameter luminosity correction for Type IA supernovae". In : *Astronomy and Astrophysics* 331, 1998, p. 815–820. URL : http://cdsads.u-strasbg.fr/abs/1998A%26A...331..815T (cf. p. 15).

[A40] D. J. Eisenstein et al. "Detection of the Baryon Acoustic Peak in the Large-Scale Correlation Function of SDSS Luminous Red Galaxies". In : *The Astrophysical Journal* 633.2, 2005, p. 560–574. URL : http://arxiv.org/abs/astro-ph/0501171 (cf. p. 17, 18).

[A41] Nicolás G. Busca et al. "Baryon Acoustic Oscillations in the Ly-\alpha\ forest of BOSS quasars". In : *Astronomy & Astrophysics* 552, 2013, A96. URL : http://arxiv.org/abs/1211.2616 (cf. p. 17).

[A42] Planck Collaboration et al. "Planck 2015 results. XXIV. Cosmology from Sunyaev-Zeldovich cluster counts". In : *Astronomy & Astrophysics* 594, 2016, A24. URL : http://arxiv.org/abs/1502.01597 (cf. p. 18).

[A43] The Dark Energy Survey Collaboration. "The Dark Energy Survey". In : *arXiv :astro-ph/0510346*, 2005. URL : http://arxiv.org/abs/astro-ph/0510346 (cf. p. 19).

[A49] LSST Science Collaboration et al. "LSST Science Book, Version 2.0". In : *arXiv :0912.0201 [astro-ph]*, 2009. URL : http://arxiv.org/abs/0912.0201 (cf. p. 23, 39).

[A50] Z. Ivezic et al. "LSST : from Science Drivers to Reference Design and Anticipated Data Products". In : *arXiv :0805.2366 [astro-ph]*, 2008. URL : http://arxiv.org/abs/0805.2366 (cf. p. 23, 24).

[A51] R. Laureijs et al. "Euclid Definition Study Report". In : *arXiv :1110.3193 [astro-ph]*, 2011. URL : http://arxiv.org/abs/1110.3193 (cf. p. 23).

[A52] Michael Levi et al. "The DESI Experiment, a whitepaper for Snowmass 2013". In : *arXiv :1308.0847 [astro-ph]*, 2013. URL : http://arxiv.org/abs/1308.0847 (cf. p. 23).

[A54] W.s. Boyle et G.e. Smith. “Charge coupled semiconductor devices”. In : *Bell System Technical Journal* 49.4, 1970, p. 587–593 (cf. p. 29).

[A55] Ian S. McLean. “A Golden Era for Astronomy : The Advent of CCDs and Infrared Arrays”. In : *Experimental Astronomy* 14.1, 2014, p. 25–32. URL : http://link.springer.com/article/10.1023/A%3A1026176801770 (cf. p. 29).

[A58] J. Kristian et M. Blouke. “Charge-coupled devices in astronomy”. In : *Scientific American* 247, 1982, p. 66–74. URL : http://adsabs.harvard.edu/abs/1982SciAm.247d..66K (cf. p. 30).

[A64] E. A. Magnier et J.-C. Cuillandre. “The Elixir System : Data Characterization and Calibration at the Canada-France-Hawaii Telescope”. In : *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 116, 2004, p. 449–464. URL : http://adsabs.harvard.edu/abs/2004PASP..116..449M (cf. p. 42).

[A66] A. Guyonnet et al. “Evidence for self-interaction of charge distribution in charge-coupled devices”. In : *Astronomy & Astrophysics* 575, 2015, A41. URL : http://arxiv.org/abs/1501.01577 (cf. p. 43, 48, 49, 80, 81, 97, 98, 100, 103, 104, 111, 125, 128, 145).

[A69] Andrés A. Plazas, Gary M. Bernstein et Erin S. Sheldon. “On-sky measurements of the transverse electric fields’ effects in the Dark Energy Camera CCDs”. In : *arXiv :1403.6127 [astro-ph]*, 2014. URL : http://arxiv.org/abs/1403.6127 (cf. p. 47).

[A71] P. Astier et al. “Photometry of supernovae in an image series : methods and application to the Supernova Legacy Survey (SNLS)”. In : *Astronomy & Astrophysics* 557, 2013, A55. URL : http://arxiv.org/abs/1306.5153 (cf. p. 47, 79, 96, 97).

[A79] Craig Lage, Andrew Bradshaw et J. Anthony Tyson. “Measurements and Simulations of the Brighter-Fatter Effect in CCD Sensors”. In : *arXiv :1703.05823 [astro-ph]*, 2017. URL : http://arxiv.org/abs/1703.05823 (cf. p. 80, 81, 97, 104, 125, 127).

[A80] E. Jacobsen et P. Kootsookos. “Fast, Accurate Frequency Estimators [DSP Tips Tricks]”. In : *IEEE Signal Processing Magazine* 24.3, 2007, p. 123–125 (cf. p. 85, 86, 152, 153).

[A81] Rachel Mandelbaum et al. “The first-year shear catalog of the Subaru Hyper Suprime-Cam SSP Survey”. In : *arXiv :1705.06745 [astro-ph]*, 2017. URL : http://arxiv.org/abs/1705.06745 (cf. p. 96).

[A83] Andrew Rasmussen et al. “High fidelity point-spread function retrieval in the presence of electrostatic, hysteretic pixel response”. In : *arXiv :1608.01964 [astro-ph]*, 2016, 99151A. URL : http://arxiv.org/abs/1608.01964 (cf. p. 103).

[A84] Daniel Gruen et al. “Characterization and correction of charge-induced pixel shifts in DECam”. In : *Journal of Instrumentation* 10.5, 2015, p. C05032–C05032. URL : http://arxiv.org/abs/1501.02802 (cf. p. 104, 120, 125).

[A89] R. Keys. “Cubic convolution interpolation for digital image processing”. In : *IEEE Transactions on Acoustics, Speech, and Signal Processing* 29.6, 1981, p. 1153–1160. URL : http://ieeexplore.ieee.org/document/1163711/ (cf. p. 128).

Proceedings

[P3] Olivier Boulade et al. “MegaCam : the new Canada-France-Hawaii Telescope wide-field imaging camera”. In : *Proceedings of the SPIE*. 2003, p. 72 (cf. p. 6).

[P60] P. Z. Takacs et al. “PSF and MTF measurement methods for thick CCD sensor characterization”. In : t. 7742. 2010, p. 774207–774207–12. URL : http://dx.doi.org/10.1117/12.856738 (cf. p. 32, 43).

[P67] Roger M. Smith et Gustavo Rahmer. “Pixel area variation in CCDs and implications for precision photometry (English)”. In : *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.* Réd. par David A. Dorn et Andrew D. Holland. SPIE, Bellingham, Wash., 2008, 70212A.1–70212A.12 (cf. p. 45, 46).

[P68] I. V. Kotov et al. “Study of pixel area variations in fully depleted thick CCD”. In : t. 7742. 2010, p. 774206. URL : http://adsabs.harvard.edu/abs/2010SPIE.7742E..06K (cf. p. 45, 46, 67).

[P70] M. Downing et al. “CCD riddle : a) signal vs time : linear ; b) signal vs variance : non-linear”. In : *Proceedings of the SPIE - The International Society for Optical Engineering*. T. 6276. 6276. SPIE - The International Society for Optical Engineering, 2006, p. 627609–1–11 (cf. p. 47, 48).

Livres

[L56] James R. Janesick. *Scientific Charge-coupled Devices*. SPIE Press, 2001. 936 p. ISBN : 978-0-8194-3698-6 (cf. p. 29, 31, 33, 35, 36).

[L65] Anil K. Jain. *Fundamentals of Digital Image Processing*. Prentice Hall, 1989. 598 p. ISBN : 978-0-13-336165-0 (cf. p. 42).

[L78] Glen Cowan. *Statistical Data Analysis*. Oxford University Press, 1998. 218 p. ISBN : 978-0-19-850156-5 (cf. p. 71).

[L88] Émile Durand. *Électrostatique : Les distributions*. Masson, 1964. 516 p. ISBN : 978-2-225-52085-3 (cf. p. 127).

Thèses

[T57] Augustin Guyonnet. “Le projet SNDICE : réalisation d’un dispositif optoélectronique pour l’étalonnage photométrique de l’imageur grand champ MegaCam au CFHT”. Thèse de doct. université paris 7 - Denis Diderot, 2012. URL : https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01093435/document (cf. p. 30, 33, 40).

[T59] Claire Juramy. “Métrologie des supernovae de type Ia pour la cosmologie : instrumentation et analyse calorimétrique”. Thèse de doct. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2006. URL : https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00592266/document (cf. p. 33, 36).

Sites web

[W7] LSST Website. *Community Science Input and Participation*. URL : https://www.lsst.org/content/community-science-input-and-participation (cf. p. 6).

[W13] Particle Data Group at Lawrence Berkeley National Lab. *History of the Universe*. URL : http://www.particleadventure.org/history-universe.html (cf. p. 9).

[W24] Wikipedia. *Galaxy rotation curve*. Wikipedia, the free encyclopedia. Page Version ID : 732310908. URL : https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Galaxy_rotation_curve&oldid=732310908 (cf. p. 12).

[W35] Hubble Space Telescope Website. *Supernova 1994D*. www.spacetelescope.org. URL : http://www.spacetelescope.org/images/opo9919i/ (cf. p. 14).

[W38] Spitzer Space Telescope Website. *Gravitational Lensing in Action*. NASA Spitzer Space Telescope. URL : http://www.spitzer.caltech.edu/images/3583-ssc2011-05b-Gravitational-Lensing-in-Action (cf. p. 16).

[W39] NASA Website. *Hubble Sees a Smiling Lens*. NASA. URL : http://www.nasa.gov/content/hubble-sees-a-smiling-lens (cf. p. 16).

[W44] DES Website. *Photo Gallery*. The Dark Energy Survey. URL : https://www.darkenergysurvey.org/multimedia/photo-gallery/ (cf. p. 20).

[W45] Subaru Website. *Photo Gallery*. URL : http://www.subarutelescope.org/Gallery/index.html (cf. p. 21).

[W46] NAOJ Website. *Hyper Suprime-Cam*. URL : http://www.naoj.org/Projects/HSC/index.html (cf. p. 21).

[W47] HSC Website. *Photo Gallery*. URL : http://hsc.mtk.nao.ac.jp/ssp/gallery/#! (cf. p. 21, 27).

[W48] LSST Website. *Image Gallery*. URL : http://www.lsst.org/gallery/image-gallery (cf. p. 22, 27).

[W53] Wikipedia. *Parallaxe*. Wikipédia. Page Version ID : 137186159. URL : https://fr.wikipedia.org/w/index.php?title=Parallaxe&oldid=137186159 (cf. p. 24).

[W61] Faulkes Telescope Project. *Residual Images*. URL : http://www.faulkes-telescope.com/education/planning/ghosting (cf. p. 35).

[W72] Wikipedia. *Cleanroom*. Wikipedia, the free encyclopedia. Page Version ID : 737910213. URL : https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Cleanroom&oldid=737910213 (cf. p. 54).

[W73] Newport Website. *Arc Lamp Spectral Irradiance Data*. URL : https://www.newport.com/n/arc-lamp-spectral-irradiance-data (cf. p. 59).

[W74] Wikipedia. *Monochromator*. Wikipedia, the free encyclopedia. Page Version ID : 737633196. URL : https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Monochromator&oldid=737633196 (cf. p. 60).

[W75] Wikipedia. *Heure Unix*. Wikipédia. Page Version ID : 133442540. URL : https://fr.wikipedia.org/w/index.php?title=Heure_Unix&oldid=133442540 (cf. p. 64).

Autres sources

[O6] The HSC collaboration team. *Wide-field imaging with Hyper Suprime-Cam : Cosmology and Galaxy Evolution - A Strategic Survey Proposal for the Subaru Telescope*. URL : http://hsc.mtk.nao.ac.jp/ssp/publications/ (cf. p. 6, 20).

[O62] Veljko Radeka. "The kTC Noise : Equipartition, Fluctuation-Dissipation and Detection Sensitivity". 2002. URL : http://www.inst.bnl.gov/seminars/PDF/06052002.pdf (cf. p. 36).

[O63] E. Barrelet et al. *Dual Gain Clamp and Sample ASIC*. report. Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Énergies, 2004. URL : http://hal.upmc.fr/hal-01267297/document (cf. p. 36).

[O76] HyeYun Park. "Tree rings in LSST sensors and in Raft Towel Module". SAWG meeting. 2017 (cf. p. 68).

[O77] Pierre Astier. *Mesure du champ de déplacement des CCD*. Note interne LPNHE, 2014 (cf. p. 70).

[O82] Pierre Astier. *About the shape of the PTC and how flat correlations depend on intensity*. Note interne LPNHE, 2017 (cf. p. 100).

[O85] Pierre Astier. *Etude des corrélations dans une série de flats avec un CCD E2V 250*. Note interne LPNHE, 2016 (cf. p. 107).

[O86] Andrei Nomerotski. *Communication interne, LSST Raft Fringing*. 2017 (cf. p. 117).

[O87] Claire Juramy. *ASPIC IV testing report* (cf. p. 121, 122).

Résumé :

La correction des effets induits dans les images par les détecteurs du plan focal (CCD) a été identifiée comme étant un point essentiel pour remplir les objectifs scientifiques de la collaboration LSST Dark Energy Science Collaboration. Le groupe de travail SAWG a été créé, et des bancs optique ont été mis à contribution dans plusieurs laboratoires de la collaboration (UC Davis, SLAC, BNL et LPNHE) afin d'étudier le problème. LSST fait partie d'une nouvelle catégorie de télescopes équipés avec des grands plans focaux. Depuis une dizaine d'années que ceux-ci sont équipés de CCD épais à haute résistivité, un certain nombre de nouveaux effets ont été identifiés. Une attention toute particulière est portée sur la compréhension des distorsions électrostatiques inhérentes aux propriétés du CCD qui ont un impact sur les mesures de science.

Le travail de cette thèse est centré sur l'étude de l'effet *brighter-fatter* et des *tree-rings*. Il a été démontré qu'avec certains types d'illuminations, il était possible de caractériser ces effets avec précision. C'est dans le but de produire ces illuminations qu'un projecteur de franges a été développé sur le banc optique du LPNHE.

Dans ce document sont ainsi présentés : une nouvelle méthode de caractérisation des tree-rings testée sur des simulations ; une nouvelle méthode de mesure de l'effet *brighter-fatter* basée sur la projection de profils de Ronchi ; une étude complète des différentes propriétés de l'effet *brighter-fatter* dans laquelle a été mis en place un modèle électrostatique simplifié. Enfin, l'efficacité d'une méthode de correction, dite de *descrambling*, est évaluée.

Mots-clés : Large Synoptic Survey Telescope, LSST, tree-rings, brighter-fatter, covariances, projecteur de franges, banc optique, mire de Ronchi.

Abstract:

The removal of the sensor signature in the science images has been identified by the LSST Dark Energy Science Collaboration as a mandatory path to fullfill its scientific goals. The SAWG working group has been put together to perform this task for the collaboration. It has access to optical benches in some of the laboratories of the collaboration (UC Davis, SLAC, BNL and LPNHE) for this purpose. LSST belongs to a new category of telescopes equiped with large focal planes. For the decade that they have been equipped with thick, high resistivity Charge Coupled Devices (CCD), new effects have been identified. A particular attention is given to the understanding of the electrostatic distortions that are inherent to the CCD properties. These electrostatic distortions have an impact on science measurements.

My PhD work is centered on the study of the *brighter-fatter* effect and the *tree-rings*. It has been shown that with different kind of illuminations, it was possible to accurately characterize these effects. A fringe projector has been developed on the optical bench of the LPNHE in order to produce these particular illuminations.

In this document, we present : a new method, tested on simulations, to characterize the tree-rings; a new method to measure the *brighter-fatter* effect based on the projection of Ronchi profiles; a complete study of the different properties of the *brighter-fatter* effect, where we developped a simplified electrostatic model. Finally, the efficiency of a correction method, called *descrambling*, is evaluated.

Key words: Large Synoptic Survey Telescope, LSST, tree-rings, brighter-fatter, covariances, fringes projector, optical bench, Ronchi target.