



**HAL**  
open science

# Le projet SNDICE : réalisation d'un dispositif optoélectronique pour l'étalonnage photométrique de l'imageur grand champ MegaCam au CFHT

Augustin Guyonnet

► **To cite this version:**

Augustin Guyonnet. Le projet SNDICE : réalisation d'un dispositif optoélectronique pour l'étalonnage photométrique de l'imageur grand champ MegaCam au CFHT. Physique [physics]. université paris 7 - Denis Diderot, 2012. Français. NNT : . tel-01093435

**HAL Id: tel-01093435**

**<https://theses.hal.science/tel-01093435>**

Submitted on 10 Dec 2014

**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'UNIVERSITE DENIS DIDEROT

*présentée par*

**Augustin Guyonnet**

*Pour obtenir le grade de*

DOCTEUR EN SCIENCES  
DE L'UNIVERSITE DENIS DIDEROT

*Spécialité :*

Particules, Noyaux, Cosmologie

**Le projet SNDICE : réalisation d'un dispositif  
optoélectronique pour l'étalonnage photométrique de  
l'imageur grand champ MegaCam au CFHT.**

A soutenir le 27 Septembre 2012 devant le jury composé de :

Dominique	Fouchez
Marc	Moniez
Emmanuel	Pécontal
Michel	Piat
Daniel	Santos
Kyan	Schahmaneche

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>5</b>
<b>1 Imagerie grand champ au Canada-France Hawaiï Telescope (CFHT) et étalonnage photométrique</b>	<b>7</b>
1.1 Vue générale du télescope et de son instrument MegaPrime	8
1.1.1 Le miroir et les lentilles du correcteur de champ	10
1.1.2 Les filtres	12
1.1.3 Chemin optique dans le télescope	13
1.2 Imagerie par une caméra CCD	14
1.2.1 Mosaïque de CCDs	15
1.2.2 Formation de l'image	17
1.2.3 Traitement des non-uniformités instrumentales : le champ plat	20
1.3 Mesure de la variation du taux d'expansion de l'univers à l'aide des supernovae de type Ia (SNIa)	21
1.3.1 Etalonnage photométrique de l'expérience SuperNovae Legacy Survey (SNLS)	22
1.3.2 Modélisation de la réponse de MegaCam	25
1.4 R&D d'étalonnage photométrique	28
1.4.1 Nouvel étalonnage des étoiles standard	29
1.4.2 Etalonnage instrumental	29
<b>2 Nouveaux dispositifs optoélectroniques pour l'étalonnage des télescopes</b>	<b>33</b>
2.1 La jonction p-n	34
2.1.1 Jonction p-n à l'équilibre	34
2.1.2 Polarisation directe de la jonction p-n et recombinaison SHR (Shockley-Hall-Read) des porteurs de charge	37
2.1.3 Discussion du modèle de Shockley	38
2.2 Emission lumineuse des diodes électroluminescentes (LEDs)	39
2.2.1 Spectre d'émission	39
2.2.2 Caractéristique I(V) de l'émission LED	40
2.2.3 Stabilité de l'illumination	42
2.3 Principe de fonctionnement d'une photodiode	49
2.3.1 Modèle de Shockley du photocourant	49
2.3.2 Lecture du courant d'une photodiode par un amplificateur	50
2.3.3 Effet de la température sur la lecture du photocourant	51
2.4 Le CCD : un assemblage de photodiodes microscopiques lues par une électronique ultra-bas bruit	55

2.4.1	Efficacité de collection du signal	55
2.4.2	Electronique de lecture de type <i>Clamp and Sample</i>	58
<b>3</b>	<b>SNDICE (SuperNovae Direct Illumination Calibration Experiment)</b>	<b>61</b>
3.1	Concepts de SNDICE	62
3.1.1	Illumination partielle et espace de phase	62
3.1.2	Stabilité de l'illumination directe	62
3.1.3	Uniformité du faisceau et étalonnage en flux	64
3.2	Description du dispositif SNDICE	64
3.2.1	Couverture de la bande passante	65
3.2.2	La tête de LEDs	65
3.2.3	Faisceau collimaté : la "planète artificielle"	70
3.2.4	La CLAP	70
3.3	Métrologie de SNDICE	72
3.3.1	Chaîne de l'étalonnage photométrique du <i>National Institute of Standard and technology</i> (NIST)	72
3.3.2	Transfert de l'étalonnage du NIST à SNDICE sur banc spectro-photométrique	75
3.3.3	Etalonnage radiométrique du télescope inférieur au %	76
3.4	SNDICE et la photométrie de très haute précision	78
<b>4</b>	<b>Photométrie de l'illumination des LEDs de SNDICE</b>	<b>83</b>
4.1	Relations entre le courant LED et l'illumination	83
4.1.1	Stabilité de l'illumination	84
4.2	Cartographie du champ lumineux	84
4.2.1	Forme spatiale du champ	85
4.2.2	Projectivité du faisceau lumineux	87
4.3	Etalonnage des flux	89
4.3.1	Normalisation absolue des flux	89
4.3.2	Sensibilité des flux aux variations de température	91
4.3.3	Nouvel étalonnage de la photodiode DKD	94
<b>5</b>	<b>Spectrométrie de l'illumination des LEDs de SNDICE</b>	<b>101</b>
5.1	Etalonnage du monochromateur	101
5.1.1	Le monochromateur DK240	101
5.1.2	Modélisation du chemin optique	104
5.1.3	Contrôle de l'étalonnage	109
5.2	Caractérisation spectrale des LEDs	114
5.2.1	Montage expérimental	114
5.2.2	Analyse des spectres	117
5.3	Transposition des incertitudes sur les spectres des LEDs aux mesures de bande passante des filtres de MegaCam	123
5.3.1	MonteCarlo de la mesure	123
5.3.2	Paramétrisation de la bande passante	123

<b>6</b>	<b>Illumination de MegaCam par SNDICE : caractérisation de l'optique secondaire et du plan focal</b>	<b>127</b>
6.1	Installation et fonctionnement de SNDICE sur le télescope . . . . .	127
6.1.1	Acquisition des données . . . . .	128
6.1.2	Suivi du flux lumineux de SNDICE <i>in situ</i> par les photodiodes de contrôle . . . . .	129
6.1.3	Modèle optique de MegaPrime et de son illumination par SNDICE . . . . .	131
6.1.4	Alignement des axes optiques . . . . .	133
6.2	Illumination du télescope par SNDICE . . . . .	137
6.2.1	Réflexions parasites et modélisation des reflets . . . . .	137
6.2.2	Défauts optiques . . . . .	139
6.3	Caractérisation des variations spatiales de la bande passante des filtres $g_M$ et $r_M$ . . . . .	140
6.3.1	Modélisation de la courbe de transmission des filtres $g_M$ et $r_M$ . . . . .	144
<b>7</b>	<b>Modélisation et suivi de la réponse de MegaCam en illumination directe</b>	<b>149</b>
7.1	Modélisation de la réponse de MegaCam à une illumination SNDICE . . . . .	149
7.1.1	Modèle simple de la réponse de MegaCam . . . . .	150
7.2	Etude du niveau de piédestal de l'électronique . . . . .	151
7.2.1	Le piédestal . . . . .	151
7.2.2	La dérive du niveau zéro . . . . .	152
7.2.3	La dérive de la ligne de base . . . . .	153
7.2.4	L'instabilité des gains . . . . .	154
7.2.5	Point de vue sur les problèmes d'électronique . . . . .	155
7.2.6	Stabilité moyenne de la réponse de l'imageur . . . . .	155
7.2.7	Efficacité quantique des CCDs . . . . .	155
7.3	Etude de haute précision de l'illumination de SNDICE . . . . .	156
7.3.1	Choix des images et représentation mathématique des interférences . . . . .	158
7.3.2	Non-Gaussianités : les défauts optiques individuels . . . . .	162
7.3.3	Comparaison des images consécutives et des préamplificateurs . . . . .	170
7.3.4	Analyse d'un ensemble d'images successives et de l'ensemble des préamplificateurs . . . . .	172
7.3.5	Etude des fluctuations statistiques en fonction du flux - mesure du gain de l'électronique . . . . .	177
	<b>Conclusion</b>	<b>179</b>
	<b>References</b>	<b>181</b>



# Introduction

La mesure de la variation du taux d'expansion de l'univers est obtenue à partir de la mesure de luminosité de la lumière émise par l'explosion des supernovae de type Ia (SNIa<sup>1</sup>), combinée avec la mesure de leur décalage vers le rouge dû à l'expansion. La luminosité mesurée depuis la terre est supposée ne dépendre que de leur éloignement, en faisant un étalon de mesure de distance extragalactique utilisé pour la cosmologie après des corrections s'appuyant sur des relations empiriques entre leur luminosité et d'autres paramètres (Sullivan & al., 2011).

Les incertitudes sur les mesures de photométrie sont dominées par deux catégories de systématiques. Les premières sont causées par la compréhension incomplète de la physique de l'explosion des SNIa. Les secondes regroupent les incertitudes expérimentales telles que l'étalonnage photométrique ou les biais de sélection. L'étalonnage photométrique de l'expérience SNLS (SuperNovae Legacy Survey), une référence dans le domaine, atteint une précision de 1%. Quatre étapes contribuent à cette incertitude : le choix du standard spectro-photométrique de référence et sa variabilité, les transformations d'un système de magnitude de référence au système de magnitude de l'expérience, la modélisation de la bande passante effective du télescope et le contrôle des non-uniformités de la réponse de l'imageur (Regnault & al., 2009).

Entre 2007 et 2008, l'équipe SNLS a conçu deux sources lumineuses identiques appelées SNDICE (SuperNovae Direct Illumination Calibration Experiment) (Barrelet, 2008b). Le but du projet est d'amener jusqu'au télescope du CFHT le meilleur étalonnage en flux disponible, celui produit par des instituts spécialisés dans l'étalonnage de détecteurs standard (tel que DKD, (Deutscher Kalibrierdienst) ou NIST, (National Institut of Standard and Technology)). Pour effectuer ce transfert d'étalonnage, deux étapes sont nécessaires : l'étalonnage des sources lumineuses à partir des détecteurs standards, des photodiodes ; et l'étalonnage de la réponse de la caméra au plan focal du télescope à partir des illuminations étalonnées des sources lumineuses.

Les deux sources SNDICE sont constituées de 24 LEDs pour produire une illumination directe et partielle du miroir primaire. L'illumination directe signifie qu'aucun élément optique additionnel, tel qu'un écran ou une sphère intégrant, n'est intercalé entre la zone émissive des LEDs et le télescope. Ce choix permet d'une part de générer un faisceau lumineux simple à étalonner, et d'autre part, il limite le nombre d'éléments optiques à contrôler tout au long du suivi du télescope. L'illumination partielle correspond à l'éclairage d'une fraction du miroir primaire, elle est le résultat de la taille des LEDs (une zone émissive carrée de  $700 \times 700 \mu\text{m}$ ), leur distance au miroir primaire (17 m) et l'ouverture angulaire du faisceau (1 deg.). Cela permet de mettre en évidence les différentes réflexions de la lumière sur les éléments optiques du miroir. Ce *design* représente une innovation pour la caractérisation et le suivi des non-uniformités de la réponse des imageurs grand-champ et pour la modélisation de la bande passante effective. Il vise à ouvrir la voie à un étalonnage instrumental précis au ‰, un objectif inaccessible aux méthodes traditionnelles. L'une des deux

---

1. Une découverte en 1998, de Saul Perlmutter, Brian Schmidt et Adam Riess, qui leur a valu le prix Nobel 2011.

sources lumineuses a été étalonnée en flux au laboratoire puis installée sur le télescope du CFHT (en 2008) pour effectuer des mesures concomitantes avec la fin des observations du sondage SNLS (en 2009). L'autre a été conservée sur un banc de test au LPNHE pour l'étude fine des systématiques de l'étalonnage.

Le travail de recherche qui constitue cette thèse a suivi la conception de SNDICE, il a porté d'une part sur l'étalonnage au ‰ du dispositif gardé au laboratoire (chapitre 3, 4 et 5), et d'autre part, il a contribué à la première analyse des illuminations du télescope du CFHT avec le second dispositif (chapitre 6 et 7).

Le premier chapitre présente les problématiques liées à l'étalonnage du télescope du CFHT (Canada-France Hawai Telescope), et de son instrument MegaCam, dans le cadre de l'expérience SNLS. Cet étalonnage instrumental consiste à corriger les non-uniformités ainsi que les variabilités temporelles de la réponse du télescope, il constitue une version très approfondie des méthodes classiques d'étalonnage instrumental à partir des étoiles. Les exigences en précision des futures expériences de cosmologie observationnelles ont entraîné ensuite le développement de nouveaux dispositifs pour la caractérisation de la réponse des imageurs grand champ : ceux-ci sont brièvement passés en revue à la fin de ce chapitre.

Le second chapitre a pour objectif de démontrer les possibilités qu'offrent la stabilité de l'émission lumineuse de LEDs pour fournir une source lumineuse composite étalonnée en flux. Celles-ci, couplées à des photodiodes, permettent de créer un dispositif performant pour l'étude et le suivi de la réponse des imageurs grand champ. Ce chapitre décrit aussi les modes de lecture du signal de ces photodiodes, un aspect important pour la caractérisation de la qualité de l'étalonnage du démonstrateur.

Le troisième chapitre décrit SNDICE, le *design* développé par l'équipe du LPNHE. Il s'agit d'une source pouvant être suivie avec une précision de  $10^{-4}$ , multi longueur d'onde, composée de 24 LEDs. Les LEDs ont été choisies pour créer la source lumineuse afin de tirer parti de l'excellente stabilité des sources électroluminescentes. Elles sont étalonnées sur banc optique par des références standards, des photodiodes étalonnées par deux instituts de calibration (DKD et NIST) avec une précision en flux dans le visible garanti à 4% pour le premier et à 2‰ pour le second.

Les deux chapitres suivants séparent l'étalonnage spectro-photométrique du dispositif conservé au laboratoire en deux parties : d'une part, l'étalonnage photométrique des sources lumineuses, c'est-à-dire, la cartographie des champs lumineux émis par les LEDs avec différentes photodiodes étalonnées, et d'autre part, l'étalonnage des spectres d'émission des LEDs. Le cinquième chapitre se conclut par une simulation de l'utilisation de cet étalonnage spectro-photométrique pour l'étude de la bande passante des filtres de MegaCam.

Les deux derniers chapitres s'appuient sur l'étalonnage du dispositif installé sur le banc du laboratoire, en particulier l'étalonnage de l'illumination en fonction de la température des LEDs, pour présenter la première analyse des illuminations du dispositif installé au CFHT. Cette analyse porte sur les deux causes principales des non-uniformités et des variabilités de la réponse de l'imageur : les réflexions optiques parasites, et l'électronique de lecture des CCDs. Le sixième chapitre présente la modélisation de la géométrie du système composé de SNDICE et du télescope, ce qui permet, avec l'illumination partielle du miroir primaire par les LEDs, de mettre en évidence les reflets de la lumière sur les éléments optiques du télescope. Le septième chapitre présente la méthode pour étudier les instabilités de l'électronique de MegaCam, une méthode qui nécessite de dépasser l'approximation par l'optique géométrique de la réponse du télescope à une illumination, en tenant compte aussi des modulations du front d'onde de la lumière sur les surfaces imparfaites des lentilles du correcteur de champ et du miroir primaire.



# Chapitre 1

## Imagerie grand champ au Canada-France Hawai Telescope (CFHT) et étalonnage photométrique

En 2003, le CFHT a été le premier grand télescope optique à mettre en service un imageur grand-champ ( $1\text{deg.}^2$ ), une caméra appelée MegaCam, constituée de 36 CCDs et installée au foyer primaire du télescope. Cette caméra constitue la première génération de grand plan focal à obtenir une très grande qualité de la réponse à une illumination, grâce au faible nombre de pixels défectueux et à l'efficacité des transferts de charges jusqu'à leurs lectures par les amplificateurs. Pour être adapté au miroir primaire du télescope, le grand plan focal de la caméra doit être associé à un correcteur de champ qui est constitué d'une série de lentilles. Une conséquence négative de la présence de ces lentilles sur le chemin optique est que tout en obtenant la planéité de l'image du champ stellaire, elles introduisent des réflexions parasites de la lumière.

Ce grand plan focal, associé à un jeu de filtres, est un instrument privilégié pour les observations de cosmologie, telles que la détection de supernovae de type Ia (SNIa) par l'expérience SuperNova Legacy Survey (SNLS) au CFHT. Cette expérience consiste à mesurer l'évolution du taux d'expansion de l'univers en combinant la mesure de distances de SNIa, extraites de la mesure de leurs magnitudes, et de la mesure de leurs vitesses de récession, à partir du décalage vers le rouge de leurs spectres d'émissions. La mesure de cette évolution du taux d'expansion repose sur la comparaison avec des lots de SNIa proches et repose donc sur un étalonnage précis de la photométrie de ces objets. L'étalonnage des magnitudes des SNIa de SNLS est le plus précis dans ce domaine ([Regnault & al., 2009](#)), mais il constitue cependant l'incertitude dominante sur le résultat de l'expérience ([Sullivan & al., 2011](#)), ([Guy & al., 2010](#)).

L'une des étapes de cet étalonnage photométrique consiste à observer un champ dense d'étoiles pour caractériser et suivre les non-uniformités de la réponse de MegaCam. Ces observations permettent de mettre en évidence puis de soustraire de façon empirique des non-uniformités de plusieurs % dans l'ensemble des bandes.

Un effort de R&D est effectué par l'ensemble des grands projets utilisant les imageurs grand champ pour réduire les incertitudes systématiques associées à l'étalonnage. Cet effort consiste entre autre à produire un étalonnage instrumental indépendant des observations sur le ciel, c'est-à-dire, avec une source lumineuse artificielle placée en face du télescope afin d'isoler la réponse instrumentale des variabilités atmosphériques.



FIGURE 1.1 – Photo de l’intérieur du dôme au CFHT. MegaPrime est en haut à gauche (en noir), attaché à l’araignée. Le miroir primaire est au centre de l’image, en face de MegaCam.

Ce chapitre détaille les éléments du télescope sur le chemin optique de la lumière, du miroir primaire jusqu’au plan focal. Il décrit ensuite l’étalonnage photométrique de l’expérience SNLS en étudiant plus spécialement les problématiques instrumentales. La dernière partie passe brièvement en revue certains des dispositifs développés pour améliorer le contrôle de la réponse des imageurs.

## 1.1 Vue générale du télescope et de son instrument MegaPrime

Le CFHT est un télescope de 3.6 m implanté au sommet du Mauna Kea à Hawaii (figure 1.1). MegaPrime est l’un de ses instruments (en noir sur la photo, soutenu par l’armature blanche), il est constitué d’un correcteur de champ, d’un jeu de filtres et d’une caméra grand champ, MegaCam. Le correcteur de champ est constitué de quatre lentilles et d’un stabilisateur optique. La bande passante est définie par un jeu de 5 filtres interchangeables et par la réponse de la caméra CCD. Cette caméra est placée au plan focal, à une distance de 13.6 m du miroir primaire, dans un cryostat maintenu à  $-130^{\circ}\text{C}$ .

Cette section a pour objectif de présenter les contributions de chacun de ces éléments dans la formation d’une image (figure 1.2).

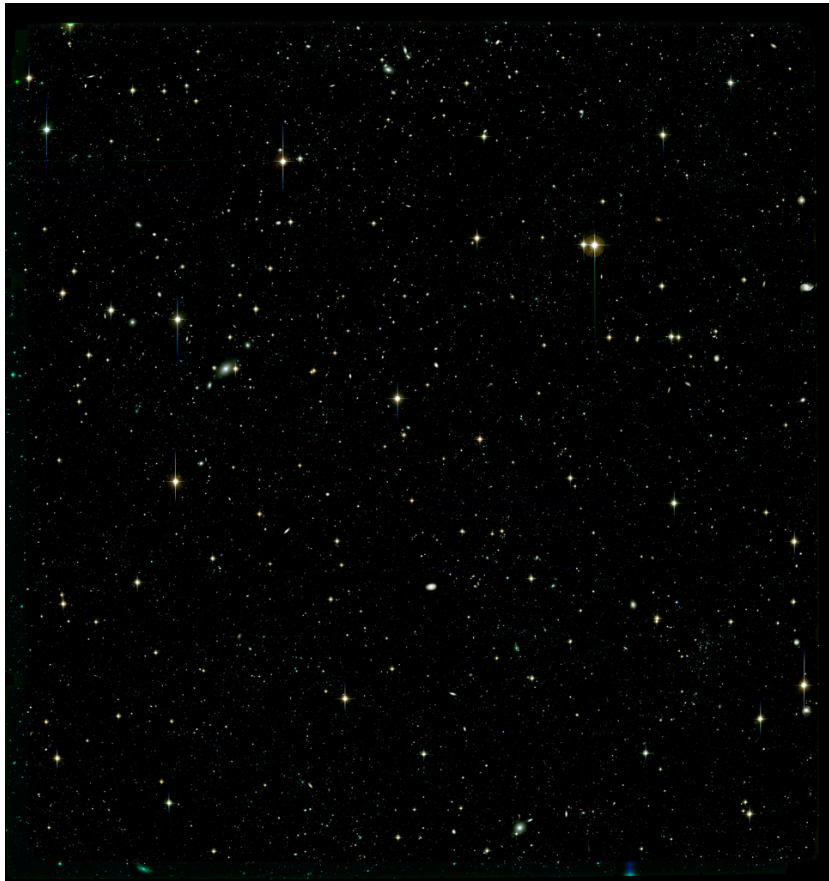


FIGURE 1.2 – Image de l'un des 4 champs profond de SNLS (D1) prise par MegaCam. Cette image est constituée de plusieurs poses prises avec les filtres  $g_M$ ,  $r_M$ ,  $i_M$  (photo P. El Hage).

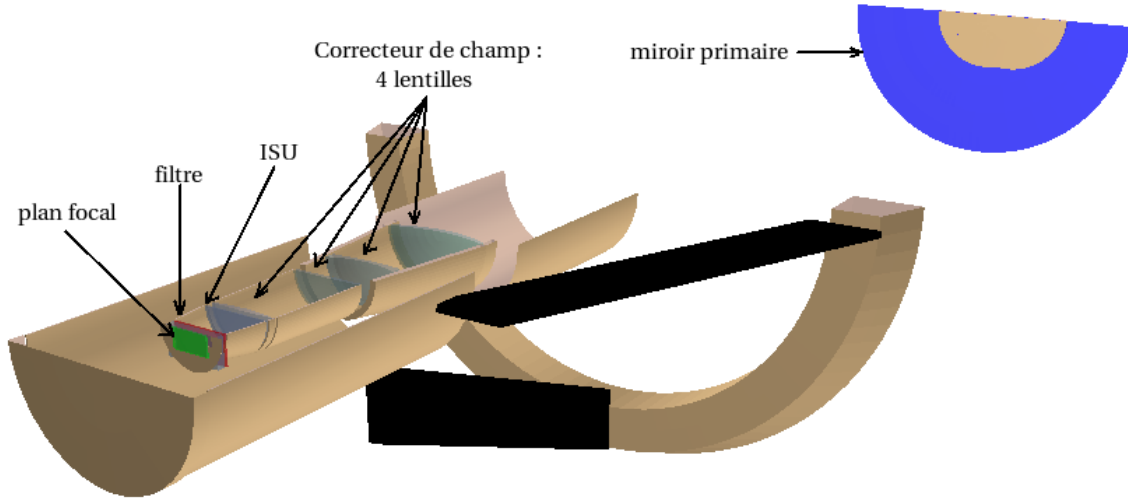


FIGURE 1.3 – Modélisation 3-D en coupe de MegaPrime au CFHT. Le miroir primaire est représenté, à droite, en bleu, ainsi que l’occultation centrale (en beige). À gauche, MegaPrime est constitué d’une armature rigide supportant la caméra MegaCam (rectangle vert), installée au plan focal, devant un jeu de filtres interchangeableables (en rouge). L’ISU (*Image Stabilizing Unit*), une plaque épaisse en verre qui permet de stabiliser l’image (<http://www.lesia.obspm.fr/Stabilisateur-d-image-pour-le.html>), et les lentilles apparaissent en bleu-gris sur le chemin optique.

Element	$R_1^{curv}$ (m)	$R_2^{curv}$ (m)	radius (m)	thickness (m)	$z$ (vertex, m)	material
Mirror		27.067	1.7960	0.00000	+0.000000	Aluminum
L1	-0.87694	-1.06491	0.3850	0.04468	+11.47616	1552A02
L2	-1.99884	-0.65129	0.2695	0.02972	+12.24410	J0E8708
L3	-7.46712	$\infty$	0.2570	0.02992	+12.57728	J0A8705
L4	-1.06142	$\infty$	0.2385	0.040016	+13.28022	J0A7Y02
ISU	$\infty$	$\infty$	0.2320	0.01000	+13.35793	Fused Silica

TABLE 1.1 – Eléments optique de MegaCam / MegaPrime.

### 1.1.1 Le miroir et les lentilles du correcteur de champ

La disposition des différents éléments du système télescope-MegaPrime est illustrée par la modélisation 3-D (figure 1.3). Les dimensions caractéristiques (rayons de courbure, épaisseurs) et les positions des surfaces optiques apparaissant sur cette figure sont résumées par la table 1.1.

#### Le miroir

Le premier élément du télescope sur le chemin optique de la lumière est le miroir primaire dont le rôle est de focaliser en un point les rayons issus d’une direction particulière. Il constitue la pupille d’entrée du télescope<sup>1</sup>.

Il existe différents matériaux disponibles pour fabriquer les miroirs. Il peut s’agir de céramiques

1. C’est-à-dire, dans l’espace objet, l’image de l’ouverture contenant tout les rayons parvenant au plan focal.



FIGURE 1.4 – Préparation à la ré-aluminisation du miroir primaire du CFHT en 2011. [cfht.hawaii.edu](http://cfht.hawaii.edu)

à faible expansion formées en intégrant des agents cristallisants dans du verre fondu, ou bien de silice fondu dopé avec du titane. Ces deux procédés ont l'avantage de produire des matériaux ayant un faible coefficient d'expansion thermique tout en étant faciles à polir. L'usage de l'aluminium (comme pour le miroir du CFHT) est plus répandu, il a l'avantage de fournir un matériau peu cher et facile à usiner. Cependant, la grandeur de son coefficient thermique d'expansion exige soit un contrôle de la température, soit des corrections ultérieures à l'aide d'optique active ou adaptative.

La couche réfléchissante presque exclusivement employée est l'aluminium car il possède une très bonne réflectivité de l'U.V. à l'I.R. Il a aussi l'avantage d'être facile à déposer et enlever. L'épaisseur idéale est de 100 nm. Au delà, l'uniformité est moins bonne, en deçà, le revêtement garde une transparence. Typiquement, les variations d'épaisseurs sont de l'ordre de 5% (Bely, 2003). Cette couche d'aluminium doit être nettoyée régulièrement car elle se dégrade au cours du temps à cause du dépôt de poussières ou de contaminants moléculaires tels que des gouttes d'huile ou d'eau. Sur les télescopes au sol, la réflectance peut diminuer de 0.5% par mois avec une augmentation proportionnelle d'émission et de diffusion dans l'infra-rouge. Il est aussi nécessaire de ré-aluminiser le miroir approximativement tous les 2 ans (Photo 1.4).

L'image parfaite d'une source ponctuelle est appelée stigmatisme. Les imperfections du système optique, c'est-à-dire l'écart à une correspondance point à point entre la source et l'image, sont distinguées par différents types d'aberrations : sphériques, coma, astigmatisme, courbure de champ et distorsion. Celles-ci sont caractérisées par des tests optiques qui consistent à vérifier la régularité et la continuité de la surface. Une cartographie de la surface peut être obtenue, ou bien par contact physique en utilisant un "profilomètre" qui fournit une carte avec une incertitude de l'ordre de 5 à 10  $\mu\text{m}$ , ou bien par le test de Hartmann qui consiste à éclairer un masque percé de trous circulaires avec un faisceau parallèle (Bely, 2003). Il est aussi possible de tester la surface par un montage interférométrique consistant à comparer les figures d'interférences de la combinaison des reflets sur le miroir avec ceux provenant d'une surface de référence.

Nous verrons dans le chapitre 7 que le dispositif SNDICE est unique pour détecter in situ tout les défauts mentionnés dans ce paragraphe.

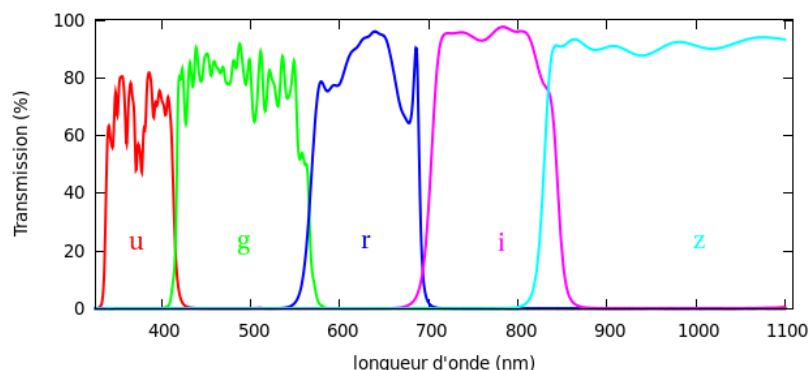


FIGURE 1.5 – Bandes passantes des 5 filtres de MegaPrime. La transmission du filtre *z* est ouverte dans l’infra-rouge (la coupure est faite par la bande passante des CCDs).

## Les lentilles du correcteur de champ

Entre le miroir et le plan focal viennent s’insérer les lentilles du correcteur de champ dont le but est d’assurer une bonne qualité d’image sur l’ensemble du champ de vue du télescope. Ces lentilles permettent :

- de corriger des aberrations présentes sur le front d’onde,
- de faire concorder le miroir primaire avec la caméra grand champ.

Les lentilles sont en verre, recouvertes d’une couche anti-reflets, leur disposition ramène la focale du système à  $f/4.2$ , ce qui permet d’obtenir une résolution de  $72 \mu\text{m}$  par seconde d’arc. L’optique a été optimisée pour atteindre le confinement de 80% de l’énergie d’une source ponctuelle dans un diamètre inférieur à 0.3 seconde d’arc.

L’insertion de lentilles sur le chemin optique introduit cependant des défauts. Leurs effets sont différents de ceux produits par les défauts du miroir car ils sont localisés sur une zone donnée du champ. SNDICE permet également de les mesurer (voir chap. 7) dans une catégorie commune à celle de la fenêtre du cryostat et de filtres. Mais leur nuisance principale est le reflet qu’elles renvoient de la surface des CCDs ou de celle des filtres (voir chap. 6).

### 1.1.2 Les filtres

Les filtres sont placés sur le chemin optique du télescope pour délimiter une certaine bande spectrale. Ils sont définis par leurs courbes de transmission (figure 1.5) dont les caractéristiques sont résumées par la table (1.2) (Fourmanoit, 2010).

Deux techniques sont employées pour obtenir des filtres. Soit en utilisant des verres colorés, en intégrant une suspension colloïdale métallique dans le verre, soit en fabriquant un filtre interférentiel fonctionnant sur le principe d’une cavité Fabry-Pérot. Cette seconde technique est celle utilisée pour les filtres MegaCam : ils présentent l’avantage d’être plus sélectifs que des filtres colorés.

Une collection de plusieurs filtres couvrant des zones successives du spectre électromagnétique constitue un système photométrique. Le premier système photométrique standardisé date des années 1950, il était constitué de trois couleurs U, B et V, à large bande, utilisé pour la classification des étoiles. Par la suite, un développement vers des bandes passantes intermédiaires intervint, dicté par la nécessité de mesurer d’autres paramètres d’intérêt astrophysique tels que la distance, la métallicité, l’âge des sources observées, ou la turbulence atmosphérique. Dans les années 1980, une

Filtre	$\lambda$ centrale ( <i>nm</i> )	Largeur de la bande ( <i>nm</i> )	Transmission moyenne %
$u_M$	374	74	69.7
$g_M$	487	145	84.6
$r_M$	625	121	81.4
$i_M$	770	145	89.4
$z_M$	823 (début)	-	90.2

TABLE 1.2 – Bande passante du jeu de filtres.

douzaine de systèmes coexistaient, certains pour des applications très restreintes, telles que l'étude d'un groupe stellaire particulier.

Une autre motivation pour l'ajout ou la modification de filtres est l'usage des CCDs dont la sensibilité accrue dans le rouge nécessite de redessiner les filtres, en particulier le U, connu pour ses fuites dans le rouge.

La présence d'un filtre sur le chemin optique de la lumière à l'intérieur d'un télescope ajoute des réflexions et des aberrations chromatiques.

### 1.1.3 Chemin optique dans le télescope

La lumière issue d'une étoile et qui parvient jusqu'au télescope est assimilable à l'illumination produite par une source ponctuelle placée à l'infini. Elle éclaire l'ensemble de la surface du miroir primaire avec un seul angle d'incidence. Cette illumination est transformée en front d'onde sphérique focalisé en un point du plan focal. Une partie de la lumière est cependant réfléchi par les lentilles et le filtre et atteint le plan focal après des réflexions secondaires. Ces rayons ne sont pas focalisés, ils créent une couronne circulaire autour de la tache principale.

#### Lumière diffuse ou lumière parasite

La lumière parasite se définit comme la lumière qui illumine le détecteur sans pour autant provenir de la source céleste étudiée. Elle a comme origine la lumière du ciel provenant de l'extérieur du champ et qui est diffractée ou diffusée par des éléments du télescope. Elle est diminuée en ajoutant des caches, appelés *baffling*, autour du chemin optique.

#### Le *plate scale*

La mesure du *plate scale* est nécessaire pour corriger les distorsions introduites par l'utilisation des champs plats (voir § 1.2.3) qui encodent indifféremment les variations spatiales de sensibilité et les variations spatiales de *plate scale* (la figure 1.6 montre la mesure du *plate scale* de MegaCam sur le CFHT (Regnault & al., 2009)). La relation de *plate scale* relie l'angle vu sur le ciel à une distance caractéristique sur le plan focal (elle s'exprime en arcsec/pixel). Cette relation dépend de la géométrie du télescope et varie d'un point à un autre du plan focal. Il est possible de la déterminer expérimentalement avec une précision inférieure à 1‰ en utilisant des étoiles proches ayant une séparation angulaire connue (par exemple dans le catalogue *the Washington Double Star Catalog* - <http://ad.usno.navy.mil/wds/>).

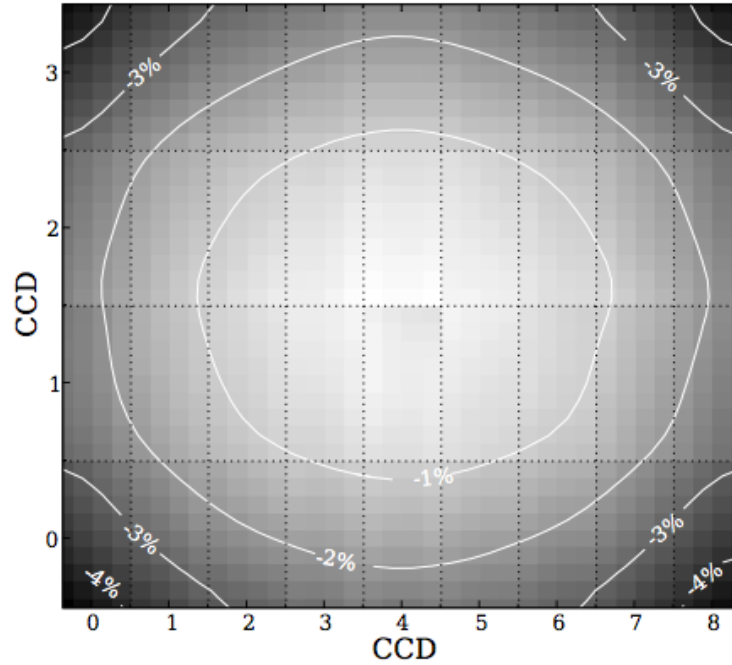


FIGURE 1.6 – Variations de la surface apparente des pixels de la camera MegaCam du CFHT. Dans les coins, l’angle solide sous tendu par un pixel est 4% plus petit qu’au centre. A cause de cet effet, le flux instrumental d’une étoile mesurée au bord est au moins 4% plus grand que le flux de la même étoile mesuré au centre.

## 1.2 Imagerie par une caméra CCD

Les détecteurs CCDs actuels sont le résultat d’un développement technologique soutenu. Les CCDs ont été utilisés pour la première fois en astronomie en 1976, sept ans après leur invention par Willard Boyle et George Smith<sup>2</sup>. Leur avantage est de détecter les photons avec une grande efficacité et de produire un signal électronique simple à numériser et à enregistrer. Les imageurs actuels consistent en plusieurs douzaines de CCDs placés les uns à côté des autres, en mosaïque.

Ces mosaïques de CCDs, installées aux plans focaux des télescopes, sont devenues les éléments les plus importants des télescopes optiques<sup>3</sup> (Boulade & al., 1998), (Aune & al., 1999), (Boulade & al., 2000). La stabilité de la réponse de ces caméras CCD est typiquement de  $10^{-4}$ . Ceci est utilisé à plein par les expériences telles que Corot ou Kepler, qui exigent une haute stabilité photométrique (Auvergne & al., 2009), (Hartman & al., 2005).

Le CCD est constitué de la juxtaposition de cellules adjacentes, les pixels. Il s’agit de jonctions p-n miniatures en Silicium<sup>4</sup>, séparées des électrodes en polysilicium par une couche isolante de silicium oxydé (représentée figure 1.7). Le pixel fonctionne suivant le principe d’une photodiode. Des photo-électrons sont excités dans la bande de conduction du semi-conducteur suite à l’absorption d’un photon, puis ils sont intégrés par une capacité réalisée par une zone déplétée formant un puits

2. La revue de I.Mc Lean reprend l’historique du développement de l’emploi des CCDs en astronomie (McLean, 2002)

3. La camera de LSST représente 1/3 du budget de construction du télescope (soit  $\approx 90M\$$ )

4. L’énergie du gap est de 1.4 eV, ce qui permet à la jonction d’absorber des photons de 1.1 eV à 4 eV, soit de 11 000 à 3000 Å.



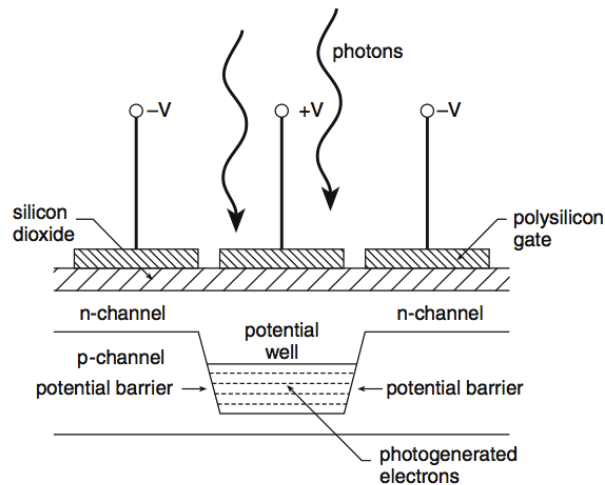


FIGURE 1.7 – Dessin schématique en coupe d'un pixel de CCD. Les électrodes (V) sont chargées de sorte que leur champ électrique repousse les trous dans la zone p, vers la base du substrat. Une zone déplétée est ainsi formée où les porteurs de charges, les électrons, produits par l'absorption de photon, s'accablent. Le signal reçu correspond au nombre d'électrons. Dans le cas de MegaCam, les CCDs utilisent la technologie *back-illuminated* : les photons entrent par l'arrière des pixels, ce qui supprime les réflexions sur les électrodes et augmente donc la sensibilité.

de potentiel (au centre, figure 1.7), maintenu constant durant l'étape de collection, puis modifié de sorte à déplacer les électrons d'une capacité à l'autre jusqu'à un registre de lecture, constitué d'une capacité située à l'entrée du préamplificateur et commune à toute une partie de la matrice (justifiant le nom du détecteur, *Charge-Coupled Device*<sup>5</sup>).

### 1.2.1 Mosaïque de CCDs

Les CCDs de MegaCam ont été fabriqués par la société E2V (figure 1.8). Ce sont des CCDs de 27.6 x 62.2 mm, composés de 2048 x 4608 pixels éclairés par l'arrière. Une fois installé au primaire du CFHT, chaque pixel couvre  $\sim 1 \mu\text{rad}^2$  du champ de vue. La caméra MegaCam est constituée de l'assemblage de 36 de ces CCDs (figure 1.9), permettant de couvrir  $1 \text{ deg.}^2$  sur le ciel.

**Efficacité de détection** L'efficacité quantique est l'échelle de mesure de la capacité d'un détecteur à transformer des photons en électrons. Elle est définie par le ratio des électrons collectés sur le nombre de photons incidents. Les efficacités des CCDs sélectionnés pour la caméra MegaCam ont été mesurées au CEA (Borgeaud & al., 2000). L'efficacité quantique moyenne mesurée est représentée sur la figure 1.10. L'un des grands avantages des CCDs sur les autres détecteurs est que l'efficacité peut atteindre 90% au pic et dépasse les 60% sur les deux tiers de leur gamme.

### Dynamique photométrique et linéarité de la réponse

Le but du design d'un CCD est de produire une mesure proportionnelle au signal incident sur l'ensemble de la gamme dynamique. La linéarité de la réponse du CCD dépend d'une part

5. La lecture des CCDs de MegaCam est détaillée dans la section 2.4

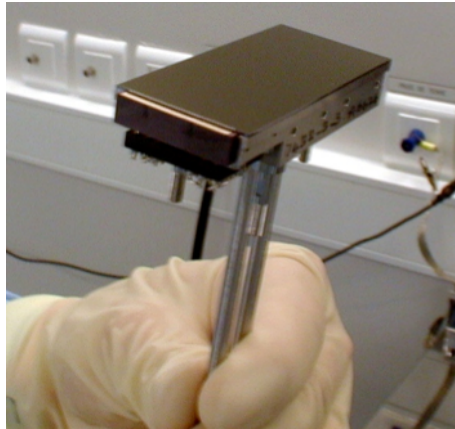


FIGURE 1.8 – Photo d'un CCD E2V -CCD42-90 Back Illuminated- utilisé pour MegaCam.

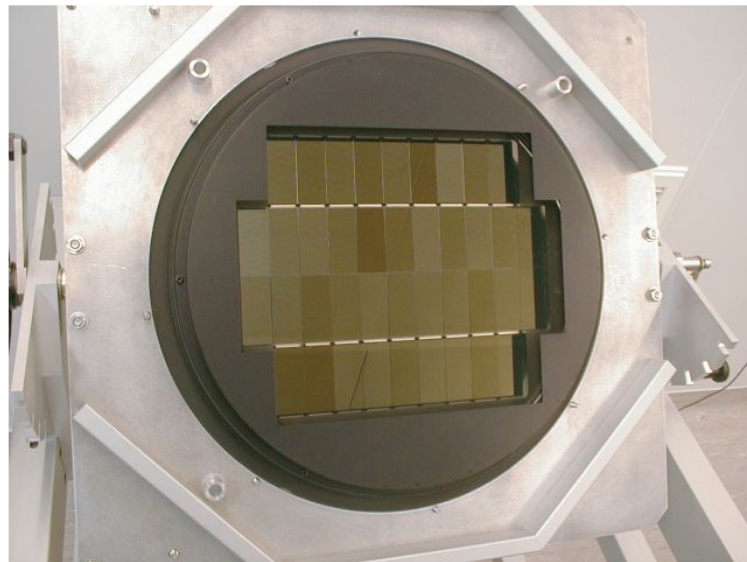


FIGURE 1.9 – Les CCDs sont assemblés pour former la mosaïque de la caméra MegaCam (ici dans son cryostat au CEA avant son installation en 2003 au CFHT). Les 36 CCDs constituant la mosaïque sont visibles s'ajoutent à ces 36 CCDs, les 4 CCDs sur les bords qui ne sont pas lus, ce sont des CCDs de rechange au cas où l'un des 36 autres cesserait de fonctionner. <http://www.cfht.hawaii.edu/Instruments/Imaging/Megacam>

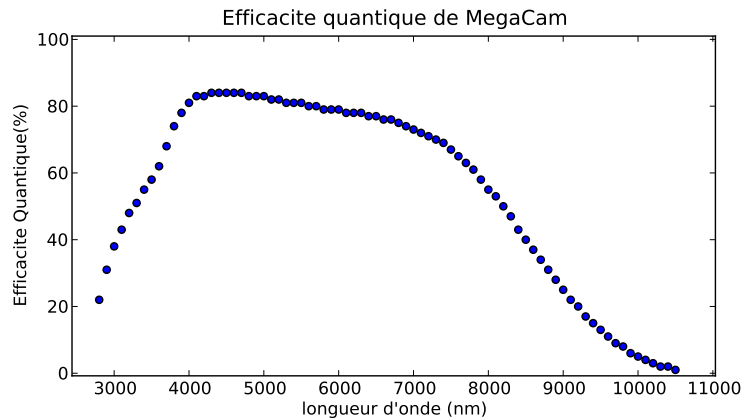


FIGURE 1.10 – efficacité moyenne des CCDs de MegaCam.

de la linéarité de l'ADC<sup>6</sup> qui numérise le signal, et d'autre part, de la linéarité de la relation entre le remplissage du pixel et l'intensité de l'illumination. Lorsque un pixel est plein, le champ électrique est annulé et les charges diffusent dans les pixels voisins, un effet appelé *blooming* (figure 1.11 (Borgeaud & al., 2000)). A l'approche de cet état, la non linéarité correspond à une perte d'efficacité<sup>7</sup>.

Pour les CCDs Megacam le "*full well capacity*" (dynamique de charge par pixel) est environ de 240.000 électrons. Par choix des constructeurs, la dynamique de numérisation est limitée à environ 80.000 électrons pour lesquels la numérisation donne 65535 (ADC 16bits), soit un tiers de la gamme du détecteur. Le domaine de non-linéarité est loin d'être atteint. Par contre, les faibles niveaux d'illumination sont sur-échantillonnés : le bruit électronique est de 2 unité ADC (RMS).

Les ADCs ont 2 types de non-linéarités : les non-linéarités différentielles et intégrales. La non-linéarité différentielle est liée à l'échelle discrète du convertisseur, elle correspond à l'écart maximum entre la marche discrète et l'approximation linéaire continue. La non-linéarité intégrale correspond à l'écart maximum à la relation linéaire attendue.

### 1.2.2 Formation de l'image

La qualité de l'image obtenue dépend de trois paramètres : la transmission atmosphérique, la fonction de transfert de l'optique du télescope et la réponse de l'imageur.

Traditionnellement, pour l'imagerie et la photométrie, la calibration et la réduction des données consiste à obtenir :

- des images de biais pour mesurer la distribution du bruit électronique et l'*offset* sur le CCD.
- des images d'obscurité pour mesurer le courant d'obscurité de chaque pixel.
- un "champ plat" pour détecter les non uniformités de la réponse à une illumination, qu'elles viennent de l'électronique ou du détecteur.
- des images d'étoiles connues, ou un étalon photométrique, pour mesurer la PSF (*point spread*

6. ADC correspond à *Analog to Digital Converter*, il s'agit du composant permettant de convertir les charges en valeur numérique, exprimée en nombre d'ADU.

7. Les charges peuvent aussi se loger en dehors des puits de potentiel et être rendues pendant les poses suivantes, d'où des images rémanentes.

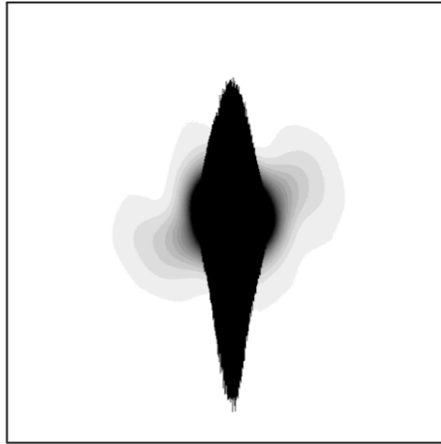


FIGURE 1.11 – Effet de la saturation d'un des CCDs de MegaCam visualisé sur un carré de  $600 \times 600$  pixels. Le CCD est éclairé par une fibre optique placée derrière un trou situé en face du CCD de sorte à reproduire une source quasi-punctuelle délivrant en quelques minutes un flux 10 fois supérieur à la capacité du pixel. Lorsqu'il est saturé, les charges se répandent dans les pixels des lignes voisines, c'est l'effet de *blooming*, auquel s'ajoute, pour ce test particulier, la figure de diffraction créée par le trou.

*function*)<sup>8</sup>. L'astronomie à grand champ permet d'obtenir une grande quantité d'étoiles de référence par image (10000 pour SNLS), mais pose alors la question de l'uniformité du champ (cf. 1.3.1).

Seule la PSF est mesurée en temps réel, car elle peut varier rapidement au cours d'une nuit. Les autres images de référence sont sensées être stables pendant une campagne d'observation. Nous verrons au chapitre 7 que cela n'est pas vrai, en tout cas pas à la précision que nous demandons.

### Pollution lumineuse et transmission atmosphérique

Les pollutions lumineuses qui détériorent le signal proviennent, d'une part de l'atmosphère (*air-glow*), et d'autre part, de sources astrophysiques. L'atmosphère affecte les observations de plusieurs façons : (1) l'extinction, qui réduit le flux de la source, (2) des lignes d'émission thermique, qui ajoutent un fond, en particulier dans le rouge et l'infra-rouge, (3) la réfraction, qui altère la position apparente de la source et disperse spectralement son image, et (4) les turbulences, qui brouillent l'image de l'objet observé (Bely, 2003).

L'extinction statique est solutionnée par des procédures d'inter-comparaisons entre différentes étoiles. Les extinctions dynamiques à haute fréquences, appelées scintillations, se caractérisent par une modulation du signal provenant des inhomogénéités de l'atmosphère rencontrées par le front d'onde, et une diffusion de la lumière provenant d'autres sources, certaines pouvant être variables à court terme.

La maîtrise de ces paramètres fait l'objet de nombreux efforts de R&D. Par exemple, une expérience en cours consiste à mesurer précisément l'extinction atmosphérique (Albert & al., 2009) à partir d'une source artificielle. Un laser pulsé à 20.25 Hz est embarqué à bord du satellite Calipso

8. L'image d'une étoile, comme celle de tout autre objet ponctuel, est dégradée : elle forme une "tache". La PSF est la fonction qui modélise l'effet de la déformation du front d'onde provenant des turbulences de l'atmosphère (le niveau de ciel local) et de l'optique de focalisation de l'image d'une source à l'infini.

et émet vers le sol. Le signal est mesuré au sol par un dispositif portatif de 7 caméras et deux photodiodes étalonnées. L'extinction atmosphérique est obtenue par le ratio des mesures faites au sol lorsque le satellite passe au zénith, normalisées par l'énergie enregistrée à bord du satellite.

Un autre exemple, concernant cette fois la turbulence atmosphérique, est rapportée par le télescope Gemini Nord : depuis décembre 2011, il dispose d'un suivi en temps réel des turbulences atmosphériques en utilisant un dispositif de 5 lasers, couplé à une optique adaptative (Hand, 2012).

### Réduction des données

La méthode standard pour l'acquisition d'une image consiste à pointer le télescope dans une direction du ciel, à maintenir cette position en compensant la rotation terrestre pendant le temps d'intégration, puis à refermer l'obturateur et lire les CCDs.

Ces CCDs et leur électronique ont une signature systématique sur les données qu'ils collectent :

- l'*offset*, ou piédestal d'un CCD, il s'agit d'un niveau constant, et présent en l'absence de photons et indépendant du temps d'exposition.
- le courant d'obscurité, qui est le courant présent en l'absence d'illumination. Il est proportionnel au temps de pose.
- la réponse du CCD n'est pas uniforme et varie d'un pixel à l'autre : par exemple, à cause de variations d'épaisseur ou de taille des pixels du CCD. Ces effets étaient importants sur les premières générations de CCDs, mais ils ne le sont plus pour Megacam.

Le signal total lu dans un pixel situé au point  $\mathbf{x}$  du plan focal est :

$$S = (N_{e-|\mathbf{x}} + B_{e-|\mathbf{x}}) \times g_{\mathbf{x}} + b(\mathbf{x}) + n(\mathbf{x}) \quad (1.1)$$

$N_{e-|\mathbf{x}}$  et  $B_{e-|\mathbf{x}}$  correspondent respectivement aux nombres de photoélectrons convertis dans le pixel  $\mathbf{x}$  à partir du flux de l'objet et du flux du fond de ciel.  $g_{\mathbf{x}}$  est le gain ( $ADU/e^-$ ) de l'amplificateur du pixel  $\mathbf{x}$ .  $b(\mathbf{x})$  est une carte du niveau de l'*offset* de l'électronique, et  $n(\mathbf{x})$  est le bruit de lecture de la chaîne électronique.  $N_{e-|\mathbf{x}}$  est essentiellement une fonction linéaire du temps de pose.

La mesure du niveau d'*offset* fait référence à l'estimation du signal produit par un pixel vide ou non exposé. Sa mesure est obtenue de deux manières différentes : soit en utilisant une région d'*overscan*, soit en prenant des poses de "biais". Les poses de biais sont obtenues par des poses sans lumière, obturateur fermé. Au premier ordre, le résultat est une distribution gaussienne dont la moyenne est l'offset de l'électronique de lecture et la largeur correspond au bruit. Il est possible de choisir entre une soustraction pixel à pixel ou soustraire simplement une valeur moyenne s'il n'y a pas de structures 2-D identifiables. Il est supposé que le niveau zéro peut varier lentement au cours du temps sur une échelle de quelques mois ou plus, sans être visible d'une nuit à l'autre, mais nous verrons dans le chapitre 7 que ce niveau varie rapidement, ce qui rend la calibration très délicate.

Les bandes d'*overscan* sont des rangées et des colonnes (32, sur MegaCam) de pseudo-pixels, qui ne sont pas présents physiquement. Ils sont générés en envoyant des cycles additionnels d'horloge à l'électronique de sortie.

Les poses d'obscurité sont obtenues en intégrant le signal en gardant l'obturateur fermé pendant une durée égale aux poses sur le ciel. Elles sont utilisées pour évaluer le courant d'obscurité accumulé dans un pixel par unité de temps. Il faut tenir compte de toute l'histoire antérieure des transferts de charge dans une colonne. Cependant, pour une pose d'astronomie, le courant d'obscurité est de l'ordre du centième d'électron par seconde : il est négligeable par rapport au fond du ciel.

**Mauvais pixels** Les mauvais pixels, pixels chauds, rayons cosmiques<sup>9</sup>, ou encore, bits bloqués<sup>10</sup>, sont identifiés en créant des cartes des mauvais pixels pour les répertorier et les masquer lors de l'analyse.

**Franges d'interférences** Des franges lumineuses sont observées dans les filtres  $i_M$  et  $z_M$ , elles sont causées par des raies d'émissions atmosphériques. Elles sont produites par l'alternance d'interférences constructives et destructives de la lumière incidente et de la lumière réfléchiée dans le CCD. Leurs formes dépendent des variations d'épaisseur du silicium du CCD. Elles sont surtout visibles sur les images prises avec les filtres  $i_M$  et  $z_M$  car leurs bandes passantes correspondent aux pics d'émissions de l'atmosphère. C'est une composante du bruit de fond de ciel dont le motif est assez stable, il peut être soustrait des images de science en utilisant par exemple des poses de champ-plat prises au crépuscule associées à une combinaison d'images de science dont les sources ponctuelles ont été écartées grâce à une médiane.

### 1.2.3 Traitement des non-uniformités instrumentales : le champ plat

Dans l'idéal, un champ plat consisterait en une illumination uniforme du plan focal par une source lumineuse ayant un spectre et une distribution angulaire identiques à ceux du champ étudié. Il s'agit donc d'une image spatialement et spectralement plate. Au sens le plus abouti, un bon champ plat signifie une mesure dont la valeur instrumentale peut être transformée en résultat numérique dans un système standard d'une manière qui concorde à d'autres mesures faites par d'autres observateurs. Il paraît impossible de définir un champ plat idéal, car ses propriétés ne sont pas réalisables pratiquement par une seule illumination. Pour en prendre conscience, il suffira de découvrir dans les chapitres 6 et 7 l'ensemble des effets se superposant sur le plan focal à l'image spéculaire simple : les reflets, la diffusion et les instabilités de l'électronique.

Cependant, les images des champs plats de référence permettent un certain suivi des instruments. Voici les trois méthodes les plus courantes :

- la première méthode consiste à prendre des images du ciel au crépuscule ou à l'aube. Ces poses présentent parfois un gradient de l'illumination et doivent être prises dans un temps assez court après le coucher du soleil ou avant son lever. Pour accroître le signal sur bruit, il est courant d'additionner plusieurs poses séparées.
- La seconde méthode consiste à éclairer l'intérieur du dôme, ou un écran installé sous le dôme, avec une source lumineuse, puis à pointer le télescope dessus pour prendre une série d'exposition avec chacun des filtres. Les expositions sont ajoutées et moyennées pour obtenir un champ plat de référence. Ces champs plats produisent un bon rapport signal sur bruit, ce qui diminue le bruit ajouté aux images de science au cours du processus de réduction des données. Cependant, la couleur et la forme de l'illumination ne reproduisent pas fidèlement les observations.
- La troisième méthode, complémentaire des deux autres car s'intéressant à des variations spatiales de plus basses fréquences, consiste à prendre des poses multiples d'une même image astronomique (tel qu'un champ dense d'étoile) à différentes positions spatiales du plan focal.

---

9. Le taux de rayons cosmiques dépend un peu de la latitude et beaucoup de l'altitude. Au niveau de la mer le taux est de l'ordre de 50 par  $\text{cm}^2$  par heure, il double à 4 000 m d'altitude.

10. Un pixel défectueux pour la fonction de lecture bloque l'information de toute une colonne. Sur la mosaïque MegaCam, les CCDs avec le plus grand nombre de pixels défectueux ont été placés sur les bords, les meilleurs CCDs étant installés au centre (Boulade, 2002).

Les champs plats obtenus à partir des deux premières méthodes ne sont pas suffisamment connus pour produire une uniformisation de la réponse spatiale au niveau du ‰. D'une part, parce que l'illumination isotrope diffère de l'illumination uniforme des sources stellaires, et d'autre part, parce que la distribution spectrale n'est pas la même que les sources étudiées (les variations d'efficacité quantique des pixels dépendent de la longueur d'onde). D'un autre côté, étant donné les progrès dans la fabrication des CCDs, les corrections pixel à pixel sont nettement moins cruciales qu'avant. La troisième méthode permet elle d'atteindre une précision de quelques ‰, mais elle nécessite un programme d'observations à part et présente l'inconvénient d'accaparer du temps d'observation lors des meilleures nuits d'observations, elle présente aussi l'inconvénient de ne pas séparer la transmission du télescope et celle de l'atmosphère et de n'avoir pas de références photométriques intrinsèques.

### 1.3 Mesure de la variation du taux d'expansion de l'univers à l'aide des supernovae de type Ia (SNIa)

L'expansion de l'univers a été mis en évidence pour la première fois par E. Hubble en 1929 à partir de la mesure de distance de galaxies situées dans la constellation de la Vierge comparée à leur vitesse de récession par rapport à la voie lactée (Hubble, 1929).

Pour étudier la variation du taux d'expansion de l'univers, la méthode moderne consiste à utiliser les supernovae de type Ia<sup>11</sup> comme des "chandelles standards", c'est-à-dire, comme des objets dont la luminosité intrinsèque est suffisamment modélisable pour pouvoir se servir de leur luminosité apparente comme d'un indicateur de distance et à coupler les taux d'expansion ainsi mesurés avec des SNIa proches à ceux mesurés avec des SNIa lointaines. Ces supernovae sont détectées par soustraction d'images d'un même champ dans une séquence temporelle, puis identifiées par leur signature spectrale. La représentation de la mesure de leur distance en fonction de la mesure du décalage vers le rouge de leur spectre d'émission, appelée diagramme de Hubble, produit une mesure de la variation du taux d'expansion de l'univers à différentes époques. En 1998, deux équipes indépendantes, le High-z team (Riess & al., 1998) et le Supernovae Cosmology Project (Perlmutter & al., 1999), ont effectué ces observations et mis en évidence une accélération de l'expansion de l'univers. Deux hypothèses sont explorées pour expliquer cette découverte : soit l'existence d'un fluide inconnu, appelé pour cela "énergie noire"<sup>12</sup>, soit une modification de la formulation de la relativité générale à l'échelle cosmologique<sup>13</sup>. Le modèle cosmologique actuellement privilégié (appelé modèle " $\Lambda$ CDM") suppose l'existence de l'énergie noire. Ce modèle présente l'avantage de combiner de façon non-contradictoire les contraintes observationnelles sur les différents paramètres cosmologiques, obtenus à l'aide de plusieurs mesures (CMB, comptage de galaxies, oscillations acoustiques de baryons, ...).

---

11. Les supernovae de type Ia, ou SNIa, correspondent à un sous groupe de supernova caractérisé observationnellement par l'absence de raies d'hydrogène et la présence de raies de silicium dans leur spectre. Le modèle associé à ces propriétés spectrales consiste en l'explosion thermonucléaire d'une naine blanche.

12. La densité d'énergie noire dans l'univers devrait être aujourd'hui de  $\approx 0.7$  pour reproduire les observations des supernovae.

13. Les modifications apportées à la relativité générale portent par exemple sur le remplacement de la courbure scalaire de la géométrie par une fonction arbitraire.

### 1.3.1 Etalonnage photométrique de l'expérience SuperNovae Legacy Survey (SNLS)

Le programme SuperNova Legacy Survey (SNLS) constitue une seconde génération de mesure de la variation du taux d'expansion de l'univers à partir des SNIa<sup>14</sup>. L'objectif est de reproduire les mesures de 1998, avec une précision plus importante, grâce aux nouvelles caméras CCD de haute qualité, et avec une statistique et une profondeur de champ plus importantes, grâce au grand champ de la caméra et à la grande taille du miroir primaire. SNLS s'inscrit dans le cadre du vaste relevé astronomique du Canada-France-Hawaii Telescope Legacy survey (CFHTLS<sup>15</sup>) qui représente 470 nuits d'observations réparties sur 5 ans et qui comprend (1) le *Deep Survey* dont fait partie le programme SNLS, qui échantillonne régulièrement 4 champs indépendants de 1 deg<sup>2</sup> chacun<sup>16</sup>, et (2) le *Wide Survey* qui couvre 4 régions du ciel sur un total de 170 deg<sup>2</sup> pour l'étude du cisaillement gravitationnel (programme DESCART<sup>17</sup>).

Les 4 champs profonds du SNLS sont sélectionnés de sorte à (1) minimiser l'extinction galactique et la présence d'étoiles saturantes, (2) à avoir au moins 2 champs visibles à toutes époques de l'année, et à rendre possible un suivi spectroscopique des SNIa par le VLT, les Keck I et II ou Gemini Nord et Sud.

**Etalonnage photométrique** La photométrie consiste à exprimer le flux d'un objet donné dans une bande passante donnée en unités de flux de référence. Cela signifie déterminer les relations entre un système photométrique standard et un instrument particulier. Un système photométrique standard est constitué d'étoiles dont le spectre d'émission est connu et dont le flux a été mesuré par le jeu de filtre d'un télescope. L'observation de ces étoiles de référence par le télescope permet de l'étalonner. La qualité de l'étalonnage repose d'une part sur la précision de l'étalonnage intrinsèque de ces étoiles de référence (la stabilité de leur flux et la précision de la mesure), et d'autre part, sur l'étude et la correction des systématiques instrumentales lorsque ces mesures sont transférées dans le système large bande de MegaCam.

**Photométrie "large bande"** Une bande spectrale désigne une partie du spectre électromagnétique que laisse passer un filtre standard. Le profil de transmission de ce filtre détermine les propriétés de la bande. Un ensemble choisi de bandes spectrales définit un système photométrique et la différence de magnitude d'un objet dans une bande par rapport à une autre s'appelle la couleur de l'objet considéré. A chaque génération d'expériences, de nouveaux standards sont ajoutés pour permettre d'étalonner des flux plus faibles, des couleurs différentes ou de nouvelles régions du ciel.

La photométrie astronomique repose sur la mesure de brillance relative entre étoiles et sur le système de magnitude dans laquelle elle est exprimée. La magnitude est une échelle logarithmique inversée de la luminosité. La règle formelle de magnitude d'une étoile date de 1856 et établit une relation de la forme :

$$m_1 - m_2 = -2.5 \times \log_{10}(\phi_1/\phi_2)$$

---

14. D'autres sondes cosmologiques sont sensibles à cette variation, mais les mesures à partir des SNIa sont les plus précises pour mesurer l'équation d'état de l'énergie noire.

15. <http://www.cfht.hawaii.edu/Science/CFHLS/>

16. Son objectif est de détecter des SNe Ia ainsi que de produire de grands catalogues de galaxies et de quasars utilisés pour l'étude des grandes structures.

17. Dark matter from Ellipticity Sources CARTography



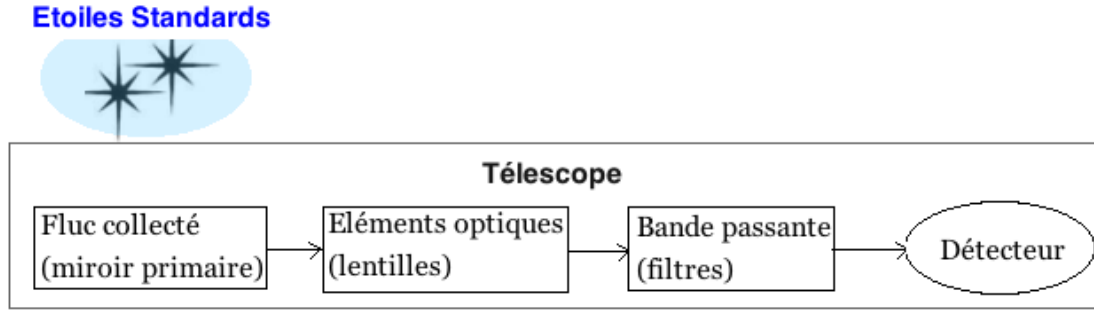


FIGURE 1.12 – L’observation d’une étoile standard (de spectre d’émission  $S_{ref}(\lambda)$ ) permet d’étalonner photométriquement le télescope, c’est-à-dire, la transmission des éléments optiques ( $\mathcal{T}(\lambda)$ ) et la réponse du détecteur ( $m_{cal}$ ).

Donc, par exemple, une différence de 5 magnitudes ( $m_1 - m_2$ ) correspond à un rapport de flux ( $\phi_1/\phi_2$ ) de 100<sup>18</sup>.

Historiquement, à toutes les longueurs d’onde, la magnitude 0 a été attribuée par convention à l’étoile Vega et les objets plus brillants que Vega ont une magnitude négative.

En comparaison à la plupart des autres domaines de mesures physiques, la photométrie stellaire est relativement imprécise. Les méthodes modernes donnent une précision de l’ordre de 1 %.

**Echelles absolues de photométrie** La photométrie absolue consiste à exprimer la mesure du flux d’une source lumineuse particulière en  $\text{ergs} \times \text{s}^{-1}$ , ou la luminosité totale d’une source, en ergs, dans une bande passante spécifiée. L’objectif est d’étalonner la mesure dans un système photométrique local donné ( $\phi_t$ ) par rapport au système standard servant de référence :

$$\phi_{ADU|t} = 10^{-0.4 (m_{cal} - m_{ref})} \times \int S_{ref}(\lambda) \frac{\lambda}{hc} \mathcal{T}(\lambda) d\lambda \quad (1.2)$$

$S_{ref}(\lambda)$  est le spectre d’une étoile standard de référence,  $m_{ref}$ , la magnitude de cette étoile mesurée par l’instrument considéré,  $m_{cal}$ , la magnitude instrumentale de l’objet dont on cherche à exprimer le flux et  $\mathcal{T}(\lambda)$  est la transmission du télescope.

La méthode consiste à comparer les magnitudes et couleurs d’étoiles standards répertoriées aux mesures de ces étoiles réalisées avec l’instrument local (figure 1.12).

Actuellement, il existe trois références d’étalonnage absolu en flux :

- o Par référence à un standard certifié en laboratoire : l’étoile Vega a été étalonnée par rapport à des standards certifiés en laboratoire (lampe de Tungsten, corps noir) pour servir de référence à un réseau d’étoiles standards (Landolt, 1992) (Bohlin & Gilliland, 2004). Ce réseau d’étoiles possède de larges incertitudes, d’une part à cause d’incertitudes sur l’étalonnage de Vega (il a été observé que sa température de surface et sa gravité variaient fortement des pôles à l’équateur), et d’autre part à cause de variations d’opacité atmosphérique. Actuellement, l’incertitude en flux sur le réseau dépasse 1% ; de plus, certains de ces standards secondaires sont trop brillants pour être observés directement par les grands télescopes.

18. Le choix du coefficient (2.5), est un compromis entre simplicité mathématique et tradition. Une description historique se trouve dans l’introduction de (E. Budding, 2007).

- Par l'utilisation d'étoiles analogues au soleil. Cette méthode repose sur l'hypothèse que l'étoile de référence à la même distribution spectrale en énergie (SED) que le soleil. Cependant, même les étoiles les plus semblables au soleil peuvent être différentes de quelques %. De plus, l'incertitude sur la SED du soleil est elle-même de 3% (Thuillier & al., 2003).
- En utilisant un modèle d'atmosphère stellaire : les flux visibles et UVs des objets astrophysiques sont normalisés par un ensemble de naines blanches chaudes ayant une atmosphère purement d'hydrogène. L'étalonnage absolu en flux d'une naine blanche est obtenu en ajustant les lignes de Balmer sur un modèle du profil de l'hydrogène pour déterminer la température effective, la gravité et les incertitudes associées. Le meilleur ajustement est normalisé sur la bande V de la photométrie de Landolt. Les trois premières naines blanches standards du réseau HST CALSPEC sont cohérentes avec une incertitude de 0.5% dans le visible, avec des déviations localisées de l'ordre de 1% entre 420 nm et 470 nm. Cette méthode est actuellement la plus courante pour étalonner le flux des étoiles car l'accord est bon entre le modèle et les observations. Cependant, n'importe quelle erreur systématique de modélisation qui affecterait uniformément la distribution en flux, augmenterait l'erreur. C'est ce type de référence qui est utilisé pour SNLS.

### Étalonnage des courbes de lumière des SNIa de SNLS

SNLS utilise comme standard primaire une étoile (BD +17 4708) dont l'étalonnage s'appuie sur le modèle d'émission de naines blanches. Il s'agit de la première étape de l'étalonnage absolu des courbes de lumière<sup>19</sup> des SNIa. Cet étalonnage suit une chaîne de comparaison qui peut être résumée par 5 étapes :

(1) - Du standard primaire (BD +17 4708) à des étoiles standards secondaires en utilisant des filtres standard (U, B, V, R, I).

(2) - Des filtres standards aux filtres de MegaCam ( $u_M, g_M, r_M, i_M, z_M$ ) en utilisant un ensemble d'étoiles secondaires<sup>20</sup>.

(3) - Des étoiles standards secondaires aux étoiles standards tertiaires de SNLS en utilisant les filtres MegaCam<sup>21</sup>.

(4) - De la photométrie d'ouverture à la photométrie de PSF (utilisées respectivement pour l'étalonnage des étoiles et pour les courbes de lumière des SNIa), en utilisant le catalogue d'étoiles tertiaires.

(5) - Du catalogue d'étoiles tertiaires aux courbes de lumière des SNIa dont les flux ont été corrigés pour prendre en compte le décalage vers le rouge.

On obtient ainsi l'estimateur de distance, qui correspond à la magnitude au maximum de luminosité dans la bande B du référentiel au repos de la SNIa. Pratiquement, cette magnitude est obtenue en ajustant un modèle spectrophotométrique de la SNIa sur les mesures dans les différentes bandes (Guy & al., 2007)<sup>22</sup>.

Les mesures des magnitudes en bande B des SNIa de SNLS sont combinées avec des SNIa proches (Low-z et SDSS) et représentées en fonction du décalage vers le rouge pour former un

19. Une courbe de lumière retrace l'évolution temporelle de la luminosité de la SNIa.

20. Un catalogue d'étoiles équatoriales établi dans (Landolt, 1992).

21. Le catalogue standard tertiaire contient plus de 1200 étoiles par champ.

22. L'algorithme SALT2 s'appuie sur un catalogue de courbes de lumière et des spectres de SNIa proches et lointains pour fournir la magnitude de l'objet dans toute bande passant du référentiel au repos dont la transmission est connue.

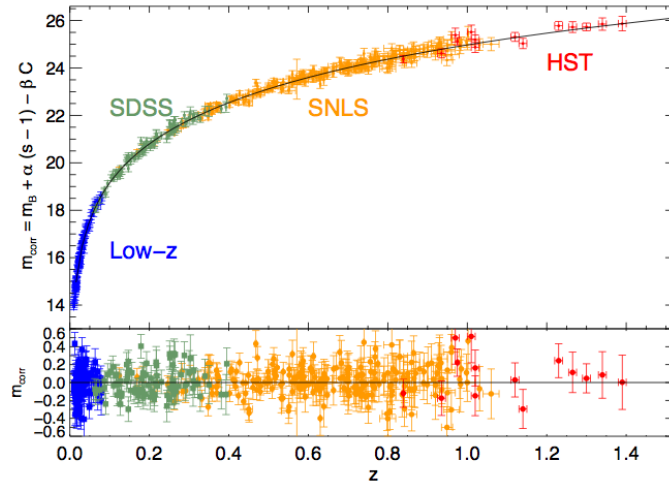


FIGURE 1.13 – Diagramme de Hubble des SNIa du SNLS combinées avec les SNIa détectées par d'autres expériences. Le paramètre de l'équation d'état de l'univers homogène,  $w$ , ajusté sur ces mesures donne :  $w = -0.90^{+0.16}_{-0.20}$ . Cette valeur est compatible avec une constante cosmologique.

diagramme de Hubble comme celui représenté figure 1.13 (Conley & al., 2011) qui permet une mesure des paramètres cosmologiques.

**Résumé des incertitudes de l'étalonnage photométrique** Les 5 étapes énumérées dans la section précédente résument l'étalonnage photométrique de l'expérience. Les incertitudes systématiques qui y sont associées sont résumées par le tableau 1.3 (Guy & al., 2010). Elles peuvent être séparées en deux groupes : des incertitudes sur les magnitudes dans chacune des bandes  $g_M$ ,  $r_M$ ,  $i_M$ ,  $z_M$ , et des incertitudes sur la modélisation des filtres. Le premier groupe comprend les incertitudes sur le transfert d'étalonnage entre les étoiles secondaires et les étoiles tertiaires, puis des tertiaires aux courbes de lumière des SNIa, et l'incertitude sur la conversion des magnitudes vers les flux à partir de BD+17 4708. D'autres incertitudes sont introduites par l'étalonnage de la photométrie de PSF.

Les incertitudes sur la fonction de transfert du télescope sont modélisées par une incertitude sur la longueur d'onde centrale de chaque filtre effectif (un filtre effectif combine l'efficacité quantique des CCDs, la transmission de l'optique de MegaPrime et des filtres, la réflectivité du miroir primaire et un modèle de l'extinction atmosphérique à l'*airmass* moyen des observations). Les incertitudes d'ordres supérieurs sur la transmission effective ont un impact négligeable sur l'incertitude totale.

Le budget d'erreur est dominé par les incertitudes sur le système MegaCam de magnitudes.

### 1.3.2 Modélisation de la réponse de MegaCam

La bande passante est définie par les 5 filtres interférométriques ( $u_M$ ,  $g_M$ ,  $r_M$ ,  $i_M$  et  $z_M$ ), par les éléments optiques et par l'efficacité quantique des CCDs. Il est supposé que la dépendance spatiale, temporelle et spectrale de la réponse de l'imageur ( $T(\lambda; \mathbf{x}, t)$ ) est factorisable :

$$T(\lambda; \mathbf{x}, t) = \mathcal{F}(\mathbf{x}) \times \mathcal{A}(t) \times \mathcal{T}(\lambda) \tag{1.3}$$

	$g_M$	$r_M$	$i_M$	$z_M$
Système de magnitude MegaCam	$\pm 0.005$	$\pm 0.005$	$\pm 0.008$	$\pm 0.019$
Biais de photométrie de PSF pour les faibles S/N	$< 0.001$	$< 0.002$	$< 0.001$	$< 0.001$
Etalonnage de la photométrie de PSF	$\pm 0.002$	$\pm 0.002$	$\pm 0.002$	$\pm 0.002$
Total	$\pm 0.006$	$\pm 0.006$	$\pm 0.008$	$\pm 0.019$
$\lambda$ central des filtres effectifs	$\pm 7\text{\AA}$	$\pm 7\text{\AA}$	$\pm 7\text{\AA}$	$\pm 25\text{\AA}$

TABLE 1.3 – Récapitulatif des incertitudes systématiques de l'étalonnage. Le système de magnitude MegaCam inclut les incertitudes sur la conversion des magnitudes aux flux du spectre de BD+17 4708.

$\mathcal{F}(\mathbf{x})$  tient compte d'une variation grise de la réponse d'un point à un autre, elle est mesurée à partir des poses à l'aube et au crépuscule. La forme de  $\mathcal{T}(\lambda)$  est dérivée de mesures réalisées avant l'installation de la caméra (figure 1.14). Enfin, la variation temporelle de la réponse  $\mathcal{A}(t)$  est estimée à partir de l'observation répétée du même champ de science, ou bien l'observation d'étoiles standards. Elle s'exprime sous forme de points zéro ( $zp(t)$ ) sur une échelle logarithmique, qui tient compte à la fois des variations instrumentales et atmosphérique. Cela permet de dériver un jeu de magnitude étalonnée :

$$m_{\text{étalonnée}} = -2.5 \log_{10} \left( \frac{\phi_{ADU}(\mathbf{x}, t)}{\mathcal{F}(\mathbf{x})} \right) + zp(t) \quad (1.4)$$

Cependant, les variations de réponse d'un point à un autre du plan focal dépendent de la couleur. Les coupures "bleu" et "rouge" des filtres varient en fonction de la position. Ces variations sont assez importantes : jusqu'à 5 nm du centre au bord, les filtres étant plus bleu aux bords qu'au centre. Cela cause deux difficultés, la première étant qu'il n'est pas possible de définir un système unique de magnitudes naturelles pour l'ensemble du plan focal. La seconde étant qu'il n'est pas possible d'obtenir une réponse photométrique uniforme du plan focal simplement en multipliant la valeur d'un pixel par une carte de champ plat.

La correction la plus précise des non-uniformités de la réponse de MegaCam est obtenue à partir de séries de 13 poses par bande sur un champ dense d'étoiles, en déplaçant légèrement la camera entre chaque pose pour obtenir l'image d'une même étoile dans plusieurs CCDs. Ces poses ont été effectuées 2 fois par an, de 2002 à 2010. La figure 1.15 illustre le résultat par 2 cartes obtenues dans les bandes  $g_M$  et  $r_M$  en octobre 2005 (Betoule, 2012). Ces cartes caractérisent la dépendance spatiale de la réponse photométrique. il est possible de constater que la variabilité radiale est importante : de l'ordre de 10% en  $g_M$  et de 15% en  $r_M$ . Ces variations sont supposées provenir pour l'essentiel des réflexions parasites sur les surfaces optiques du correcteur de champ. Il faut aussi tenir compte de la pollution des champs plats par de la lumière indirecte<sup>23</sup> dont la contribution est confondue dans la pose de champ plat et varie avec la position du plan focal. Ainsi, l'utilisation des champs plats introduit une non-uniformité additionnelle. A la différence de l'effet de *plate scale*, cet effet est difficile à modéliser et il est suspecté d'être la cause des 4% de non-uniformités observées dans les bandes rouges.

Le suivi de MegaCam par les poses sur le champ dense d'étoiles a aussi permis d'observer que la transmission optique se dégradait lentement au cours du temps (figure 1.16 (Regnault & al., 2009)).

23. Cette lumière (*stray light*), dans le cas des images contenant des sources ponctuelles, comme les étoiles distantes, ne pollue pas l'image de l'étoile mais contribue plutôt au niveau de fond de ciel qui est facilement soustrait.

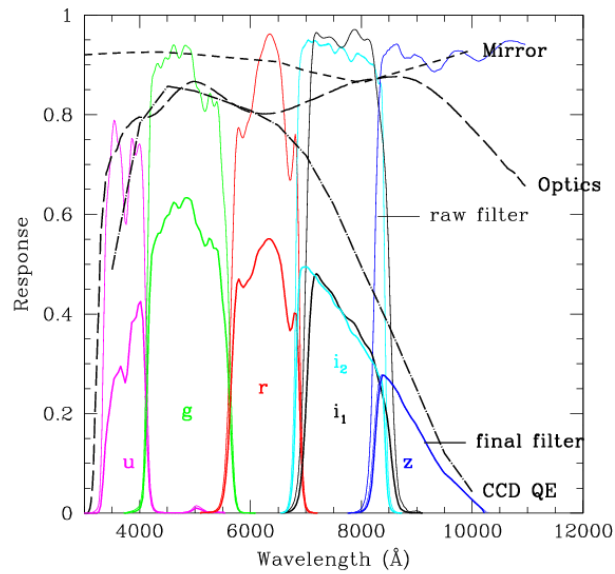


FIGURE 1.14 – La bande passante effective de MegaCam au CFHT est définie par les lentilles et le miroir, les filtres et l'efficacité quantique des CCDs.

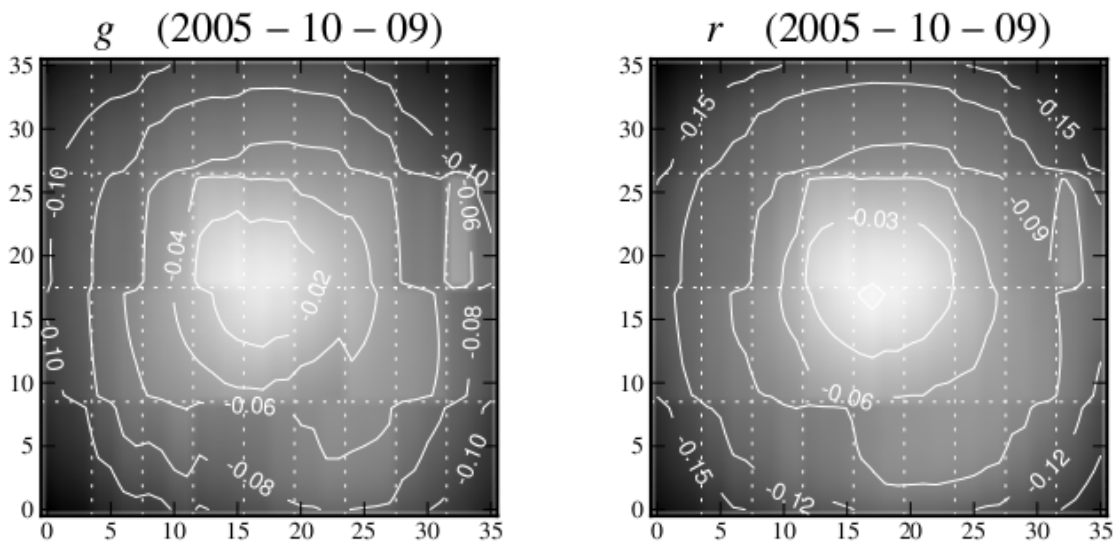


FIGURE 1.15 – Cartes en magnitude des non-uniformités des images prises à partir des filtres  $g_M$  et  $r_M$  et obtenues à partir de poses sur un champ dense d'étoiles.

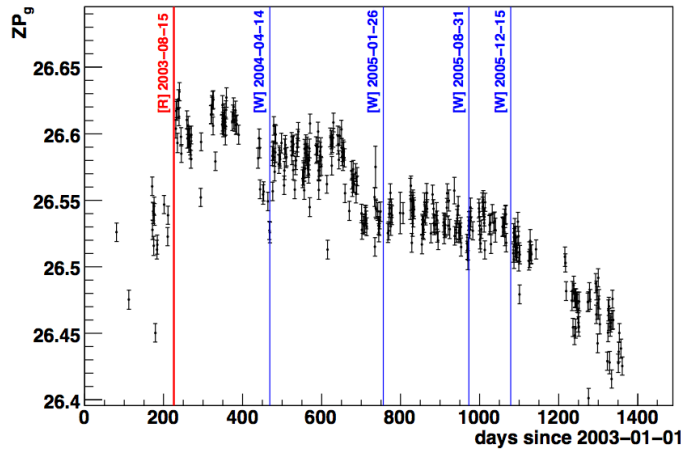


FIGURE 1.16 – Evolution du point zéro du filtre  $g_M$  en fonction du temps. Cette évolution est due à l’accumulation de la poussière sur le chemin optique et la dégradation du *coating* du miroir dans le temps. Les principaux événements sont indiqués, *recoating*, nommé "[R]" et nettoyage, nommé "[W]". Une nette amélioration est constaté après une ré-aluminisation du miroir primaire à +200 jours (15 août 2003).

Les corrections et le suivi des non-uniformités de la réponse du télescope effectuées pour l’expérience SNLS à partir de champs denses d’étoiles fournissent toute l’information nécessaire pour les mesure de magnitude des SNIa. Il faut cependant noter que ces corrections empiriques mettent en évidence l’importance des non-uniformités sans pour autant permettre d’en décomposer toutes les contributions. Il faut aussi constater que cette méthode exige les meilleurs nuits et nécessite un temps non négligeable, en compétition directe avec les images de science. Il est intéressant de noter que l’étalonnage instrumental à partir d’une illumination artificielle peut s’effectuer régulièrement pendant les périodes diurnes ou pendant les nuits de mauvais temps, ce qui n’a donc pas d’incidence sur le temps d’observation disponible.

## 1.4 R&D d’étalonnage photométrique

Les objectifs scientifiques actuels en cosmologie exigent une précision meilleure que 1%<sup>24</sup>. L’objectif de la NASA-DOE *Joint Dark Energy Mission* est d’atteindre une incertitude de 0.5% sur la photométrie entre  $0.35 < \lambda < 1.7 \mu\text{m}$ . Cela pose des contraintes importantes sur l’étalonnage des imageurs (Kessler & al., 2009), (Hicken & al., 2009). La R&D d’étalonnage instrumental explore plusieurs méthodes pour atteindre deux objectifs différents : un étalonnage de la caméra, seule, ou bien un étalonnage du télescope dans son ensemble. Les efforts de gain en précision portent sur trois aspects : l’étalonnage absolu des étoiles de référence, le contrôle des effets atmosphériques et l’étalonnage instrumental du télescope. Dans ce dernier cas, qui est aussi le coeur du sujet de ce travail de thèse, plusieurs choix de sources lumineuses étalonnées sont explorés, entre autres, des lampes, des lasers ou des LEDs.

24. Voir (Kent, 2009) pour une revue des exigences en précision des expériences en astrophysique : l’incertitude sur l’étalonnage absolu a, par exemple, un impact significatif sur les *surveys* étudiant la croissance des structures, qui combinent mesure de redshift photométrique et détection de *weak lensing*.

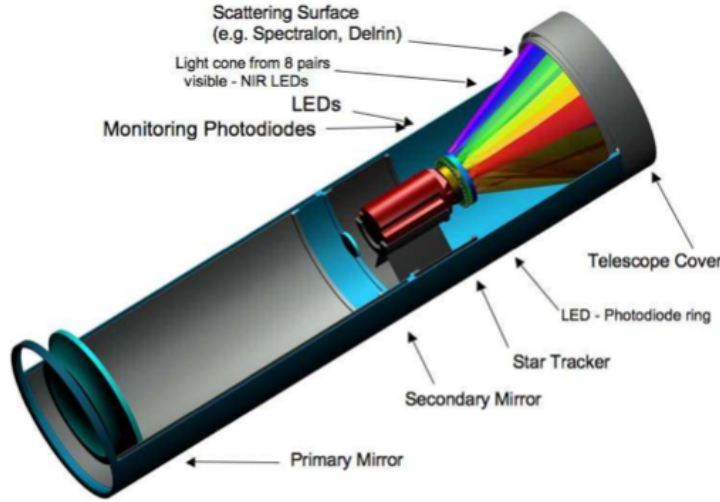


FIGURE 1.17 – Dessin de l'instrument ACCESS. Huit paires de LEDs éclairent un diffuseur pour suivre en vol l'étalonnage du télescope.

### 1.4.1 Nouvel étalonnage des étoiles standard

L'objectif de ce nouvel étalonnage est d'étendre et d'améliorer la liste d'étoiles standards disponibles.

Le projet ACCESS (Kaiser & al., 2010) (Absolute Color Calibration Experiment for Standard Stars) transférera à partir d'un détecteur envoyé au dessus de l'atmosphère, l'étalonnage fourni par NIST (National Institute of Standard and Technology) à 5 étoiles de magnitudes moins lumineuses que  $\approx 10$  magnitudes pour être observables directement par les grands télescopes (et ainsi éliminer des transferts additionnels) avec une précision inférieure à 1% entre 350 nm et 1700 nm (limité dans le S/N ratio par le temps de mesure au dessus de l'atmosphère qui est de 400 secondes). Les étoiles ont été sélectionnées en fonction de 2 paramètres : avoir déjà été utilisées pour étalonner une expérience, et posséder un modèle d'atmosphère robuste (c'est-à-dire, avoir le moins possible de traits spectraux caractéristiques). La stabilité du dispositif est vérifiée par une illumination de contrôle basée sur une combinaison de LEDs (schéma 1.17).

### 1.4.2 Etalonnage instrumental

L'étalonnage instrumental consiste à mesurer  $T(\lambda; \mathbf{x}, t)$ , qui varie dans le temps et dépend de la position sur le plan focal. C'est le produit de plusieurs contributions :

$$T(\lambda; \mathbf{x}, t) = \epsilon_{\mathbf{x}}(\lambda) \times g_{\mathbf{x},t} \times T_{f|\mathbf{x},t}(\lambda) \times T_{o|t}(\lambda) \times T_{a|t}(\lambda) \quad (1.5)$$

$\epsilon_{\mathbf{x}}(\lambda)$  est l'efficacité quantique du CCD (en  $e^-/\gamma$ ) en  $\mathbf{x}$  et  $g_{\mathbf{x},t}$  est le gain de l'amplificateur.  $T_{f|\mathbf{x},t}(\lambda)$  est la transmission des filtres (qui dépend de la position),  $T_{o|t}(\lambda)$  est la transmission de l'optique du télescope, qui, au CFHT, inclut les 4 lentilles, la fenêtre du cryostat et la réflectivité du miroir primaire. Enfin,  $T_{a|t}(\lambda)$  est la transmission de l'atmosphère.

L'étalonnage à partir d'une source artificielle exclut la mesure du terme  $T_{a|t}(\lambda)$ . Il concerne la mesure et le suivi des autres termes de l'équation 1.5, avec pour résultat la production d'un modèle

de la réponse instrumentale en fonction des paramètres d'illumination.

**Étalonnage instrumental (1) : illumination par des lampes.** Au cours des 6 premières années du sondage SDSS (Sloan Digital Sky Survey<sup>25</sup>), la fonction de réponse de l'imageur a été mesurée in situ à onze reprises. Le système d'étalonnage était constitué d'une lampe quartz-halogène, un monochromateur, une sphère intégrante et une photodiode. Le but principal était d'effectuer un suivi des variations relatives de la bande passante au cours du temps (Doi & al., 2010). Sur cette période, ce dispositif a mis en évidence des variations significatives de la bande passante (attribuées aux propriétés des couches anti-reflets qui varient avec la température et l'hygrométrie), il a aussi permis de constater une diminution de 30% de l'efficacité de la bande U.

**Étalonnage instrumental (2) : illumination par des LEDs.** Cinq LEDs ont été utilisées (une par filtre), pour éclairer un écran installé en 2005 sur le dôme du télescope McGraw-Hill 1.3 m à MDM Observatory (DePoy, 2005). L'utilisation d'un écran présente l'avantage de permettre l'éclairage complet du miroir, ce qui rend la mesure plus facile. Cependant, il est très difficile de produire un écran uniforme et de caractériser sa radiance<sup>26</sup> avec la précision requise<sup>27</sup>. Un second problème porte sur la difficulté à suivre les changements d'uniformité et d'isotropie de l'illumination causés par le vieillissement de l'écran. Enfin, la propagation de l'illumination dans le télescope est impossible à modéliser.

En effet, pour une source étendue, l'irradiance<sup>28</sup>  $E(\vec{x})$  enregistrée à la position  $\vec{x}$  sur le plan focal est donnée par :

$$E(\vec{x}) = \int_{screen} L(\vec{x}', \vec{\theta}) H(\vec{x}, \vec{x}', \vec{\theta}) d^2x' d^2\vec{\theta} \quad (1.6)$$

Où  $L(\vec{x}', \vec{\theta})$  est la radiance de l'écran et  $H(\vec{x}, \vec{x}', \vec{\theta})$  est la fonction de transfert de l'optique du télescope. Pour prédire l'illumination au plan focal, il faudrait mesurer  $L(\vec{x}', \vec{\theta})$  et contrôler ses variations tout au long de l'expérience.

Cependant, les champs plats obtenus de cette manière ont été comparés à des champs plats traditionnels (des poses sur le ciel au crépuscule) et ont démontré leur gain en précision pour l'étalonnage photométrique.

**Étalonnage instrumental (3) : illumination par des lasers.** L'étalonnage du télescope CTIO Blanco 4 m (Cerro Tololo Inter-American Observatory) de l'expérience ESSENCE et celui de l'expérience PanSTARRS utilise une fibre optique placée derrière un écran percé de trous (Stubbs & al., 2010). La source initiale est un laser de Nd :YAG pulsé à  $1.064\mu m$ . Les photons produits par ce laser sont injectés dans un oscillateur optique paramétrique dont l'angle permet de sélectionner la longueur d'onde, entre 210 nm et  $2.3\mu m$ . Cette source lumineuse est un laser Ekspla NT242 OPO émettant des pulses de 5 ns. Ces pulses ont une longueur de cohérence courte, ce qui a l'avantage de ne pas créer de taches de diffractions sur l'écran de champ plat. Cependant, ils produisent des *bursts* de photocourant dans la photodiode servant de référence pour le transfert d'étalonnage<sup>29</sup>.

---

25. <http://www.sdss.org/>

26. en  $W m^{-2} sr^{-1}$

27. A notre connaissance, cela n'a encore jamais été réalisé (Stubbs & al., 2010).

28. en  $W m^{-2}$

29. Les photodiodes répondent différemment à une source continue ou pulsée. La question a été étudiée par l'institut NIST qui rencontre des problèmes pour l'étalonnage de source laser UV. Si la photodiode est trop lente, elle peut saturer car le taux de recombinaison est dépendant de la concentration de porteurs photogénérés : "La génération





FIGURE 1.18 – Photo de l'écran installé au télescope McGraw-Hill 1.3m. L'écran est entouré d'un anneau sombre pour limiter la *stray light*

Gremlin	Estimated $\sigma_T/T$
Photodiode Calibration Uncertainty	$10^{-3}$ for $470 \text{ nm} < \lambda < 950 \text{ nm}$ $1.0 \text{ to } 1.5 \times 10^{-2}$ for $\lambda > 950 \text{ nm}$ $5.0 \text{ to } 1.0 \times 10^{-3}$ for $350 \text{ nm} < \lambda < 470 \text{ nm}$ .
Ambient Light Fluctuations	$< 2 \times 10^{-3}$
Stray Light, "Illumination" Corrections <sup>a</sup>	$5 \times 10^{-2}$
Wavelength Independent Screen Non-Uniformity	$5 \times 10^{-2}$
Wavelength Dependent Screen Non-Uniformity <sup>b</sup>	2%
Spectral Purity	$< 5 \times 10^{-4}$ for $\lambda > 400 \text{ nm}$
Wavelength Calibration	$10^{-2}$ on steep filter skirts $< 10^{-3}$ otherwise
Timing Latencies	$< 10^{-4}$
Camera Shutter Artifacts	$< 10^{-4}$
CCD or Photodiode Temperature	1% per degree C for $\lambda > 900 \text{ nm}$

<sup>a</sup>This is our conservative estimate, with no corrections applied. [Marshall & DePoy \(2005\)](#) have demonstrated  $6 \times 10^{-3}$ .

<sup>b</sup> This applies to the *r* band, currently unconstrained at other wavelengths.

FIGURE 1.19 – Estimations des erreurs systématiques d'étalonnage rapportées par (Stubbs & al. 2010). Les non-uniformités de l'illumination sont de 7%, auxquelles s'ajoutent une *stray light* estimée à 5%.

Pour résoudre le problème, le signal est traité par un circuit intégrateur (une capacité de 1000 pF) plutôt que par un amplificateur trans-impédance. Cela permet de minimiser les effets de variation d'intensité entre deux pulses. L'étalonnage est fait en intégrant une quantité constante à chaque nouvelle longueur d'onde (dès que le voltage atteint 5V). Ainsi, si l'efficacité quantique de la photodiode est constante, le dispositif reçoit la même quantité de lumière à chaque mesure.

L'estimation des erreurs systématiques de l'étalonnage sont rapportées sur la figure 1.19. Les deux contributions dominantes sont la fraction inconnue des réflexions internes et les non-uniformités de l'illumination de l'écran. Ces deux contributions sont toutes deux estimées à  $\approx 5\%$ . Cette analyse des auteurs se concentre sur des aspects techniques secondaires. Elle n'aborde pas les problèmes primaires qui sont les mêmes que pour les autres types de champ plat, à savoir l'impossibilité de séparer les différentes composantes transmises (reflets, ...) plus un nouveau problème spécifique qui est la caractérisation des bords des acceptances spectrales des filtres interférentiels qui dépendent du point d'impact (cf. chapitre 6).

### Conclusion

Le contrôle des non-uniformités de la réponse des imageurs grand champ constitue le sujet principal de ce manuscrit, c'est un enjeu important pour la qualité des mesures de magnitudes des SNIa. Les meilleures méthodes actuelles, en particulier celles utilisées pour l'étalonnage photométrique de l'expérience SNLS, basées sur l'observation de champs d'étoiles, mettent en évidence l'importance de ces non-uniformités et procurent des corrections précises à quelques ‰. Ces méthodes sont cependant basées sur des modèles instrumentaux non vérifiables qui peuvent introduire des erreurs systématiques bien supérieures. Pour dépasser ces incertitudes, des méthodes basées sur des illuminations artificielles ont été envisagées.

Ces illuminations artificielles du télescope présentent l'avantage d'écarter de la caractérisation de la réponse de l'imageur les incertitudes liées à la transmission atmosphérique et ses variabilités. Elles peuvent être effectuées avec des écrans qui permettent de diffuser une lumière dont la stabilité en flux et la longueur d'onde sont finement contrôlées. Ces écrans produisent cependant une illumination dont l'uniformité est mal caractérisée et à laquelle s'ajoute les non-uniformités introduites par les réflexions sur les éléments optiques du télescope. Les chapitres qui suivent celui-ci vont décrire en détail le dispositif SNDICE, un démonstrateur dont les choix conceptuels sont très différents : il s'agit de sources quasi ponctuelles situées à une distance finie du télescope et qui éclairent directement le miroir primaire. Le projet a l'ambition d'établir un modèle numérique complet de la réponse du télescope et de sa caméra, permettant une simulation complète de l'ensemble des rayons lumineux, et de l'ajuster sur site de façon à obtenir un vrai étalonnage photométrique et un suivi de cet étalonnage pendant des années de prise de données.

---

rapide d'un grand nombre de porteurs de charges suivie d'une période d'obscurité significative ne produira pas nécessairement la même réponse par une photodiode que dans le cas d'un éclaircissement continu avec la même puissance moyenne" ([Grantham, 2003](#)).

## Chapitre 2

# Nouveaux dispositifs optoélectroniques pour l'étalonnage des télescopes

L'utilisation des CCDs au plan focal des grands télescopes a révolutionné l'astronomie par l'ampleur et la qualité des observations. Cette avancée c'est faite en 2 étapes : grâce à la grande efficacité de conversion des photons en charges électriques sur une large gamme de longueur d'onde, associée à une électronique de lecture performante, et d'autre part, grâce à la possibilité de réaliser un grand plan focal à partir de l'organisation des CCDs en mosaïque (cf. chapitre précédent). En traitant les données d'un CCD, on voit que la photométrie est passée du mode classique, utilisant des variables macroscopiques (courant en A, flux en  $\text{W}/\text{cm}^2$ ), au mode quantique (comptage d'électrons ou de photons)<sup>1</sup>.

D'autres dispositifs optoélectroniques sont amenés à jouer un rôle essentiel dans l'étalonnage en flux des sources lumineuses, ce sont les photodiodes : elles sont utilisées par des instituts spécialisés dans l'étalonnage de détecteurs standard (tel que le DKD, (Deutscher Kalibrierdienst) ou le NIST, (National Institut of Standard and Technology) pour transférer le meilleur étalonnage en flux disponible. Comme pour les CCDs, la qualité de détection des photodiodes repose sur l'efficacité de la conversion de photon en électrons. Ce phénomène, qui est décrit par les lois de la physique quantique, est optimisé lorsque la photodiode est polarisée et refroidie, c'est-à-dire dans un mode de fonctionnement similaire à celui des CCDs.

Les diodes électroluminescentes (LEDs) profitent aussi de nouveaux savoir-faire technologiques et offrent une opportunité pour le développement de nouvelles sources lumineuses étalonnées. Ces LEDs sont des sources lumineuses extrêmement stables intrinsèquement, alors que les sources thermiques ou les lasers dépendent de leurs photodiodes de contrôle. Une stabilité meilleure que  $10^{-4}$  est réalisable avec un contrôle du courant à partir de composants commerciaux et en contrôlant la température. Les LEDs ont aussi l'avantage de produire durablement une illumination puissante et réglable<sup>2</sup>. Ces aspects, auxquels s'ajoute la possibilité de se procurer différentes LEDs émettant de la lumière de l'UV à l'IR, avec un spectre d'émission de quelques dizaines de nanomètres de

---

1. Ce point de vue est confirmé expérimentalement en poussant la sensibilité de l'électronique comme dans (Juramy, 2006) qui obtient un rapport signal/bruit de 5 sigma pour un électron.

2. Une étude sur la durée de vie de LED de faible et forte puissance a permis de montrer que les LED de faible puissance et les LED de forte puissance avaient leur flux qui chutait de 30 % après, respectivement,  $\sim 30\,000$  et  $\sim 3000$  heures de fonctionnement dans un environnement contrôlé (Pousset, 2009).

largeur à mi-hauteur, offrent donc une opportunité pour l'étalonnage en flux des imageurs grand champ. Cette opportunité s'est réellement concrétisée en 2008 avec la commercialisation des LEDs bleues et UVs, permettant ainsi de constituer une source composite couvrant l'ensemble de la bande passante des caméras CCDs.

Le but de ce chapitre est de démontrer l'excellent potentiel de stabilité de l'émission lumineuse des LEDs, ainsi que l'importance du mode de lecture des photodiodes lorsque les flux lumineux sont faibles. Ce chapitre introduit la physique des jonctions p-n, les composants qui sont à la base des LEDs et des photodiodes, en expliquant leur fonctionnement à partir du modèle de Shockley. La seconde partie démontre la stabilité de l'émission lumineuse des LEDs en s'appuyant sur des tests effectués au laboratoire. La troisième partie compare le fonctionnement des photodiodes dans le mode photovoltaïque au fonctionnement dans le mode polarisé et refroidi. Cette étude empirique est une étape nécessaire pour progresser dans le contrôle de la qualité des étalonnages à faible flux lumineux ( $\leq$  nW). La dernière partie présente un troisième élément essentiel à la conception d'un nouvel instrument pour l'étalonnage de la réponse des grands imageurs : une électronique de précision. Le design de celui de MegaCam est présenté en exemple.

## 2.1 La jonction p-n

Vues par un électronicien les LEDs et les photodiodes sont des diodes, la compréhension de leurs caractéristiques passe par la compréhension de la jonction p-n du modèle de Shockley. La conduction du courant dans un semi-conducteur peut se réaliser de deux manières distinctes, simultanément ou séparément : l'une est appelée "conduction par électrons" qui est le mécanisme de conduction dominant dans les matériaux de type  $n$  ( $n$  pour négatif), et la "conduction par trous" qui est le mécanisme de conduction dominant dans les matériaux de type  $p$  ( $p$  pour positif). Le cadre théorique de ces deux processus est celui des niveaux discrets d'énergies introduits par la mécanique quantique appliquée aux solides et par le modèle de thermodynamique statistique mis en forme par Shockley ([Shockley, 1959](#)).

### 2.1.1 Jonction p-n à l'équilibre

#### Niveaux d'énergies

La résolution de l'équation de Schrodinger appliquée aux électrons présents dans un réseau cristallin et l'application de conditions périodiques montrent que les niveaux d'énergies accessibles aux électrons dans le solide sont regroupés en bandes. Par définition, le dernier niveau discret peuplé d'électrons correspond à la bande de valence et le premier niveau vide, celui juste au dessus, correspond à la bande de conduction. L'intervalle en énergie qui les sépare est appelé énergie du gap et l'énergie maximum des électrons de la distribution de Fermi-Dirac est appelé niveau de Fermi (figure 2.1). La distribution en énergie des électrons dans le solide à l'équilibre thermodynamique est donnée par la distribution de Fermi-Dirac.

#### Semi-conducteur dopé et porteurs libres

Un semi-conducteur se caractérise par un niveau de Fermi situé dans le gap. Une jonction p-n est un semi-conducteur dont un côté est dopé  $n$  et l'autre est dopé  $p$ . Un dopage  $n$  correspond, grâce à un dopage chimique, à l'ajout d'électrons en bande de conduction et un dopage  $p$  correspond à la diminution du nombre d'électrons dans la bande de valence. Le dopage a donc pour résultat de

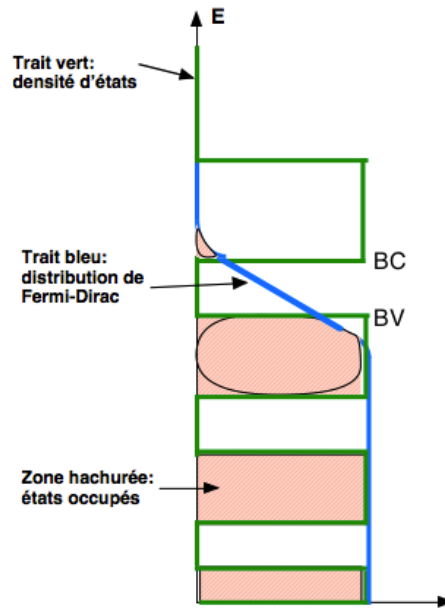


FIGURE 2.1 – Remplissage des niveaux d'énergie dans un semi-conducteur. BV = Bande de Valence et BC = Bande de Conduction. Le niveau de Fermi d'un semi-conducteur se situe dans le gap.

(Deleporte, 2009)

modifier la distribution de Fermi-Dirac des électrons du semi-conducteur : côté  $p$ , le niveau de Fermi se rapproche de la bande de valence et côté  $n$ , il se déplace vers la zone de conduction (schéma 2.2).

La conductivité est étudiée en utilisant la notion de porteurs libres, c'est-à-dire les mécanismes de création, d'annihilation et de transport des électrons de la bande de conduction et des trous de la bande de valence. La concentration en porteurs libres est déterminée par la densité d'impuretés introduites dans le semi-conducteur intrinsèque : côté  $n$ , pour le silicium, il s'agit des éléments du groupe V qui ont un électron de valence en plus ( $N_D$ , la densité de donneurs<sup>3</sup>). Côté  $p$ , il s'agit des éléments du groupe III avec un électron de valence en moins que le silicium ( $N_A$ , la densité d'accepteurs) (Verner, 1965).

### Implication de la condition d'équilibre

La condition d'équilibre dans la jonction (sans stimulation optique ou électrique extérieure) est donnée par une relation analogue à la loi d'action de masse : le produit de la concentration en électrons et en trous est constant à une température donnée<sup>4</sup> :  $np = n_i^2$  (Rosencher, n.d.).

La condition d'équilibre implique aussi que le niveau de Fermi soit constant dans la structure, en particulier, il est le même de part et d'autre de la jonction (C'est-à-dire, que les niveaux de Fermi qui sont décalés en énergie entre les côtés  $p$  et  $n$  sur la figure 2.2, soient alignés, comme indiqué par la figure 2.3, en bas à droite).

3.  $n = N_D + n_i - X$  ( $X$  est la concentration de porteurs qui se recombinent). A température ambiante toutes les impuretés sont ionisées et  $n \simeq N_D$  ; au delà de  $400^\circ K$  la concentration intrinsèque  $n_i$  est prépondérante.

4. Les électrons et les trous sont générés par paires, et, dans un semi-conducteur intrinsèque à l'équilibre, le produit des concentrations est une constantes :  $K' = n_i p_i = p_i^2 = n_i^2$ . Il est montré expérimentalement que cette constante est identique à celle trouvée dans les semi-conducteurs  $p$  ou  $n$ .

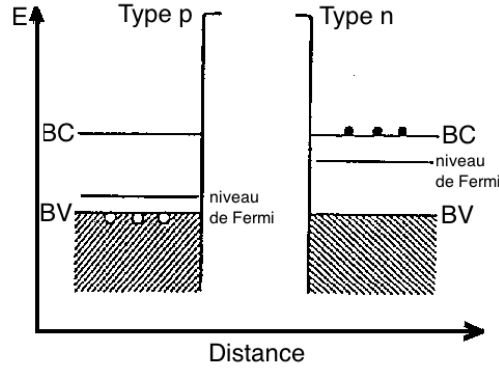


FIGURE 2.2 – Une jonction p-n est un semi-conducteur dopé : du côté p (ci dessus, à gauche), le niveau de Fermi est déplacé vers la bande de valence. Du côté n (à droite), il est déplacé vers la bande de conduction. Les zones hachurées indiquent les états électroniques remplis, les ronds noirs représentent les électrons et les ronds blancs les trous.

(Deleporte, 2009)

Pour chaque type de porteur, deux phénomènes sont à l'oeuvre dont il est possible d'exprimer la forme analytique à l'équilibre thermodynamique (figure 2.3, en haut à droite) :

- un courant de drift :  $J_p(drift) = q\mu_p p E$  (pour les trous).
- un courant de diffusion :  $J_p(diffusion) = kT\mu_p \frac{dp}{dx}$  (pour les trous)

Où  $E$  est le champ créé à l'équilibre par la jonction p-n,  $\mu_p$  est la mobilité des trous et  $\frac{dp}{dx}$  est le gradient de concentration en trous dans la jonction.

Ce qui donne à l'équilibre :  $J_p = J_p(diffusion) + J_p(drift) = 0$

Et de même pour les électrons.

Les porteurs majoritaires situés de part et d'autre de la jonction diffusent vers le côté opposé et se recombinent, laissant une région vidée de porteurs libres mais contenant maintenant les dopants ionisés. Les charges piégées sur les sites des dopants créent un champ électrique orienté du côté  $n$  vers le côté  $p$ . Cette couche dipolaire chargée par les dopants ionisés, sans porteur libre, est appelée zone de charges d'espace (ZCE). Elle forme une barrière de potentiel (de hauteur  $V_0$ ) que les porteurs libres doivent surmonter pour atteindre la région neutre de type de conductivité opposée :

$$V_0 = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_n p_p}{n_i^2} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2}$$

Si toutes les impuretés sont ionisées.

La hauteur de la barrière a été obtenue en résolvant l'équation de Poisson de part et d'autre de la jonction puis en appliquant les conditions de continuité à l'interface.

La largeur de cette zone fortement résistive, nommée aussi zone déplétée, s'écrit :

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{q} \left( \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) V_0}$$

$\varepsilon_s$  est la permittivité diélectrique du semi conducteur et sa capacité est :  $\frac{2\varepsilon_s}{W}$ .

Lorsque une tension de polarisation est appliquée à la jonction, la largeur de la zone déplétée varie :

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{q} \left( \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) (V_0 - V_{app})}$$

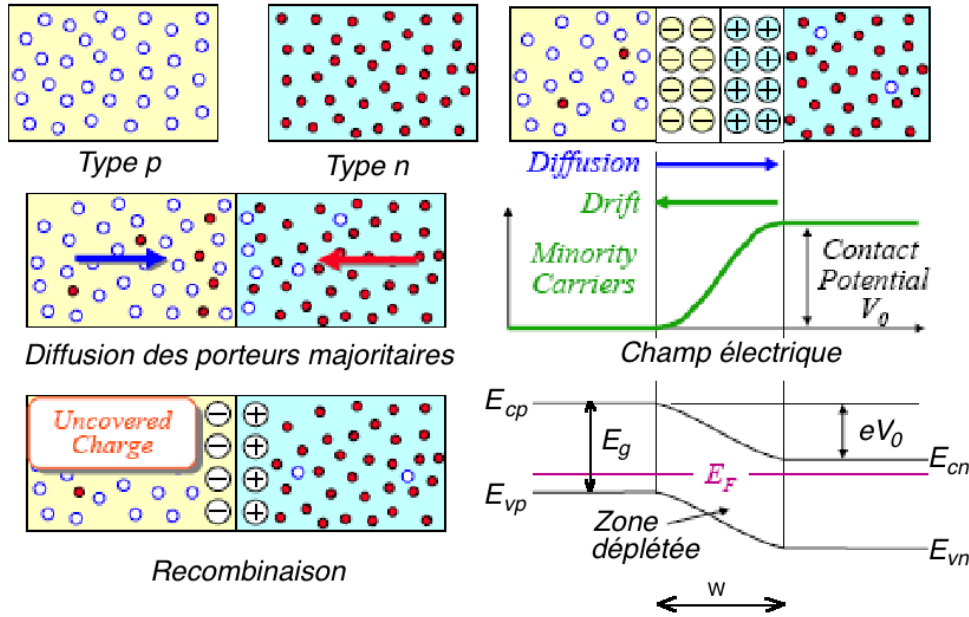


FIGURE 2.3 – L'équilibre thermodynamique d'une jonction p-n est décrit par l'équilibre entre un courant de diffusion et un courant de dérive (ou courant de drift) : les points blancs symbolisent les trous en excès côté  $p$ , ils diffusent côté  $n$  et se recombinent avec des électrons. Les sites laissés vacants causent un champ électrique qui s'oppose à la diffusion. L'interface entre  $p$  et  $n$  ne contient plus de porteurs libres.

(Vasanelli, 2009)

Elle diminue lorsque  $V_{app}$  est positif et elle augmente lorsqu'il est négatif.

### 2.1.2 Polarisation directe de la jonction p-n et recombinaison SHR (Shockley-Hall-Read) des porteurs de charge

Lorsque une faible tension  $V_{app}$  est appliquée en direct, il apparaît un surplus d'électrons dans la partie  $p$  par rapport à la valeur d'équilibre (et symétriquement, un surplus de trous dans la partie  $n$ ). Ce surplus est soit évacué par le côté  $p$  soit par recombinaison avec les trous. La recombinaison radiative directe (électron + trou  $\rightarrow$  photon) est court-circuitée par la recombinaison indirecte SHR (Shockley-Hall-Read) qui est catalysée par les impuretés et dont le seuil énergétique est plus bas (0.6-0.8V au lieu de 1.1V).

La résolution de l'équation de transport et la condition de Shockley (les porteurs dans la zone désertée restent en équilibre avec leur zone respective) permettent de montrer que le courant total d'électrons au bord de la ZCE côté  $p$  peut s'écrire :

$$j_n = j_{ns} \left( e^{\frac{e(V_{app}-V_0)}{k_B T}} - 1 \right)$$

Où  $j_{ns} = \frac{eD_n n_p}{L_n} \coth\left(\frac{W_p - d_p}{L_n}\right)$  est appelé courant limite de diffusion des électrons,  $V_0$  est la tension de seuil caractéristique de la LED considérée (cf. plus loin) et  $D_n$  est la constante de diffusion des électrons dans la zone  $p$ ,  $L_n$  est la longueur de diffusion et  $W_p - d_p$  est la longueur de la zone neutre côté  $p$ .

De la même manière, il y a injection de trous minoritaires dans la zone  $n$ . Ainsi, en un endroit de la zone  $n$ , le courant total est la somme de trois composantes : un courant d'électrons injecté

dans la zone  $p$ , un courant de trous injectés depuis la zone  $p$ , et un courant d'électrons qui se recombinent avec les trous.

Le courant total à travers la structure est alors la somme des courants injectés de part et d'autre de la zone désertée et modélisé au premier ordre par l'équation de Shockley :

$$j(V_{app}) = J_{sat} \left( e^{\frac{e(V_{app}-V_0)}{k_B T}} - 1 \right) \quad (2.1)$$

$$\text{avec } J_{sat} = j_{ns} + j_{ps}$$

Le courant augmente fortement lorsque la tension de polarisation atteint la valeur du potentiel intrinsèque ( $V_{app} \approx V_0$ ), cette valeur est appelée tension de seuil.

Le diagramme des bandes d'énergie dans les différentes zones de la jonction (en bas à droite, figure 2.3) permet d'écrire :

$$eV_0 - E_g + (E_F - E_{vp}) + (E_{cn} - E_F) = 0$$

Lorsque le dopage est important, le niveau de Fermi est proche de la bande de valence du côté  $p$  et est proche de la bande de conduction du côté  $n$  : les 3<sup>ème</sup> et 4<sup>ème</sup> termes de l'équation ci-dessus peuvent être négligés. La tension de seuil correspond alors à l'énergie du gap divisée par la charge élémentaire :

$$V_0 \approx E_g/e$$

### 2.1.3 Discussion du modèle de Shockley

Le modèle de Shockley joue un rôle essentiel en électronique car il fournit les concepts utilisés pour la modélisation des dispositifs. Cependant, ses bases sont plus intuitives que rigoureuses, ce qui fait qu'il peut aboutir à des conclusions erronées quand il est appliqué en dehors de son domaine de validité. Ce sujet est abordé pour introduire au cours de ce chapitre les problèmes relatifs au transfert de la calibration des photodiodes du domaine des photo-courants et des températures élevés utilisé par le NIST à celui des CCDs, c'est-à-dire, d'un domaine où le modèle de Shockley est valable à un autre où il ne l'est pas.

Rappelons d'abord les deux paradoxes, ou inconsistances, affectant les deux points « démontrés » dans le paragraphe précédent :

1. le premier problème consistait à étudier une jonction isolée, en équilibre thermodynamique : cela aboutissait à l'établissement d'une tension  $V_0$  (potentiel intrinsèque) à ses bornes. Or, si l'on mesure ce potentiel avec un voltmètre, on le trouve nul.
2. Le deuxième problème consistait à calculer la caractéristique  $I(V)$  en appliquant le potentiel  $V_{app}$  aux deux extrémités de la jonction et en calculant le courant  $I$ . Le résultat expérimental n'est alors conforme à l'équation 2.1 que si l'on remplace  $V_{app} - V_0$  par le terme  $V_{app}$  seul.

L'argument couramment utilisé pour expliquer l'impossibilité de mesurer  $V_0$  consiste à imaginer un contact ohmique à chaque extrémité de la jonction et en y déplaçant le potentiel  $V_0$ . A notre avis, cet argument ne fait que déplacer le problème. Les inconsistances proviennent de la méthode de Shockley qui consiste à traiter un problème d'équilibre thermodynamique local en annulant une somme de courants résultant chacun d'un déséquilibre. Cela ne définit pas l'état thermodynamique local, mais montre plutôt les mécanismes d'un retour à l'équilibre.

Une solution plus convaincante aux problèmes évoqués s'appuie :



- d'une part sur les résultats d'une étude de la génération de signal dans la lecture d'une photodiode aux limites de sensibilité définies par la thermodynamique (Barrelet, 2007).
- d'autre part, sur les analogies avec les systèmes de détecteurs de particules de type électromètres (chambre à ionisation, argon liquide, Ge, . . .) et avec les générateurs électro-chimiques<sup>5</sup>.

L'idée de base consiste à insérer la jonction dans un circuit complet pour définir le système isolé qu'une étude thermodynamique rigoureuse nécessite. Par exemple, en reprenant le schéma de la figure 2.3, on crée sur les faces extérieures des barreaux de semi-conducteurs dopés  $p$  et  $n$  un contact ohmique relié à un circuit extérieur soit capacitif, soit résistif, soit actif (générateur. . .), soit une combinaison des trois. Imaginons par exemple l'expérience décrite par la figure 2.3 avec un circuit capacitif pur. La tension aux bornes de la capacité est nulle tant que que les barreaux sont séparés (en haut, à gauche). Lorsque les barreaux sont mis en contact (milieu, gauche), le potentiel monte à une vitesse déterminée par les courants de Shockley, alors que l'énergie chimique latente se transforme adiabatiquement partiellement en énergie électrostatique.

La capacité se décharge ensuite progressivement et le point représentatif du système  $I(V)$  tend asymptotiquement vers l'origine, ce qui correspond au nouvel équilibre thermodynamique  $I(0) = 0$ . Le processus global est dissipatif et la puissance dissipée instantanée ( $I(V) \times V$ ) est positive ce qui signifie que la puissance est dissipée dans la jonction. Si le circuit extérieur est également résistif, le retour à l'équilibre sera plus rapide, et plus généralement, il sera difficile de mesurer les très petits courants.

Dans nos montages nous avons minimisé les courants de fuite en utilisant de très bons isolants et des transistors CMOS (dont les résistances de fuite sont supérieures au téra-ohm). En général, nos diodes seront montées avec des circuits extérieurs actifs ce qui demande une analyse plus complexe. Dans ce chapitre nous verrons trois exemples : le circuit de contrôle de LED (figure 2.8), celui de lecture de photodiode (figure 2.17) et celui de lecture de CCD (figure 2.26).

## 2.2 Emission lumineuse des diodes électroluminescentes (LEDs)

On appelle électroluminescence l'émission d'un rayonnement lumineux dû à une excitation électronique dans un matériau. Dans le cas d'une diode électroluminescente (LED), il s'agit de l'émission de lumière provoquée par l'injection d'électrons à travers une jonction p-n particulière polarisée en direct. Les semi-conducteurs utilisés sont souvent des composés à base de gallium.

Lorsque la jonction est à gap direct, c'est-à-dire lorsque le nombre d'onde ( $k$ ) de l'énergie maximum de la bande de valence coïncide avec celui de l'énergie minimum de la bande de conduction (figure 2.4), les trous injectés par le côté  $p$  au centre de la jonction se recombinent plus favorablement radiativement avec les électrons injectés par le côté  $n$  et produisent des photons.

Comparée aux jonctions Silicium à recombinaison SHR, la zone active de la LED est très fine. La barrière de potentiel associée est micro- ou même nano-scopique, et de type quantique, alors que la barrière de charge d'espace et de diffusion de Shockley est macroscopique et de type classique.

### 2.2.1 Spectre d'émission

Dans une LED, l'émission des photons dépend de la densité d'états disponibles pour les électrons et les trous de chaque côté de la barrière de potentiel. Cette densité d'états varie comme la racine

---

5. Shockley a lui-même utilisé ces analogies en élaborant son modèle. Il explique l'effet photovoltaïque comme dû à l'énergie chimique contenue dans la paire électron-trou et le transport de porteurs par la dérive et la diffusion des charges comme observé dans les détecteurs gazeux et liquide.

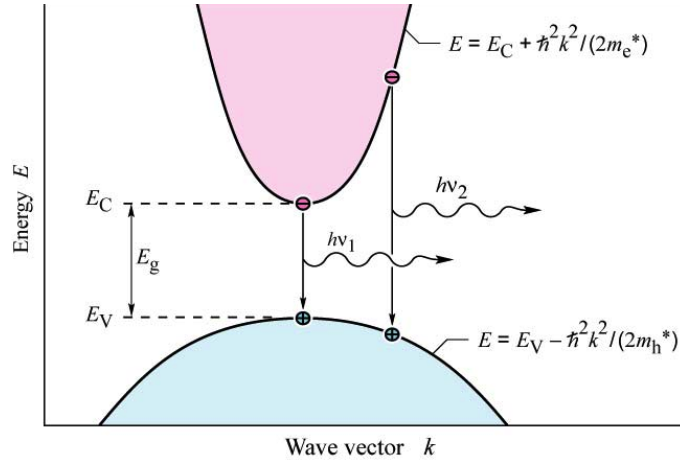


FIGURE 2.4 – Relation de dispersion des électrons en bande de conduction et des trous en bande de valence. L'impulsion d'un photon ( $p = h\nu_1/c = E_g/c$ ) est négligeable par rapport à l'impulsion de l'électron ( $p = \sqrt{2m_e^* kT}$ ). La condition de conservation de l'impulsion implique que l'impulsion d'un l'électron ne change pas significativement pendant la transition de la bande de conduction à la bande de valence : les transitions radiatives sont donc "verticales".

(Schubert, 2006)

carrée de l'énergie d'un électron en bande de conduction ( $\propto (E - E_g)^{1/2}$ ), et dépend de la distribution de Maxwell-Boltzmann ( $\propto \exp(-E/kT)$ ), la combinaison des deux effets donne l'allure théorique du spectre d'émission d'une LED, avec le maximum d'émission se produisant lorsque  $E = E_g + kT/2$  (figure 2.5) et la largeur à mi-hauteur en longueur d'onde  $\Delta\lambda$  étant reliée à  $\lambda_{pic}$  par :  $\Delta\lambda = 1.45 \lambda_{pic}^2 kT$ . La forme du spectre varie donc avec la température et avec le courant injecté dans la LED. Le spectre réel est modifié par rapport au spectre théorique, en particulier à cause des défauts dans le semi-conducteur et par la présence d'impuretés. Cela cause un étalement des bords du spectre. La forme du spectre dépend aussi de la longueur d'onde moyenne de la LED car le semi-conducteur et le dopage change avec la couleur de la lumière émise (figure (2.6)).

En fait, ce modèle s'applique imparfaitement aux données que nous avons mesurées : dans la suite nous paramétriserons empiriquement ces données avec grande précision (cf. chapitre 5).

## 2.2.2 Caractéristique I(V) de l'émission LED

L'équation 2.1 donnant la caractéristique  $I(V)$  du modèle de Shockley est remplacée par une paramétrisation empirique (représentée dans la figure 2.7) qui introduit une résistances série ( $R_s$ ) et une résistance parallèle ( $R_L$ ) inhérentes au semi-conducteur. Pour le travail de cette thèse, la caractéristique  $I(V)$  n'est intéressante qu'au dessus du seuil, où  $R_L$ , rajoutée à  $R_s$ , permet de contrôler le courant (voir la section suivante et la figure 2.8).

Une étude détaillée de la caractéristique  $I(V)$  des LEDs serait très utile pour cerner les limites du modèle d'émission quantique des LEDs –un électron donne un photon- qui est à la base des qualités exceptionnelles de cette source de lumière. La section suivante constitue une ébauche de ce travail avec pour résultat principal la figure 2.12 qui montre que, en un point de la caractéristique  $I(V)$ , la relation entre la variation de courant et la variation de flux lumineux est définie à  $5 \times 10^{-5}$  près<sup>6</sup>.

6. Nous verrons qu'une bonne raison de n'avoir pas poussé cette étude est qu'elle supposerait que la mesure du flux lumineux soit plus précise que les écarts constatés, ce qui n'est pas le cas.

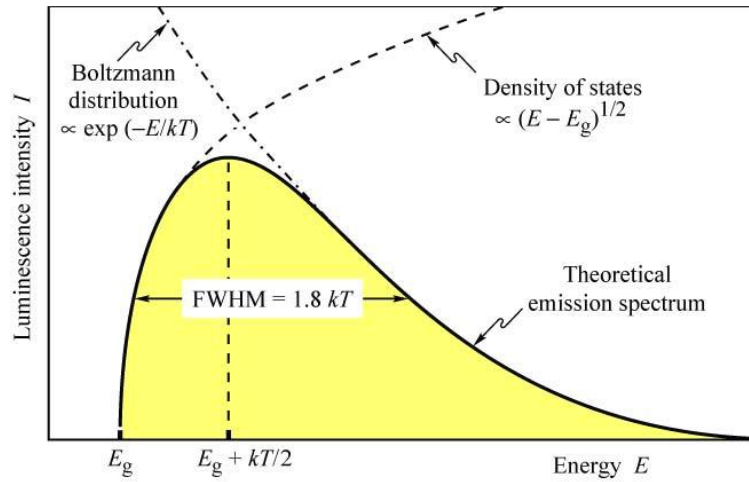


FIGURE 2.5 – Intensité théorique d’émission lumineuse d’une LED en fonction de l’énergie. (Schubert, 2006)

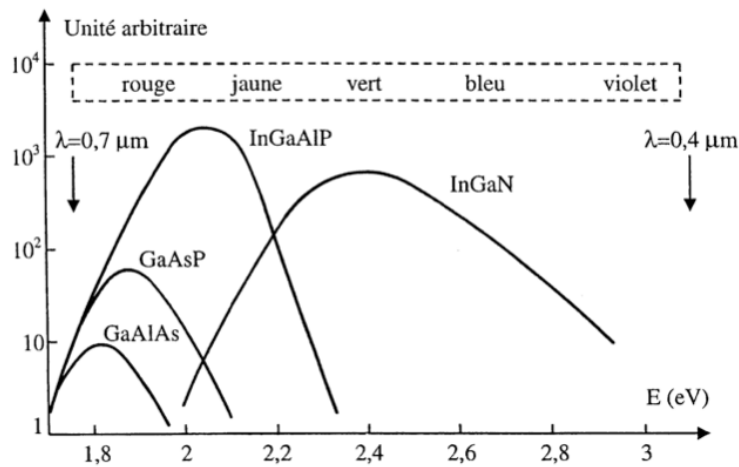


FIGURE 2.6 – Différents alliages sont utilisées en fonction de la couleur recherchée.

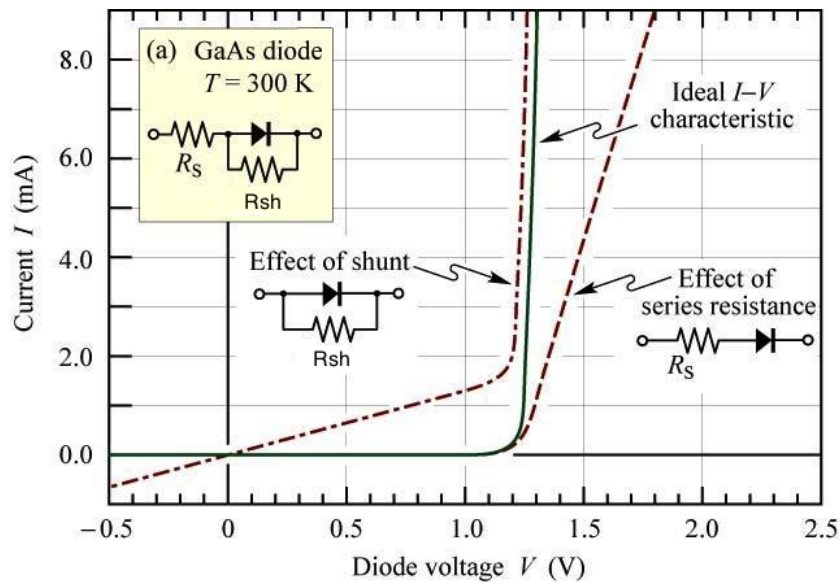


FIGURE 2.7 – Modification du modèle de Shockley de la caractéristique courant-tension d'une LED en modélisant le régime avant la tension seuil par une résistance parallèle et le régime après le seuil par une résistance série.

(Schubert, 2006)

### 2.2.3 Stabilité de l'illumination

La stabilité de l'illumination des LEDs peut être mise en évidence grâce à des sources de courant elles mêmes très stables et précises.

La figure 2.8 présente une électronique de commande contrôlant le courant dans une LED utilisée par le dispositif SNDICE (Golden Dragon LRW5SM), et le principe de lecture du courant par un ADC<sup>7</sup>, un élément clé pour démontrer une précision inférieure à  $10^{-4}$  de la source de LED.

La première étape est la caractérisation de ce générateur de courant, cela consiste à échantillonner le courant traversant les LEDs sur plusieurs échelles de temps. Un échantillonnage avec une période de quelques micro-secondes correspond à l'étude de la numérisation du signal par l'ADC alors que l'extension des mesures de quelques heures à plusieurs jours permet de mettre en évidence l'effet de la température, ou le manque de fiabilité d'un sous système. Les parties qui suivent détaillent rapidement les caractéristiques de la source de courant qui est utilisée pour démontrer la qualité intrinsèque de l'émission lumineuse des LEDs.

### Electronique de contrôle du courant

Sur le banc de test (qui sera présenté en détail dans les 3 chapitres suivant), le contrôle électronique des LEDs est dirigé par un bus numérique connecté à un PC par une carte Digital Input Out (DIO) de National Instruments. Elle est programmée en utilisant un logiciel LabView. La partie numérique de la carte est cadencée par un FPGA qui charge deux circuits DAC-14 bit<sup>8</sup> et un canal de tensions pour chaque LED qui sont contrôlés par un interrupteur permettant des *pulses* lumineux avec des bords de monter et de descente abrupts (l'échantillonnage d'un *pulse* par une photodiode est décrit dans la section suivante).

7. LTC 1608 : 16-bit, 500 ksample/s

8. 2 AD5390 : 16- canaux, 14-bit de tension de sortie.

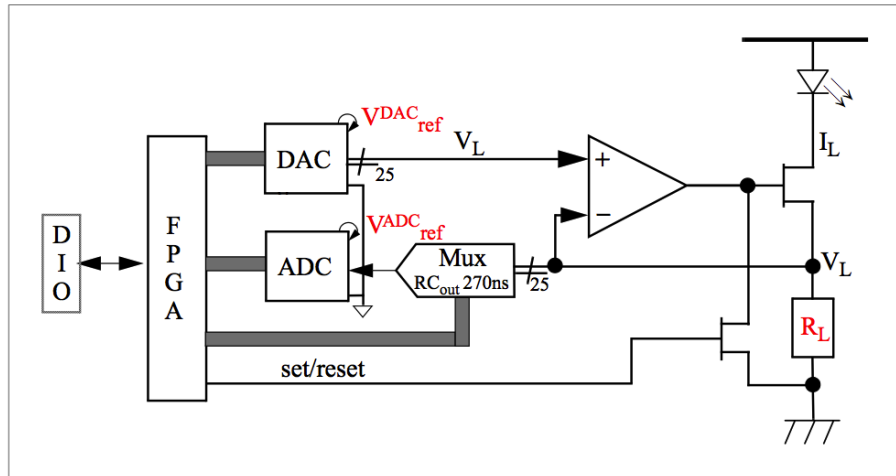


FIGURE 2.8 – Diagramme de la carte électronique de la source lumineuse. Le système est commandé par un FPGA Altera. Un DAC 14-bit contrôle le courant des LEDs. Un ADC 16-bit lit les LEDs, les photodiodes et la thermistance PT100. Les tensions de référence et les résistances déterminant l'étalonnage électrique apparaissent en rouge.

Les performances de base du dispositif dépendent de la qualité des composants installés sur la carte (figure 2.8), et plus précisément :

- (1) de la tension de référence de l'ADC et du DAC,
- (2) des résistances série  $R_L$  des LEDs,
- (3) et de la chaîne de division des tensions des ADCs et des DACs.

La valeur de la résistance  $R_L$  est adaptée au courant maximum accepté par chaque LED (de 20 mA à 0.5 A).

Le voltage de référence du DAC ( $V_{ref}^{DAC}$  sur la figure 2.8) est soit 2.5V soit 1.25V. Chaque sortie DAC est  $V_{out}^i = 1.25(2.5) * N^i / 2^{14}$  (Volt) pour une entrée  $N^i$  ( $0 \leq N^i \leq 16383$ ). Le pas du DAC est donc de  $76.3(152.6) \mu V$ . Le voltage de référence de l'ADC ( $V_{ref}^{ADC}$  sur la figure 2.8) est de 2.5 Volt. Par conséquent, la gamme de sortie du DAC correspond exactement à la moitié (la totalité) positive de la gamme de l'ADC. En résumé : 1 unité DAC est égale à une (ou deux) unité ADC ( $1ADU = 76.3\mu V$ ).

Le bruit associé avec une approximation successive de l'ADC (bruit de transition) est caractérisé par le "time domain histogram" obtenu en numérisant un niveau DC bas bruit<sup>9</sup>. Le suivi du bruit de l'ADC est compatible avec un bruit blanc gaussien de RMS=0.8 ADUs (figure 2.10). En moyennant les mesures d'un échantillon, il est possible de suivre le courant au niveau de 0.05 ADU, à une fréquence de l'ordre du KHz, et d'étudier les dérives à long terme à très bas niveau de courant ( $< 0.3 \cdot 10^{-6}$  du maximum du courant LED).

### Linéarité du générateur de courant

La caractérisation du DAC (figure 2.9) est obtenue en chargeant un nombre entier dans le DAC puis en lisant N fois la valeur de l'ADC (typiquement,  $N=256$ ), en calculant la moyenne et l'écart type puis en répétant l'opération. En pratique, le circuit est étudié en juxtaposant plusieurs rampes (valeur DAC 0-10, 10-100, 100-1000, 0-5000). Chaque pas correspond à quelques centaines

9. Dans le LTC 1608, son origine est le bruit gaussien du comparateur d'entrée fonctionnant à 16 MHz. Il couvre 3 codes ADC successifs (ce qui produit un  $RMS \approx 0.7$  ADUs).

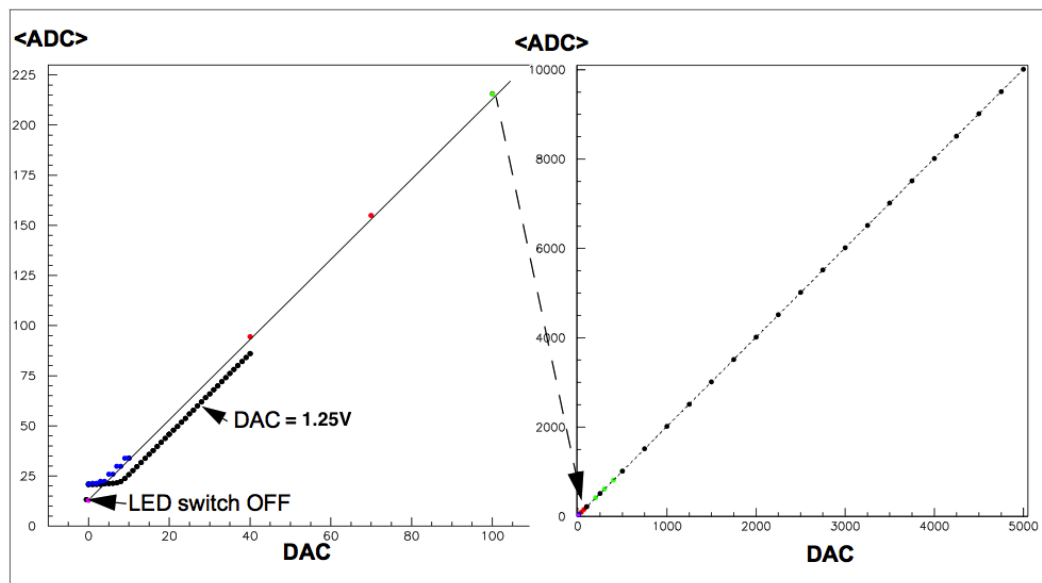


FIGURE 2.9 – La valeur moyenne de 256 échantillons consécutifs de l'ADC mesurant  $V_L$  est représentée en fonction d'une valeur du DAC. L'échelle du DAC s'étend de 0-10 en bleu et de 10-100 en rouge; de 0-500 en vert et de 0-5000 en noir. L'ajustement linéaire sur les données du DAC de 10 à 5000 donne un résidu  $< \pm 1$  unité DAC et passe par le point zéro du courant, LED éteinte. Les points noirs du graphique de gauche correspondent au DAC dans la configuration où  $V_{ref}^{DAC} = 1.25V$ .

de mesures du courant d'obscurité (LED éteinte) suivi par quelques milliers de mesures à un niveau donné. La précision de l'échelle de courant est définie par la référence  $V_{ref}^{ADC}$ , la résistance  $R_L$  et la précision de l'intervalle entre deux graduations du DAC (aussi contrôlé par l'ADC). Les spécifications électriques de ces composants dépassent les performances requises pour assurer une stabilité et une reproductibilité de la source lumineuse à mi-gamme de  $1/10\,000$ . Le résultat principal est que le résidu d'un ajustement linéaire entre  $DAC=10$  et  $500$  est inférieur à une unité DAC. Ce résultat est meilleur que les spécifications de départ. La non-linéarité autour de  $DAC=0$  est causée par un petit *offset* analogique de la sortie du DAC, par contre le *switch* fonctionne convenablement.

### Qualité de la tension de référence du générateur de courant

La figure 2.10 présente la fluctuation de la mesure du courant LED en fonction du courant. Il est possible de la représenter par un modèle de bruit à trois composantes. La première composante correspond au bruit d'entrée de l'ADC et la seconde composante est produite par le DAC et est proportionnelle à sa sortie. Ces deux bruits étant des bruits "blancs", ils sont diminués d'un facteur 16 en moyennant la mesure de l'ADC pendant 8.5 ms ( $N=256$  mesures). Cette opération met en évidence une troisième composante de bruit de l'ordre de  $0.015 DAC_{unit}$  (peut-être à 50 Hz), ce qui pose la limite de ce qui peut être gagné en précision par la procédure de moyennage.

### Linéarité de l'illumination

Les tests de la relation courant-illumination sont effectués en utilisant une photodiode fournie par l'institut Deutscher Kalibrierdienst (DKD), l'organisme allemand en charge de l'étalonnage de détecteurs standards. La figure 2.11 présente les lectures de courant de cette photodiode en fonction

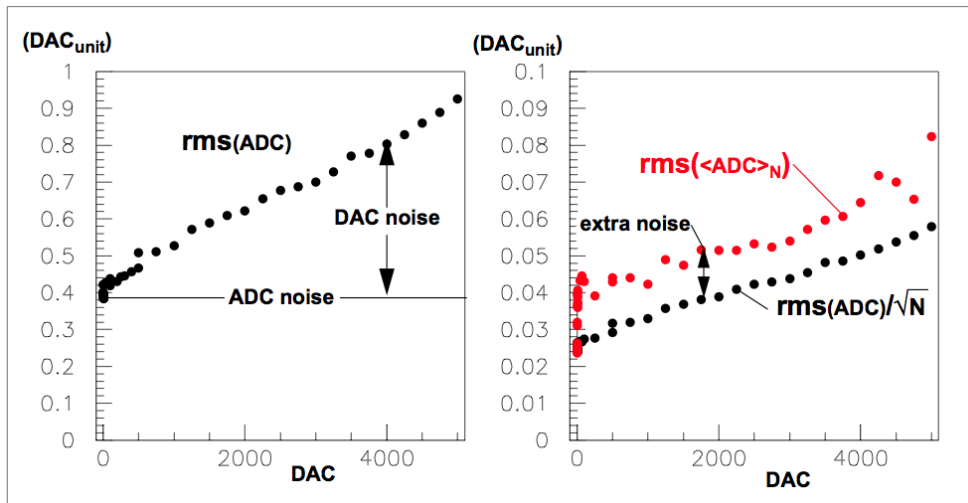


FIGURE 2.10 – L'étude du générateur de tension met en évidence trois composantes de bruit. Les graphiques représentent le bruit affectant la mesure faite par l'ADC en fonction du niveau du DAC. Le graphique de gauche met en évidence la partie constante qui correspond au bruit d'entrée de l'ADC ( $0.4 \text{ DAC}_{unit}$  ( $=0.8 \text{ ADC}_{unit}$ )) et la partie proportionnelle à la sortie du DAC est causée par le DAC. A droite, la moyenne de 256 mesures met en évidence une autre composante de bruit de l'ordre de  $0.015 \text{ DAC}_{unit}$  (peut-être à 50 Hz).

d'une rampe de courant LED. La relation courant-illumination n'est pas linéaire sur l'ensemble de la gamme de fonctionnement des LEDs, et le résidu de l'ajustement linéaire présenté figure 2.12 à gauche montre que la moitié de la gamme est contenue dans un intervalle de  $\pm 1\%$  et que 80% de la gamme est contenue dans un intervalle de  $\pm 3\%$ . A bas flux, la déviation à la linéarité provient de l'émission de la LED<sup>10</sup>, mais elle peut aussi provenir de la photodiode (particulièrement dans le mode photovoltaïque, cf. § 2.3.1) ou de l'étalonnage électrique du pico-ampèremètre utilisé pour la lecture de la photodiode.

La figure 2.12 à droite montre les fluctuations de l'illumination produite par la LED. L'erreur relative sur le flux est mesurée entre les DAC 10 et 5000. La précision relative à  $10^{-4}$  entre  $1000 < \text{DAC} < 4000$  se dégrade dans la zone de faible flux et dans la zone à haut flux. Cet écart à haut flux se comprend comme une variation de lumière liée à l'augmentation de la température du radiateur et causée par le réchauffement de la LED par elle-même. La correction des fluctuations en utilisant la sonde de température des LEDs amène la précision à  $5 \cdot 10^{-5}$  (les points rouges sur le graphique de droite de la figure 2.12 indique l'effet de cette correction sur les mesures).

### Dépendance en température du courant LED

Le bruit enregistré par l'ADC provient plus de l'environnement de l'instrument que du courant LED lui-même dont la précision est de  $2 \cdot 10^{-5}$  à mi gamme. La figure 2.13 présente la mesure du niveau *switch off* en fonction de la température LED pendant 4 séries de mesures différentes. La variabilité des dérives constatées indique que la température LED n'est pas le seul paramètre à suivre pour contrôler la dérive du courant, il faudrait aussi suivre la température de la carte électronique elle-même, car cette carte se trouve à plusieurs mètres des LEDs, dans une salle

10. La mesure ayant permis cette conclusion n'est pas rapportée ici, elle est effectuée avec le dispositif installé au CFHT en comparant les mesures de flux par les photodiodes de contrôle à celles des CCDs de MegaCam.

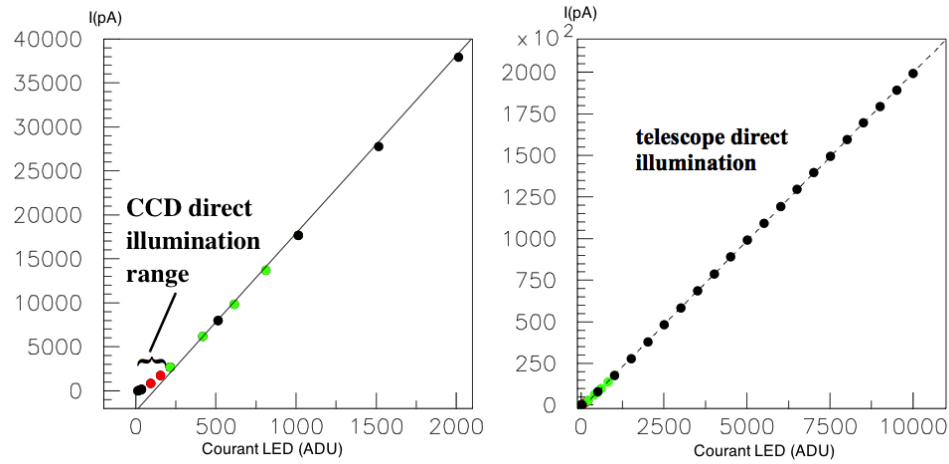


FIGURE 2.11 – Courant photodiode (pA) versus courant LED (ADU). Un ajustement linéaire sur la gamme  $2000 < \text{ADU} < 10\,000$  est tracé. Les deux tiers supérieurs de la gamme de courant LED ne sont pas représentés ( $I_{max} = 500 \text{ mA} \Leftrightarrow 32\,000 \text{ ADU}$ ) car cela correspond à un régime où le flux lumineux est trop intense pour illuminer directement le télescope.

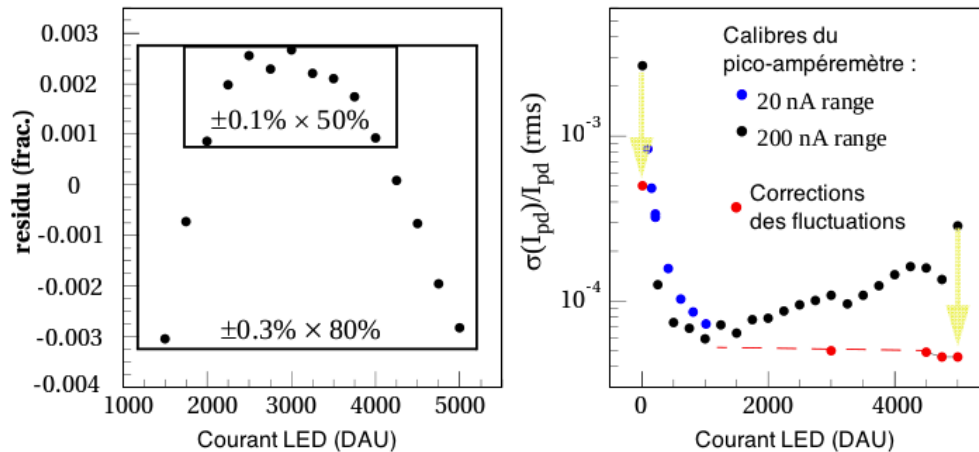


FIGURE 2.12 – A gauche : résidu de l'ajustement linéaire de  $I_{pd}(I_{led})$  (figure 2.11) partagé en deux zones : 50% de la gamme du DAC est linéaire à  $\pm 1\%$  et 80% est linéaire à  $\pm 3\%$  (la correction de l'effet de la température sur les points de mesure à forte intensité n'a pas été faite). A droite : les fluctuations de photocourant sont  $\approx 10^{-4}$  au centre de la gamme du DAC. Deux corrections (indiquées par les flèches jaunes) réduisent ces fluctuations aux deux extrémités de la gamme : à bas flux, la normalisation du courant photodiode par le monitoring du courant LED permet d'accroître la résolution à  $5 \cdot 10^{-4}$ . A haut flux, une correction linéaire de l'effet de la température réduit la dispersion du photocourant à  $5 \cdot 10^{-5}$  (la paramétrisation de la relation flux-température est décrite dans la section suivante).



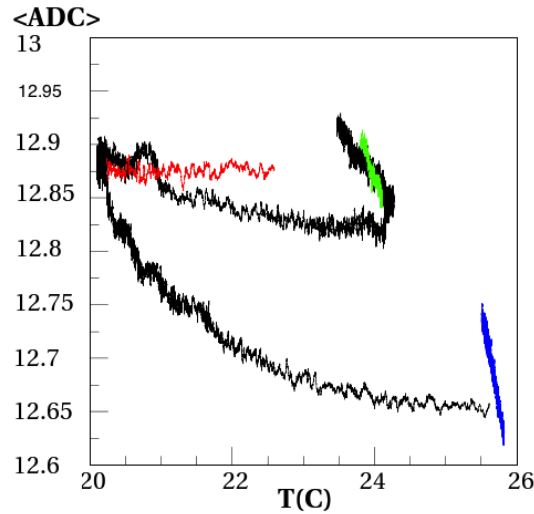


FIGURE 2.13 – Suivi du courant du niveau *off* d'une LED pendant 4 séries de mesures (différentes couleurs) en fonction de la température LED. La variabilité des relations entre niveau *off* et température indique qu'un autre paramètre est à prendre en compte : c'est celui de la température de la carte électronique sur laquelle est implanté l'ADC.

d'expérience dotée d'une climatisation (qui crée un gradient de température dans la pièce pouvant varier en fonction de son régime de fonctionnement).

La figure 2.14 indique que le contact thermique entre le radiateur et la LED est assez bon pour observer immédiatement (en quelques secondes) la variation de température du radiateur causée par un changement de puissance du DAC (les changements de commande DAC, indiqués par les lignes bleues verticales, sont concomitants aux variations discontinues de température). Cela indique que la mesure de température  $T_{LED}$  correspond effectivement à la température de la LED.

### Stabilité de l'illumination en fonction des variations de température

La stabilité de l'illumination est étudiée en répétant la mesure du spectre de la LED plusieurs fois pendant 7 jours consécutifs. Ces spectres sont obtenus en plaçant la LED devant la fente d'entrée d'un monochromateur et en plaçant une photodiode NIST (lue par un picoampèremètre Keithley 6514) devant la fente de sortie.

La reproductibilité des spectres sur un intervalle d'un semaine donne une dispersion inférieure à  $5 \times 10^{-4}$  lorsque la température est contrôlée à  $0.1^\circ\text{C}$  (figure 2.15). Cette valeur est obtenue en divisant point à point les mesures d'un spectre par rapport aux mesures d'un spectre de référence puis en comparant l'écart maximal obtenu par rapport à la valeur du pic d'émission. Pour modéliser la dépendance en température, la variation de la forme des spectres en fonction de la température peut être paramétrisée par la variation relative d'intensité des bords "bleu" et "rouge" des spectres par rapport au pic d'émission. Le comportement de ces deux zones est expliqué § 2.2.1 : l'émission sur le bord "bleu" du spectre est régie par la distribution de Boltzmann des charges dans la jonction alors que le bord "rouge" dépend de la densité d'état dans le semi-conducteur.

Cette analyse montre que la stabilité des spectres d'émission des LEDs peut être contrôlée, si les variations de température sont maîtrisées, à des niveaux de l'ordre de  $10^{-4}$ .

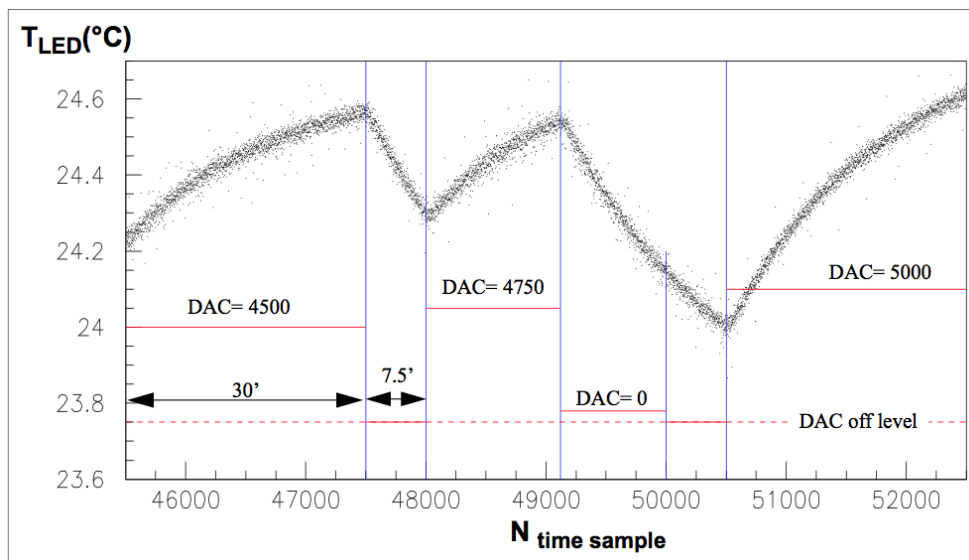


FIGURE 2.14 – Evolution de la température du radiateur placé derrière la LED en fonction du temps (période d'échantillonnage de 0.9 s). En rouge, évolution de la puissance dissipée par la LED (5000 ADUs correspondent à 160 mW). Les lignes bleues verticales marquent les changements de puissance.

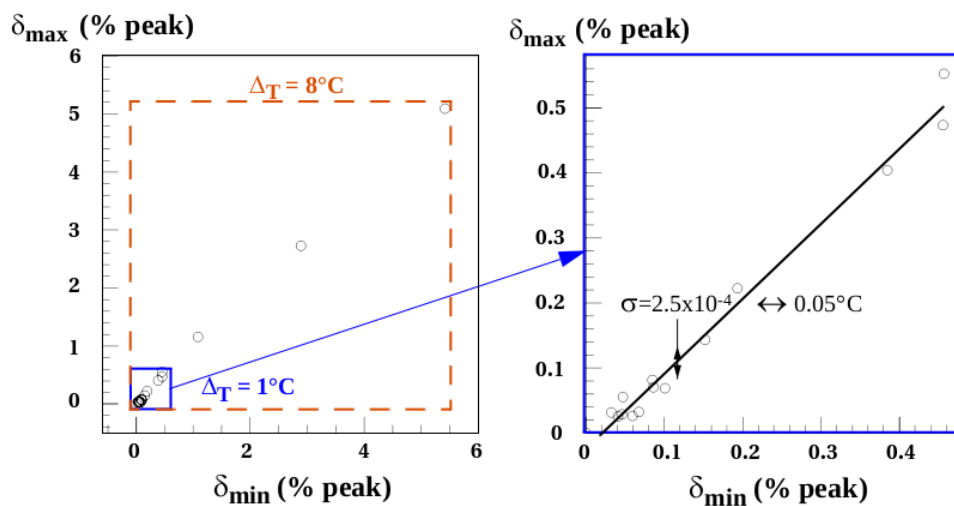


FIGURE 2.15 – Ecart maximum de la différence de plusieurs spectres à différentes températures (entre 16 °C et 24°C) par rapport à un spectre de référence à 16 °C représenté en fonction de la valeur absolue de l'écart minimum. Ces écarts varient linéairement avec la température, avec une pente de 0.65% du pic d'émission par °C.

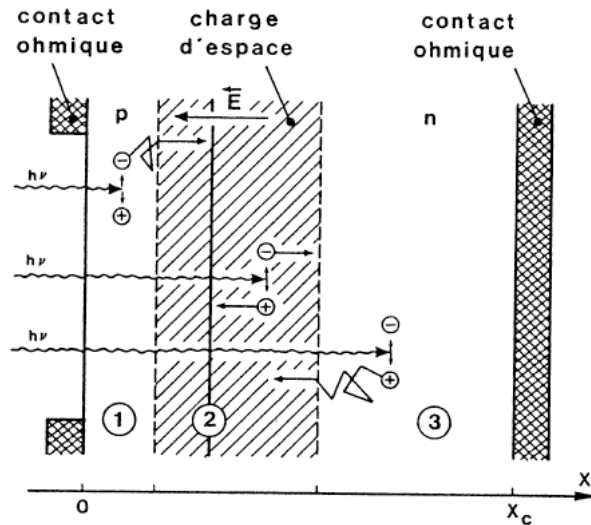


FIGURE 2.16 – Le photocourant est le résultat de l'absorption de photons dans trois zones distinctes : La zone  $p$ , la zone déplétée et la zone  $n$  (de gauche à droite).

## 2.3 Principe de fonctionnement d'une photodiode

Une photodiode éclairée peut générer un photocourant produit par l'absorption dans la zone active d'une jonction p-n de photons dont l'énergie est supérieure ou égale à l'énergie du gap. Les paires électron-trou créées sont séparées par le potentiel de la structure et les électrons diffusent vers la zone  $n$  pendant que les trous migrent vers la zone  $p$ . Ce photocourant génère un potentiel dans la zone déplétée qui s'oppose au potentiel initial et qui augmente proportionnellement à l'illumination.

### 2.3.1 Modèle de Shockley du photocourant

Le photocourant est généré par la création de paires électron-trou causées par l'absorption de photons<sup>11</sup> (figure 2.16). Deux mécanismes de transports sont à prendre en compte : dans la zone déplétée et hors de la zone déplétée. Dans la zone déplétée, les porteurs sont séparés par le champ intrinsèque et génère le courant d'entraînement. Hors de la zone déplétée, les porteurs diffusent vers la ZCE (zone de charge d'espace) et les contacts, c'est le courant de diffusion.

Le courant occasionné par un flux de photons  $\Phi_0$  a donc pour origine :

- le photocourant de génération (densité  $J_G = -q\Phi_0(1 - e^{-\alpha W})$ ) qui est causé par les paires électron-trou créées dans la ZCE et séparées par le champ électrique interne.
- les paires créées hors de la ZCE qui peuvent diffuser, et, pour certaines, être séparées dans la ZCE. C'est le courant de diffusion ( $J_{diff} = -q\Phi_0 \frac{\alpha L_p e^{-\alpha W}}{1 + \alpha L_p}$ ).

Ces deux courants contribuent au photocourant total  $J_{ph}$  :

$$J_{ph} = J_G + J_{diff}$$

L'effet photovoltaïque correspond à la génération d'une force électromotrice lorsque la photodiode initialement non polarisée reçoit de la lumière. C'est un phénomène qui fait sortir la jonction

11. Le profil de l'interaction photons-électrons est mesuré par le coefficient d'absorption ( $\alpha$ ) qui exprime le rapport de puissance absorbée par unité de volume sur la puissance incidente par unité de surface (et la longueur d'absorption  $[\alpha^{-1}] = L$ ).

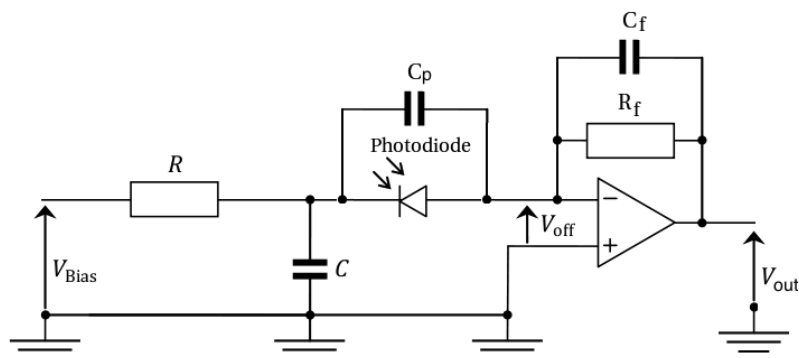


FIGURE 2.17 – Schéma électrique de lecture d'une photodiode par un amplificateur opérationnel. L'augmentation de la tension "open circuit" à l'entrée inverseuse ( $V_-$ ) de l'amplificateur opérationnel est compensée par un courant de feedback de façon à restaurer la tension correspondant au "voltage burden" (pour un picoampèremètre Keithley 6514  $V_{off} \approx 0.2mV$ ).

p-n de l'équilibre thermodynamique et qui s'explique donc bien par le modèle de Shockley qui rajoute le courant  $J_{ph}$  à la caractéristique du courant d'obscurité. C'est ainsi que les instituts standards (comme NIST et DKD) étalonnent les photodiodes standards. Cependant, un parallèle avec les CCDs et leur haute efficacité de détection, et leur haute stabilité, pousse à utiliser les photodiodes dans l'environnement des télescopes dans un autre mode : il s'agit de les polariser en inverse pour les rendre plus sensible aux illuminations à bas flux. On peut alors définir empiriquement le photo-courant  $J_{ph}(V)$  comme la différence, à un biais donné  $V$ , entre le courant mesuré avec un flux lumineux  $\Phi_0$  et le courant d'obscurité  $I(V)$ .

### 2.3.2 Lecture du courant d'une photodiode par un amplificateur

Lorsqu'une photodiode qui est éclairée est reliée à un amplificateur le mode de lecture du courant généré par la photodiode peut se décrire à partir du schéma 2.17 : le courant détecteur est intégré sur la capacité détecteur ( $C_p$ ), ce qui cause une différence de potentiel entre l'entrée inverseuse et l'entrée non-inverseuse de l'amplificateur (cela est illustré schématiquement par la ligne pointillée (1) sur la figure 2.18). Le feedback est appliqué en haute fréquence (300 ns) à travers la capacité de feedback  $C_f$  par une tension à la sortie de l'amplificateur ( $V_{out} = V_{in} \times C_p/C_f$ ), ce qui a pour effet d'annuler  $V_{in}$ . Au bout d'un temps  $R_f \times C_f$  (1ms), le courant  $I_f = V_{out}/r_f$  est intégré par  $C_p$  de sorte qu'il prend la relève du feedback capacitif pour annuler  $V_{in}$ . Ce courant est égal au photocourant  $I_{ph}$  (étape (2), en pointillée sur la figure 2.18).

La figure 2.19 résume la caractérisation de la dispersion des mesures de photocourants de la photodiode NIST en fonction des calibres 200 pA, 20 nA et 200 nA du picoampèremètre Keithley. Il est surprenant de constater l'ampleur (300%) et la reproductibilité des différences. Les fluctuations du signal mesuré par le calibre 200pA sont encore plus surprenante : une résolution de 4 fA pour le courant d'obscurité (comparable à la résolution de la CLAP à  $3 \text{ fA} / \sqrt{Hz}$ ) qui se dégrade d'un facteur 20 pour un photocourant de 40 pA et d'un facteur 200 pour 170 pA. Cette augmentation du bruit est accompagnée de l'apparition d'un second pic au dessus ou au dessous du pic gaussien principal.

Ces problèmes sont une des raisons pour lesquelles il est important d'avoir une électronique spécifique bien comprise, développée pour lire nos photodiodes, plutôt qu'un instrument généraliste dont le fonctionnement interne n'est pas vraiment documenté. Cela montre aussi que calibrer les

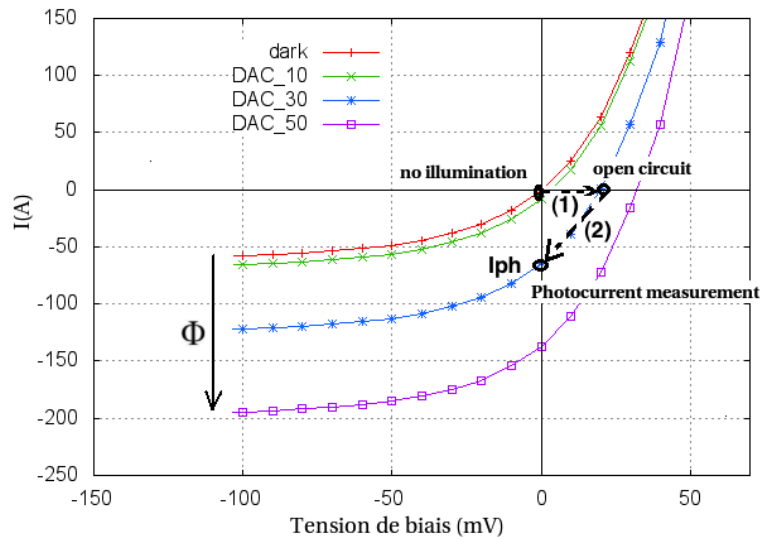


FIGURE 2.18 – Illustration de la lecture d'une photodiode par un amplificateur à partir de la caractéristiques I(V) de la photodiode DKD effectuée pour différentes illuminations. La courbe rouge passant par l'origine correspond au courant d'obscurité (ou courant de saturation). Les courbes au dessous correspondent à l'augmentation du photocourant proportionnellement au flux lumineux  $\Phi$  généré par une LED dont le courant est lui-même piloté par un DAC dont le schéma représente différentes valeurs. Les électrons génèrent une tension aux bornes de l'amplificateur, cette tension est annulée par un courant qui correspond à la mesure du photocourant.

photodiodes indépendamment du système de lecture comme le fait le NIST est assez optimiste.

### Lecture d'une photodiode polarisée

La polarisation inverse accroît la largeur de la zone déplétée et augmente la hauteur de la barrière de potentiel (figure 2.20, en bas (Verner, 1965)). Cela diminue le temps de réponse en augmentant la vélocité des porteurs de charges produits dans la zone déplétée ( $\approx 1$  ns) (Schaefer, 1983), les porteurs produits en dehors de cette zone étant plus lents ( $\approx 0.5\mu\text{s}$ ), car collectés par diffusion.

La polarisation de la photodiode, en augmentant la taille de la zone active, augmente la sensibilité de la photodiode. Cette amélioration de la sensibilité est visible sur la figure 2.21 : soumise à une même illumination, la réponse de la photodiode DKD augmente de  $\approx 0.4$  pA lorsque la polarisation inverse augmente de 1 volt, soit une augmentation de 2% de la sensibilité entre le mode photovoltaïque et une polarisation inverse de 5V.

Par ailleurs, lorsque les illuminations sont très faibles, la mesure est d'autant plus précise que la variation relative du courant en fonction de la tension est faible. Par exemple, pour la même photodiode, la variation de la caractéristique I(V) qui est de l'ordre de 0.01 pA / mV est multipliée par 100 lorsque la polarisation inverse est de 4 V. La polarisation de la photodiode a cependant pour effet d'augmenter le courant d'obscurité (courbe rouge, figure 2.18), ce qui nécessite de refroidir la photodiode.

#### 2.3.3 Effet de la température sur la lecture du photocourant

La diminution de la température a pour effet d'augmenter la résistance interne de la photodiode (car le nombre d'électrons excités en bande de conduction par agitation thermique diminue, ce qui

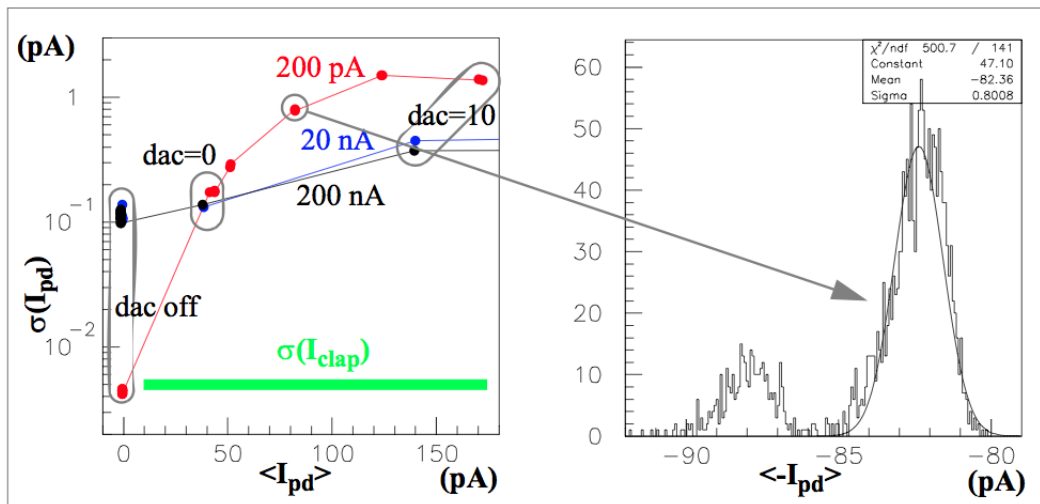


FIGURE 2.19 – A gauche : comparaison de la lecture du photocourant et du bruit par trois différents calibres du pico-ampèremètre : rouge, bleu et noir pour le 200 pA, 20 nA and 200 nA. Les points ayant le même niveau DAC sont entourés en gris (off, 0, 10). A droite : l’histogramme montre la distribution bimodale du bruit mesuré par le calibre 200pA.

diminue la conductivité). Une vérification quantitative de cette relation est présentée par la figure 2.22. La diminution de la température diminue donc le courant d’obscurité et la composante du bruit qui est amplifiée à la lecture. Cet aspect est particulièrement important lorsque les flux lumineux sont très faibles, comme ceux requis pour l’étalonnage du télescope, car le photocourant à mesurer est petit par rapport au courant d’obscurité. Par ailleurs, on peut noter au passage que cette dépendance à la température des caractéristiques  $I(V)$  d’une photodiode illustre également les limites de la modélisation simple d’une photodiode uniquement à partir du modèle de la jonction p-n de Shockley.

D’autre part, l’utilisation de photodiodes non refroidies pose la question de la stabilité de la lecture de flux lorsque la température ambiante varie, que ce soit dans l’environnement du télescope ou bien sur le banc de test.

**Effet de la température sur l’efficacité quantique d’une photodiode** La mesure de la variation relative de l’efficacité quantique interne de la photodiode en fonction de la température et de la longueur d’onde détectée est faite en utilisant la photodiode DKD collée à un module Peltier pour la refroidir, puis en effectuant des spectres avec des LEDs utilisées par SNDICE. Les trois températures testées sont 24 °C, 16 °C et 11 °C, ce qui correspond à la gamme de température de fonctionnement des photodiodes DKD et NIST sur le banc d’étalonnage de SNDICE au laboratoire (voir chapitre 4 et 5).

La variation relative moyenne des flux mesurés aux différentes températures est inférieure au %. La dispersion des mesures, visible sur la figure (2.23), s’explique par la sensibilité des spectres d’émission des LEDs à la température et par des écarts de température de l’ordre du degré C d’une série de spectres à l’autre (cf. chapitre 6 et tableau 6.4). Lorsqu’une LED peu sensible aux variations de température, telle que la LED 400 (graphique de droite), est sélectionnée, il est constaté que les variations relatives sont inférieures à 4‰, compatibles avec l’incertitude sur le flux émis par la LED et causée par l’incertitude sur la température LED (cf. chapitre 5).

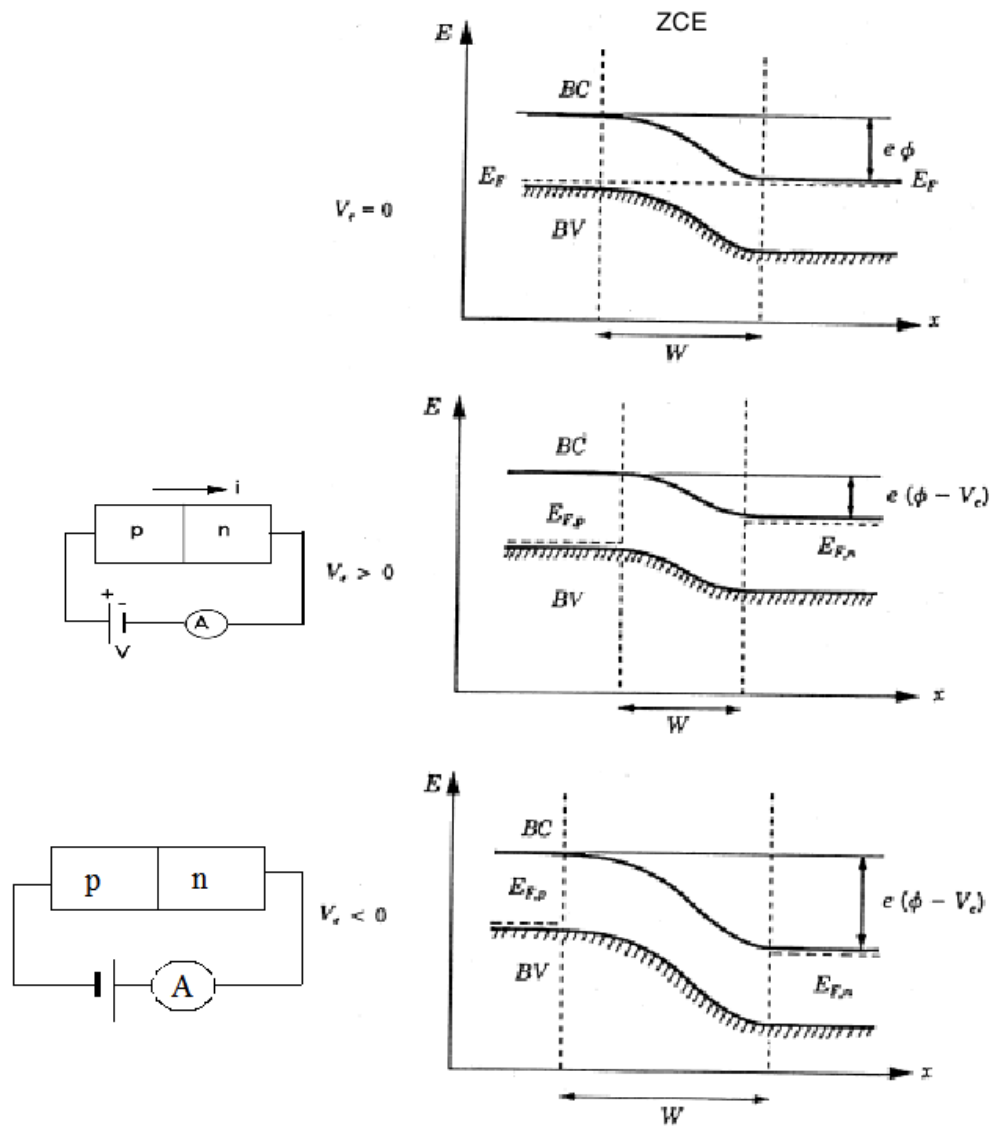


FIGURE 2.20 – Evolution des bandes d'énergies d'une jonction pn en fonction de la tension de polarisation. En haut, sans polarisation, le niveau de Fermi est constant à travers la structure. Au centre : l'effet de l'application d'une tension en directe (tension positive appliquée côté p, schéma électrique de gauche) est de diminuer la largeur de la ZCE ( $W$ ). En bas : la polarisation inverse (le pôle négatif du générateur de tension est relié à la zone p (schéma de gauche)) a pour effet d'agrandir la ZCE (de largeur  $W$ ).

(Vasanelli, 2009)

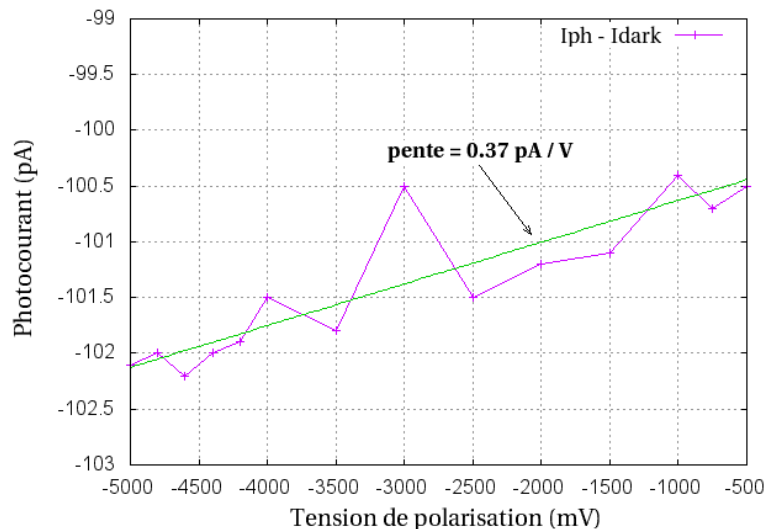


FIGURE 2.21 – Réponse de la photodiode DKD à une illumination lorsque la polarisation inverse augmente : la sensibilité augmente de 0.37 pA/V (le photocourant est négatif, par convention). Le courant d’obscurité est soustrait à chaque point de mesure.

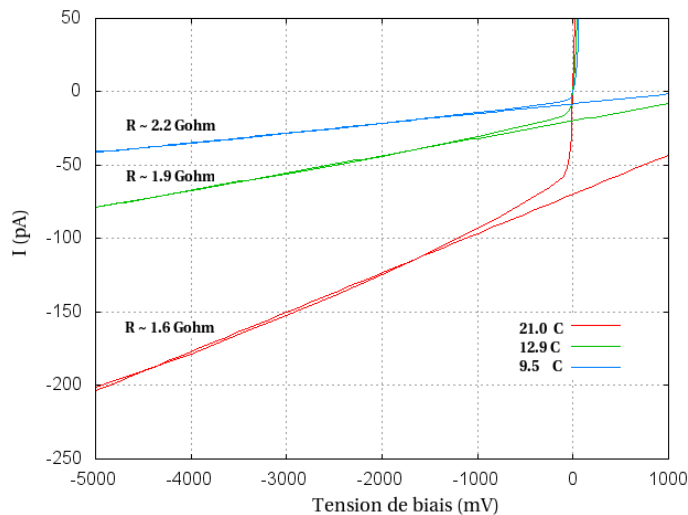


FIGURE 2.22 – Trois caractéristiques I(V) sans illumination, d’une même photodiode à 9.5°C (bleu), 12.9°C (vert) et 21°C (rouge). La résistance interne, qui est proportionnelle à l’inverse de la pente des droites ajustées sur les mesures, augmente lorsque la température diminue. Pour une polarisation de -5V, le courant d’obscurité est divisé par 4 lorsque la température est abaissée de 21°C à 9.5 °C.



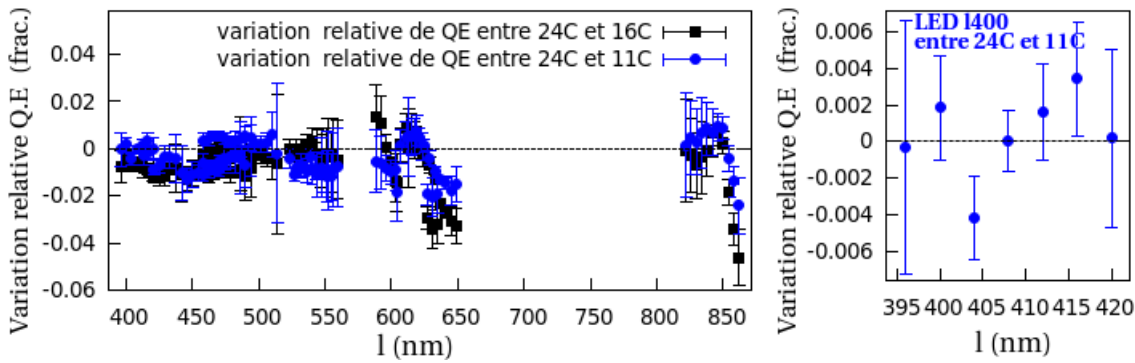


FIGURE 2.23 – Variation relative de l’efficacité quantique (QE) de la photodiode en fonction de la longueur d’onde entre une température de référence, 24 °C, et deux températures dans la gamme de fonctionnement du banc (16 °C et 11 °C).

## 2.4 Le CCD : un assemblage de photodiodes microscopiques lues par une électronique ultra-bas bruit

Les pixels du CCDs sont comparables à une juxtaposition de photodiodes microscopiques, polarisées et refroidies. Les composants MOSFET (*metal-oxide-semiconductor field-effect transistor*) utilisés pour leur lecture ont atteint depuis une dizaine d’année une qualité exceptionnelle. La chaîne électronique permet ainsi d’amplifier et de numériser le signal des pixels avec une stabilité à  $1 \times 10^{-4}$ . Cette section présente le schéma de lecture de MegaCam, afin d’illustrer par un exemple, un schéma électronique ultra-bas bruit.

### 2.4.1 Efficacité de collection du signal

Les pixels sont organisés sur un support bi-dimensionnel. La lecture des charges accumulées dans chacun d’eux est effectuée en faisant varier les potentiels des électrodes de sorte à ce que les charges soient transférées ligne par ligne jusqu’à un registre de lecture. Les tensions appliquées aux pixels sont contrôlées par des horloges et les colonnes sont connectées en parallèles, de sorte que tous les transferts s’effectuent simultanément jusqu’à la dernière ligne, appelée registre série. Le mécanisme du transfert des charges d’une ligne à l’autre se fait en trois étapes qui sont décrites schématiquement par la figure 2.24. L’efficacité de transfert doit être extrêmement élevée car des milliers de déplacements sont nécessaires pour collecter toute l’image : elle est typiquement de l’ordre de  $5 \times 10^{-6}$ .

A l’extrémité du CCD est placé un registre série qui est constitué d’une ligne de pixels non exposés à l’illumination (2.25), il sert de transition entre les lignes actives et la lecture par un ADC qui sert à numériser le signal<sup>12</sup>. Le contenu de chaque pixel de cette ligne est déplacé dans le registre de lecture avant que la ligne suivante y soit transférée. L’ensemble des pixels est lu en 30 secondes, soit environ  $5 \mu\text{s}$  par pixel, avec un bruit d’environ  $4 e^-$  (Juramy, 2006).

12. L’ADC mesure les charges en les comparant à une tension qui est ensuite convertie en nombre d’ADU (Analog-Digital Unit). La tension nécessaire pour produire 1 ADU est nommée gain de l’ADC. Les valeurs d’ADC sont nécessairement des nombres entiers d’ADU et la discrimination entre deux valeurs ne peut excéder la résolution de l’ADC. La plus grande mesure qu’un CCD peut produire est déterminée par le nombre de bit de l’ADC. Par exemple, un ADC 14 bit compte de 0 à 16 383, alors qu’un ADC 16 bit compte lui, jusqu’à 65 535.

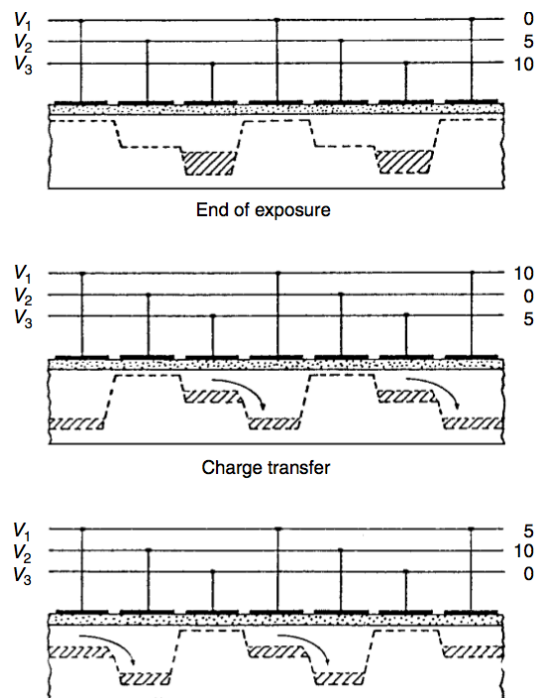


FIGURE 2.24 – Présentation schématique d'un transfert de charges en trois phases. La tension des horloges est montrée à trois instant durant le processus de lecture, indiquant le cycle des horloges, 0 V, 5 V et 10 V. Un cycle entraîne le déplacement des charges d'un pixel au pixel voisin. La lecture se poursuit jusqu'à ce que tous les pixels aient vu leurs charges transférées jusqu'à un registre de lecture.

(Howell, 2006)

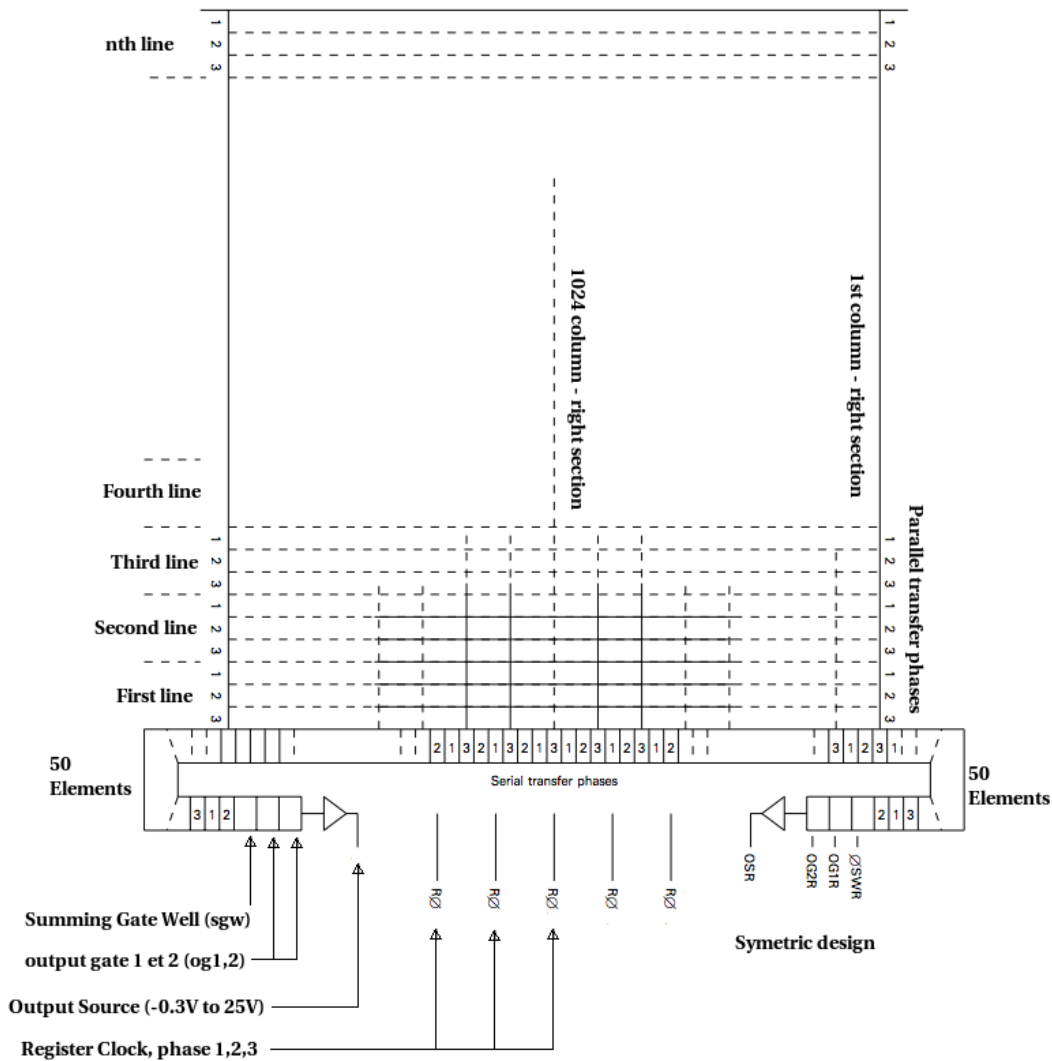


FIGURE 2.25 – Schéma de l'architecture des horloges du CCD E2V. Les lignes de pixel de la zone d'exposition sont indiquées à gauche, les chiffres 1,2,3 indiquent les phases des horloges. Le registre série amène les électrons jusqu'au *summing gate well*, qui constitue le dernier pixel, puis à un amplificateur suiveur. La lecture du CCD est partagée symétriquement en deux, verticalement (schéma brochure *e2v technologies*).

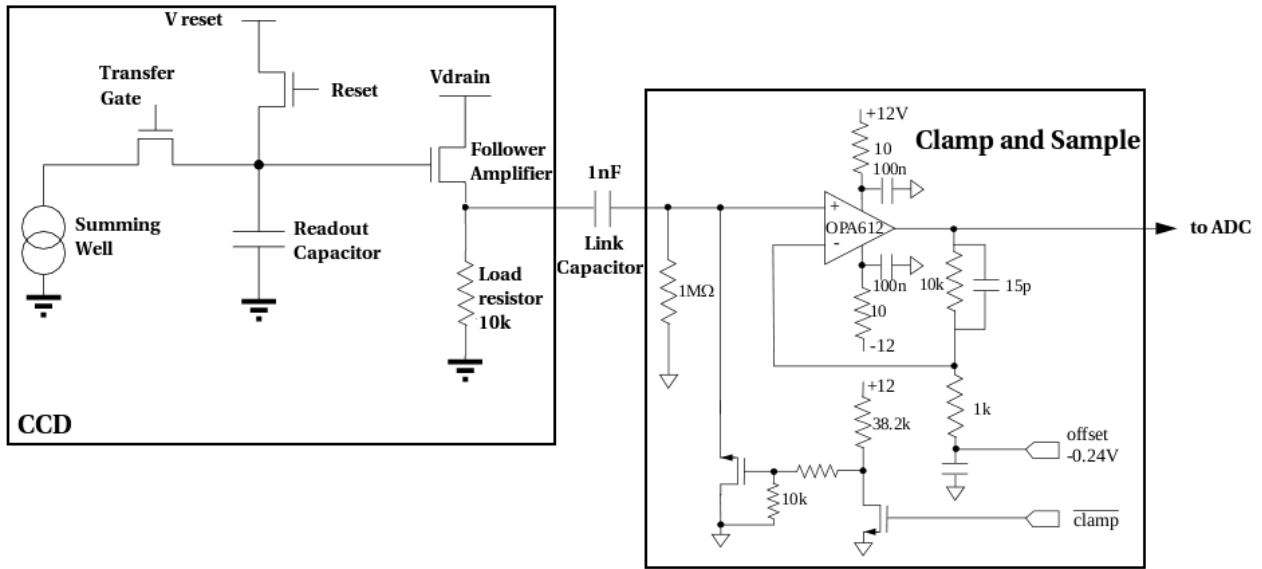


FIGURE 2.26 – Système de lecture intégré au CCD et schéma du système de lecture *clamp and sample* de MegaCam.

#### 2.4.2 Electronique de lecture de type *Clamp and Sample*

Les éléments caractéristiques de l'électronique de lecture de MegaCam sont résumés par la figure 2.26. Le dernier pixel du registre série est transféré au *summing well* qui correspond à une capacité de lecture. La tension aux bornes de cette capacité est relayée vers l'extérieur du CCD par un amplificateur "suiveur", puis, entre chaque pixel lu, la charge sur la capacité de lecture est réinitialisée par l'interrupteur de *reset*. Le gain de l'amplificateur suiveur est proche de 1, il produit une tension en sortie de  $2.5\mu\text{V}$  par électron.

**Lecture *Clamp and Sample*** Le principe de lecture *Clamp and Sample* est schématisé dans la partie droite de la figure 2.26. La lecture du contenu d'un pixel consiste à geler le niveau DC à l'entrée de l'amplificateur (la commande *clamp*) pendant que le niveau d'entrée du préamplificateur (à l'intérieur du CCD) est bloqué dans l'état de *reset* qui suit la lecture du pixel précédent (Juramy, 2006). La commande de *clamp* permet de ramener le niveau vide au niveau de la tension de référence, ce qui est appelé "*DC restore*". Il est important de noter que ce niveau de *reset* du CCD varie aléatoirement à cause d'un bruit en *kTC* dont l'amplitude atteint quelques centaines d'électrons.

En résumé, la commande de *clamp* a deux fonctions (1) restaurer le niveau DC et (2) supprimer le bruit en *kTC* (le bruit résiduel est de seulement  $0.5 e^-$  (Barrelet, 2004)<sup>13</sup>).

Les charges sont amplifiées par un amplificateur bas bruit (indiqué OPA 612 sur la figure 2.26). Un offset est ajouté par une tension de  $-0.24\text{V}$ , qui, une fois numérisée, produit un signal appelé "piédestal" d'environ 1000 ADUs. La chaîne d'amplification et numérisation (16 bits ADCs), utilise des composants commerciaux ayant une précision de 10 ppm (Borgeaud & al., 2000), (J. de Kat, 2000).

13. Historiquement, la méthode de double échantillonnage corrélé a été introduite pour supprimer le bruit système basse fréquence (60Hz). Megacam est immunisée en plaçant le détecteur et l'électronique dans une enceinte isolée du bruit.

### Conclusion

Trois éléments liés à des progrès technologiques concomitants avec l'installation des imageurs grand champ sur les télescopes peuvent être associés ensemble pour constituer une source lumineuse étalonnée d'une stabilité exceptionnelle : des LEDs de haute intensité dont l'émission lumineuse est finement réglable, des photodiodes polarisées, refroidies, et ayant une large surface collectrice, et une électronique de contrôle des LEDs et de lecture des photodiodes avec des composants MOS pour l'électronique analogique stable à  $10^{-5}$  et ne présentant quasiment pas de fuites de courant.

Depuis 2008, de nombreux types de LEDs sont disponibles, et permettent de couvrir la presque totalité de la bande passante de l'imageur MegaCam. L'étalonnage en flux de ces LEDs est effectué à partir de détecteurs standards fournis par des instituts spécialisés dans l'étalonnage photométrique. Ils utilisent des photodiodes non-polarisées et fonctionnant à température ambiante.

Les photodiodes peuvent également être utilisées pour contrôler les flux des LEDs ; mais pour être capable de mesurer les faibles flux nécessaires pour étalonner le télescope, elles exigent un fonctionnement en mode polarisé et refroidi, un fonctionnement analogue aux CCDs. L'étude comparative fine de ces deux modes (photovoltaïque et photoconductif) est importante. Certains aspects ont été évoqués dans ce chapitre, mais elle est encore en cours d'expérimentation sur le banc au laboratoire (en particulier, en relation avec le travail présenté dans le § 4.3.3).

Une source lumineuse composite, constituée de LEDs, associée à une photodiode polarisée pour le contrôle de l'étalonnage en flux, constituent un instrument parfaitement adapté pour étudier la stabilité de la bande passante de MegaCam au CFHT.



## Chapitre 3

# SNDICE (SuperNovae Direct Illumination Calibration Experiment)

Partant de la stabilité et de la puissance de l'émission lumineuse des LEDs, il est possible de créer une illumination artificielle directement sur le miroir primaire du télescope sans passer par un écran. Cela permet de produire un faisceau pour l'étalonnage dont le champ pourra être préalablement caractérisé sur un banc optique, et dont la stabilité est supérieure aux autres types de sources lumineuses car il n'y a pas d'éléments optiques additionnels qui s'interposent entre la source étalonnée et le télescope, et qui pourraient dégrader la stabilité du système.

Le dispositif conçu pour le CFHT dans le cadre de SNLS est nommé SNDICE, l'acronyme de SuperNova Direct Illumination Calibration Experiment. Ce dispositif constitue une R&D d'étalonnage instrumental du télescope par l'illumination de LEDs étalonnées en flux. Ce projet peut se résumer en deux étapes clés : la première consiste à étalonner le faisceau lumineux de chacune des LEDs en utilisant des photodiodes étalonnées par des instituts de standards. La seconde consiste à installer cette source lumineuse composite sur le télescope du CFHT pour l'étalonner à son tour. Une étape qui se caractérise par deux objectifs :

- Le suivi régulier des variations de la réponse du télescope, avec pour objectif une précision de l'ordre du pour mille sur une période de plusieurs années.
- L'étalonnage du télescope avec une précision de 2‰ dans le visible, ce qui correspond aux incertitudes sur l'étalonnage d'une photodiode étalonnée par le NIST.

Ces deux objectifs s'appuient donc sur :

- Un standard du NIST.
- Une source lumineuse multi-longueurs d'ondes stable constituée de 24 LEDs.
- Le banc optique en laboratoire pour le transfert de l'étalonnage.
- Une photodiode installée au plan focal, appelée CLAP (*Cooled Large Area Photodiode*), pour un contrôle redondant des flux.
- Une simulation optique du télescope ajustée à partir de données SNDICE.

Ce chapitre présente et justifie les choix qui ont motivés le *design* de l'instrument. En particulier, celui des LEDs, et de l'illumination directe. Il décrit ensuite les différents éléments qui composent le dispositif.

### 3.1 Concepts de SNDICE

Dans le cas de l'illumination classique d'un télescope, la lumière qui tombe dans un pixel de coordonnée  $(x, y)$  dans le plan focal provient d'une infinité de rayon lumineux couvrant toute l'ouverture du télescope (au CFHT, le miroir primaire). La lumière collectée par chaque pixel intègre donc tous les angles d'acceptance du télescope.

Avec une source ponctuelle placée à une distance finie ce n'est pas le cas. A chaque pixel correspond un fin pinceau de lumière et un angle d'incidence moyen de ce pinceau sur le plan focal. Cette "bijection" entre le pixel  $(x, y)$  et l'angle d'incidence  $(\theta_x, \theta_y)$  sur le plan focal dépend de la position relative de la source par rapport au télescope. Cette configuration, caractéristique du dispositif SNDICE, permet donc de décomposer la réponse du télescope à un front d'onde émis par une source quasi-ponctuelle : chaque pixel joue le rôle d'un détecteur élémentaire.

#### 3.1.1 Illumination partielle et espace de phase

A la différence des trois dispositifs présentés dans le premier chapitre qui utilisent des éléments optiques additionnels pour générer le champ plat illuminant le télescope, le dispositif SNDICE privilégie le choix d'une source quasi ponctuelle illuminant directement le miroir primaire. La différence porte sur la source lumineuse, les LEDs, et sur le mode d'illumination : une illumination directe et partielle du miroir.

L'émission lumineuse d'une source ponctuelle à une distance finie est beaucoup plus simple à caractériser que celle d'un écran. D'abord, le faisceau est entièrement décrit par son intensité  $I(\theta)$  qui peut être cartographiée simplement en deux dimensions en utilisant une photodiode. La propagation de la lumière est simple à décrire, car il existe une relation point à point entre une position du plan focal et un angle solide du faisceau. L'irradiance au point  $\vec{x}$  du plan focal est donnée simplement par :

$$E(\vec{x}) = I(\vec{\theta}) \left| \frac{\partial \vec{x}}{\partial \vec{\theta}} \right| \quad (3.1)$$

Il n'y a pas d'intégration nécessaire, et la relation entre l'intensité du faisceau et l'illumination au plan focal est directe.

L'illumination partielle du miroir est illustrée par la figure 3.1. Le faisceau d'une LED produit une illumination partielle de la pupille d'entrée du télescope (à gauche) tout en éclairant complètement et uniformément le plan focal (à droite). Cela permet de décomposer l'espace des phases de la transmission de l'optique du télescope en fonction de la zone du miroir éclairée et de la couleur de la source.

#### 3.1.2 Stabilité de l'illumination directe

Pour atteindre un étalonnage précis au niveau du ‰, il faut être capable de suivre les variations de réponse de l'imageur avec une précision de 0.1‰ sur une période de plusieurs années. Cela détermine l'objectif de reproductibilité de l'illumination produite par SNDICE. Cet objectif est ambitieux, d'une part parce que les sources lumineuses vieillissent (par exemple, une lampe halogène a une durée de vie de 500 heures au cours desquelles elle se dégrade continuellement (Doi & al., 2010)), et d'autre part parce que la plupart des sources lumineuses sont intrinsèquement instables (comme par exemple le laser Ekspla NT242 OPO utilisé pour l'étalonnage instrumental de PanStarrs et pour lequel il est constaté des variations d'intensité pulse à pulse (Stubbs & al., 2010)).



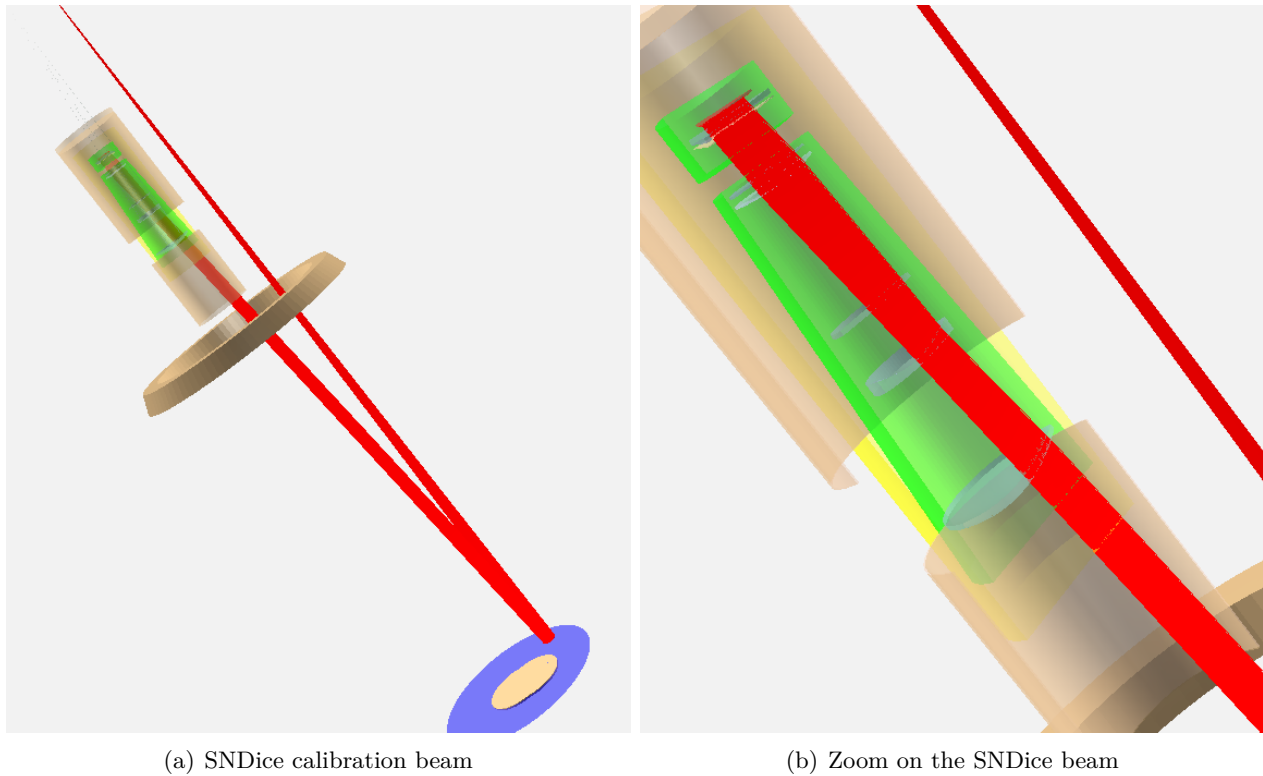


FIGURE 3.1 – Schéma d'un éclairage de MegaCam par SNDICE. La LED est située à 17 m au dessus du miroir primaire. Elle éclaire une zone circulaire  $\sim 60$ -cm du primaire. Le système d'illumination génère un faisceau conique émis par un émetteur Lambertien, qui produit une illumination proche d'un champ plat au plan focal. le système est équipé de moteur pour déplacer la source lumineuse et synchroniser sa position avec celle du télescope. A gauche : vue complète. A droite : zoom sur MegaPrime. On peut distinguer les quatre lentilles, la fenêtre du cryostat et le plan focal.

La réalisation d'un système d'illumination intrinsèquement stable (à 0.01%) sur toute la durée d'existence de l'expérience implique de s'assurer que chaque composant du dispositif atteint la précision nécessaire. Il est donc utile de limiter au maximum les éléments optiques intermédiaires (sphère intégrante, écran, miroir, etc) entre la source et le miroir primaire du télescope car ces composants additionnels pourraient dégrader la précision si leurs propriétés optiques se modifiaient avec le temps sans qu'il soit possible de les caractériser.

Même si le système d'illumination est stable, un système de suivi indépendant est nécessaire, afin de détecter les variations *petites et inattendues* de la réponse de l'imageur. Afin d'être robuste, le suivi doit être redondant. En particulier, il est recommandé de suivre non seulement l'illumination mais aussi l'électronique qui contrôle le système (cf. chapitre 2).

### 3.1.3 Uniformité du faisceau et étalonnage en flux

Avec l'illumination directe, les photons se propagent librement entre la source et le miroir primaire. Puisque l'illumination délivrée ne dépend que de facteurs géométriques (essentiellement la distance entre la source et le primaire), il suffit d'étalonner le faisceau en un point pour le connaître en tout point à partir de considérations géométriques.

Cet étalonnage de SNDICE s'appuie sur une référence radiométrique standard (les photodiodes étalonnées par le NIST et le DKD). Idéalement, une photodiode étalonnée devrait être placée au plan focal, près des CCDs, afin de mesurer directement l'illumination au plan focal. Cela n'est pas possible avec les imageurs déjà en place, cependant il est possible de placer une photodiode (la CLAP) sur le chemin optique, en l'occurrence, en avant des filtres, sur le côté.

## 3.2 Description du dispositif SNDICE

Le dispositif doit accomplir deux tâches : (1) un suivi précis au ‰ des variations de réponse de l'instrument au cours du temps, c'est-à-dire, le suivi de la réponse de la caméra (gains et efficacité quantique) et le suivi de la transmission des filtres en fonction de la position, et (2), utiliser les données du suivi pour ancrer la réponse du télescope sur l'étalonnage d'un standard du NIST.

SNDICE est constitué de trois éléments : (1) une source lumineuse, (2) des photodiodes qui contrôlent en temps réel l'illumination et la CLAP, la photodiode refroidie et polarisée, qui permet un suivi de la qualité de l'étalonnage, et (3) un banc optique en laboratoire qui permet de caractériser les composants, avant l'installation sur le télescope.

Deux prototypes identiques de la source lumineuse ont été construits. Afin de s'adapter à l'agenda d'observations du CFHTLS (achevé début 2009), l'un des démonstrateurs a été installé dès 2008 sous le dôme du CFHT, pour effectuer un suivi du télescope concomitant aux observations du CFHTLS. Il a été étalonné à partir d'une photodiode fournie par l'institut allemand d'étalonnage, le Deutscher Kalibrierdienst (DKD)<sup>1</sup>, qui rapporte une incertitude initiale de 4%. L'autre prototype a été gardé au laboratoire pour effectuer son étalonnage avec une photodiode NIST, reçue ultérieurement, après la fin du CFHTLS, et possédant, elle, un étalonnage avec une incertitude de 2‰. L'ensemble de l'étalonnage en laboratoire présenté dans cette thèse a donc été effectué sur ce second prototype alors que l'ensemble de l'analyse *in situ* correspond à des mesures obtenues avec le premier. L'étalonnage final du démonstrateur installé au CFHT sera effectué *a posteriori*, lorsqu'il sera démonté du télescope (prévu à l'automne 2012) et ramené sur le banc optique en

1. Il s'agit d'une photodiode Gigahertz Optic MD-37-SU13, carrée, de côté 3.6-mm.

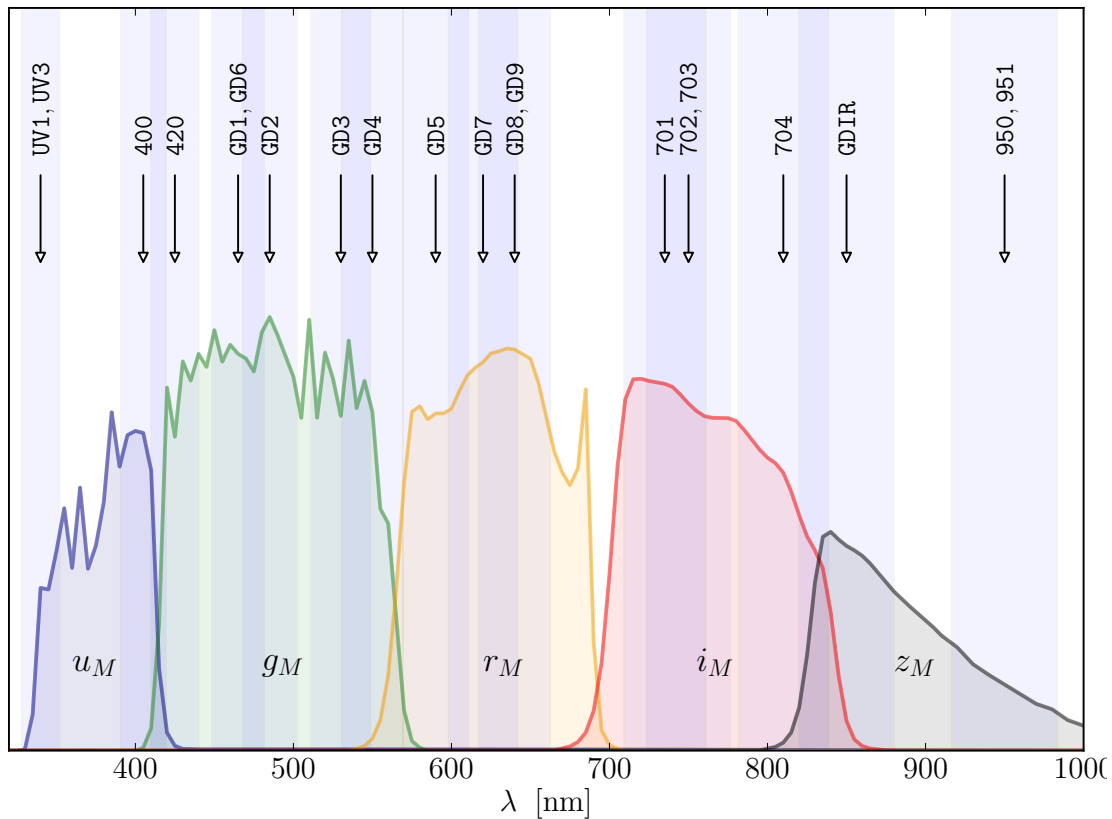


FIGURE 3.2 – Recouvrement des filtres MegaCam par les LEDs. Les noms donnés aux LEDs combinent les informations sur la longueur d'onde et sur le "type" de LED (ie : information sur le constructeur). La longueur d'onde moyenne de chaque LED est représentée par une flèche. Les régions bleutées indiquent l'extension des spectres. Les filtres ne sont pas complètement échantillonnés par les LEDs. En 2008, lors de la fabrication du dispositif, aucune LED ayant une intensité suffisante n'était disponible autour 700 nm et de 900 nm.

laboratoire. Ce qui permettra également une vérification de la stabilité de la source après plus de 4 ans de fonctionnement.

### 3.2.1 Couverture de la bande passante

Par rapport aux autres sources disponibles, le choix des LEDs correspond à un compromis entre finesse spectrale et qualité de l'illumination. Les noms des LEDs sélectionnées pour couvrir la bande passante de MegaCam, ainsi que la longueur d'onde du pic de l'émission, sont indiqués sur la figure 3.2. Des LEDs dont le pic d'émission se situe autour de 700 nm et 900 nm n'existaient pas au moment de la fabrication des deux prototypes. Elles sont désormais disponibles.

### 3.2.2 La tête de LEDs

La source lumineuse contient 24 canaux étalonnés, chacun générant un cône lumineux. La figure 3.3 représente schématiquement le dispositif. C'est approximativement un volume de 10 cm×10 cm×25 cm, fait de 8 blocs d'aluminium, chacun percé de 25 ouvertures, permettant de définir une

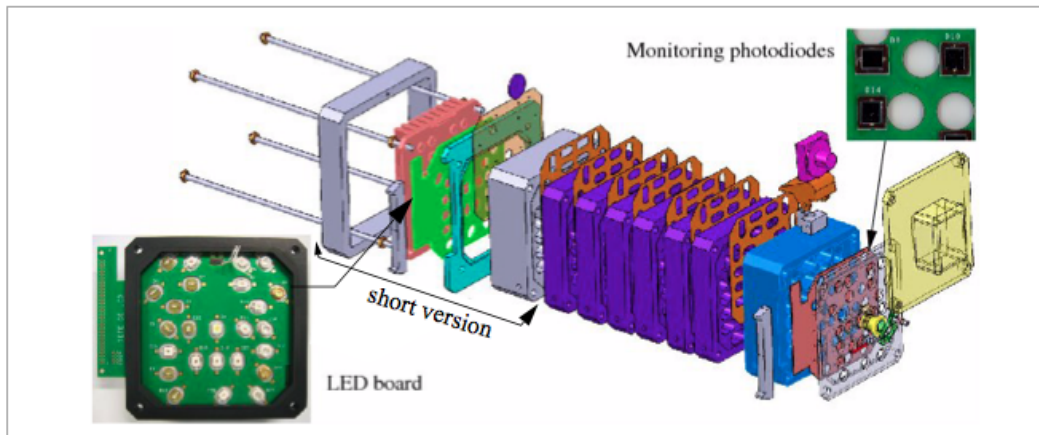


FIGURE 3.3 – Détails du montage de la source de LEDs SNDICE, aussi appelée "tête de LEDs". Les 25 LEDs sont collées sur une carte (photo de gauche) puis placées derrière une série de bloc d'aluminium qui définissent l'ouverture angulaire du faisceau lumineux. L'intensité de chacun des 24 faisceaux lumineux est suivi par une photodiode (photo en haut à droite).

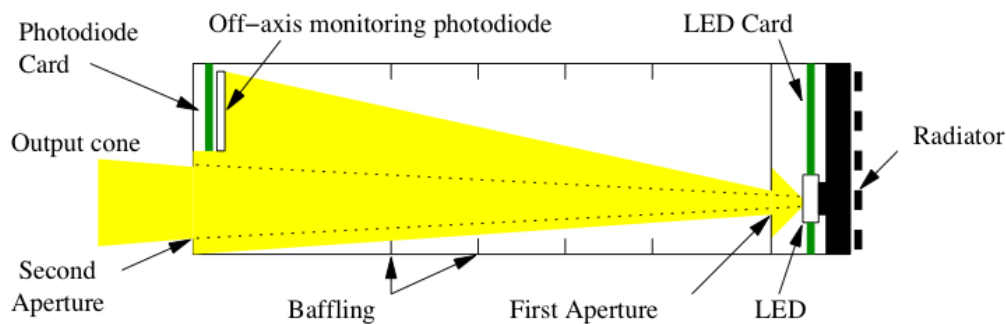


FIGURE 3.4 – Schéma d'un canal étalonné représentant le cône lumineux émis par une LED ainsi que la photodiode de suivi.

ouverture angulaire de l'illumination de  $1.5^\circ$  pour chaque canal, couvrant ainsi la totalité du plan focal de MegaCam.

Les LEDs sont collées à un radiateur en aluminium situé à l'arrière du dispositif, à une distance de 20 cm de la face avant. La température de ce radiateur est suivie par une sonde de température (une sonde PT 1000) qui permet de suivre les variations avec une précision de  $0.1^\circ\text{C}$ . Au bout de chaque canal est placée une photodiode de contrôle (Centronic OSD35-7 de  $5.8\text{ mm} \times 5.8\text{ mm}^2$ ), adjacente aux faisceaux (figure 3.4). Chaque LED est reliée à une carte électronique commune qui contrôle le courant dans chaque LED, la lecture des photodiodes de contrôle et de la sonde de température (figure 3.5). L'électronique utilisée est présentée dans le chapitre précédent, elle a démontré une stabilité de l'alimentation électrique à mieux que  $10^{-4}$  sur une gamme de température de quelques degrés.

La tête de LED est accrochée sous le dôme du télescope (figure 3.6) et produit un spot de 60 cm de diamètre sur le miroir primaire, représentant  $\sim 7\%$  de sa surface. Un mécanisme à deux moteurs contrôle l'altitude et l'azimut de la source lumineuse et permet de cartographier tout le miroir

2. <http://www.centronic.co.uk>

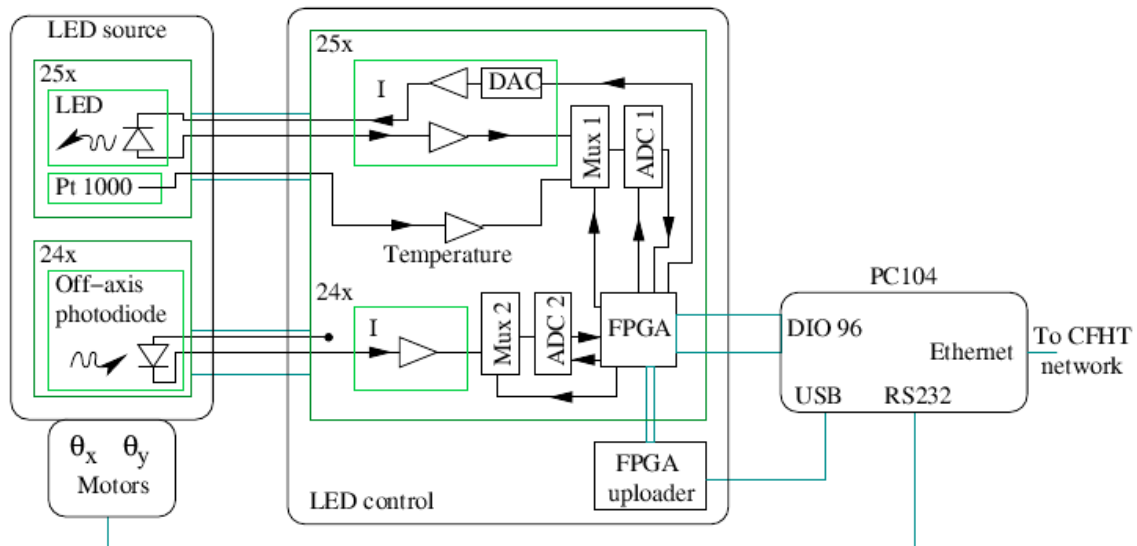


FIGURE 3.5 – La carte électronique est connectée à un PC104 relié au réseau du CFHT.

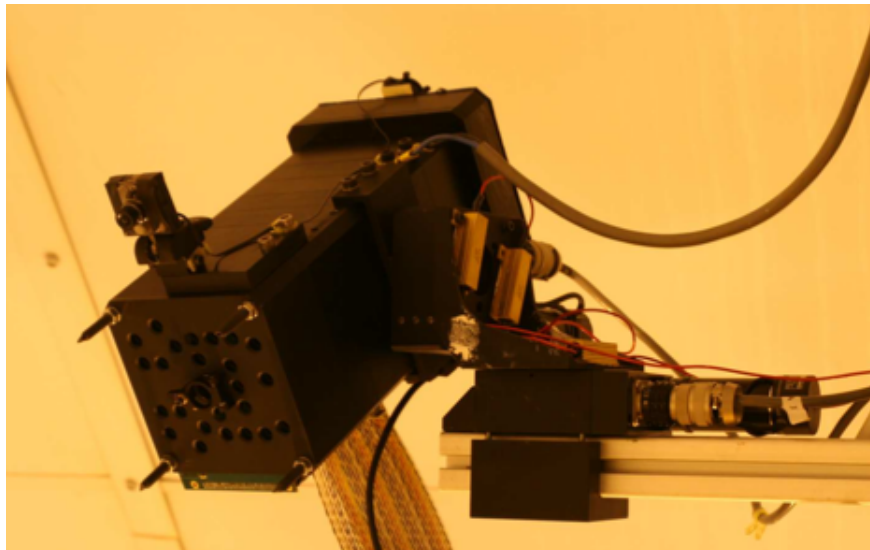


FIGURE 3.6 – Photo de SNDICE accroché à une passerelle sous le dôme du CFHT. Une webcam est installée sur le dispositif.

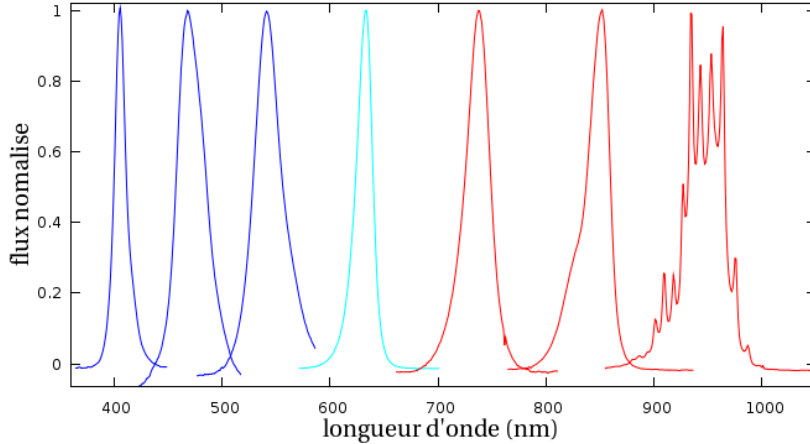


FIGURE 3.7 – Spectres normalisés de 7 LEDs allant de l’UV au proche IR. La LED dont l’émission est centrée à 950 nm présente un spectre dentelé lié à la texture de surface du semi-conducteur.

en coordonnant les déplacements du télescope et de la tête de LED (le protocole d’alignement de l’illumination avec l’axe optique du télescope est décrit dans la partie 6.1.4).

### Canaux étalonnés

La forme du spectre dépend de la longueur d’onde moyenne de la LED car différentes couleurs de lumière émise correspondent à différents semi-conducteurs et dopages. La figure 3.7 montre le spectre normalisé par le courant pour une sélection de 7 LEDs parmi les 24 disponibles. L’ensemble des spectres est compris entre 300 nm et 1000 nm. La forme comme la largeur à mi-hauteur du spectre varie d’une LED à l’autre.

Les LEDs ont été sélectionnées de sorte à ce que au moins 3 LEDs couvrent chaque filtre. En particulier, les bords bleu et rouge de chacun d’eux (la figure 3.2 indique la distribution des LEDs sur l’ensemble de la bande passante). Il n’y a pas de LED proche de la coupure rouge du filtre  $r_M$  ( $\approx 690$  nm) et de la coupure bleue du filtre  $i_M$  ( $\approx 700$  nm). En effet, contrairement à aujourd’hui, il n’existait pas en 2008 de LED commerciale disponible dans cette zone du spectre électromagnétique. Il faut cependant noter qu’il est possible d’utiliser les queues de spectre de GD8 et GD9 pour caractériser le bord bleu de  $i_M$  et 701 pour caractériser le bord rouge de  $r_M$ . Il faut alors prendre en compte la faiblesse du flux transmis dans ces zones des bandes passantes de  $i_M$  et  $r_M$  en allongeant le temps de pose.

Les propriétés principales des LEDs sont résumées par la table 3.1. Ces LEDs proviennent de 4 fabricants différentes. La plupart des LEDs commerciales sont équipées d’une lentille hémisphérique. Notre sélection privilégie les LEDs dites "flat-top", c’est-à-dire, sans encapsulant, pour obtenir une meilleure garantie d’émission lambertienne. La zone émettrice de ces LEDs couvre une surface de l’ordre de  $700\mu m \times 700\mu m$ . La forme du faisceau dépend du réflecteur ajouté sur la zone émettrice, de sa texture, sa forme et son épaisseur. En particulier, si la taille caractéristique des rugosités est inférieure au  $\bar{\lambda}$  d’émission, les réflexions internes peuvent faire apparaître un spectre dentelé comme observé sur les deux LEDs émettant à 945 nm et 950 nm (cette dernière est représentée à droite sur la figure 3.7).

TABLE 3.1 – Caractéristiques des LEDs.

LED	$\lambda$ (nm)	LED	LED type	nominal current (mA)	max current (mA)	channel #
GD0	–	ZWW5SG <sup>‡</sup>	flat top	30	500	0
UV0	383	T9F31C <sup>⊙</sup>	flat top	15	20	8
UV2	312	S8D31C <sup>⊙</sup>	hemispheric	15	20	4
UV1	385	T9F34C <sup>⊙</sup>	flat top	15	20	21
UV3	340	S8D34C <sup>⊙</sup>	hemispheric	15	20	24
400	405	S8D40 <sup>⊙</sup>	hemispheric	17.5/262.5	350	14
420	425	S8D42 <sup>⊙</sup>	hemispheric	17.5/262.5	350	16
GD1	462	LBW5SG <sup>‡</sup>	flat top	25/375	500	10
GD6	464	LBW5SG <sup>‡</sup>	flat top	25/375	500	23
GD2	470	LBW5SM <sup>‡</sup>	flat top	25/375	500	3
GD3	530	LTW5SM <sup>‡</sup>	flat top	25/375	500	7
GD4	528	LTW5SG <sup>‡</sup>	flat top	25/375	500	13
GD5	590	LYW5SM <sup>‡</sup>	flat top	25/375	500	20
GD7	625	LAW5SM <sup>‡</sup>	flat top	25/375	500	19
GD8	632	LRW5SM <sup>‡</sup>	flat top	25/375	500	18
GD9	634	LRW5SM <sup>‡</sup>	flat top	25/375	500	2
701	733	SMC735 <sup>*</sup>	flat top	30	50	12
702	750	SMC750 <sup>*</sup>	flat top	30	50	9
703	732	SMC750 <sup>*</sup>	flat top	30	50	22
704	803	SMC810 <sup>*</sup>	flat top	30	50	1
GDIR	850	SFH 4230 <sup>‡</sup>	flat top	25/375	1000	15
950	954	SFH 4203 <sup>†</sup>	flat top	75	100	17
951	951	SFH 4203 <sup>†</sup>	flat top	75	100	5

<sup>‡</sup> Golden Dragon<sup>®</sup> LED, OSRAM Opto Semiconductors GmbH – [http://www.osram-os.com/osram\\_os](http://www.osram-os.com/osram_os)

<sup>†</sup> OSRAM Opto Semiconductors GmbH – [http://www.osram-os.com/osram\\_os](http://www.osram-os.com/osram_os)

<sup>⊙</sup> Seoul Semiconductor Co., Ltd – <http://www.acriche.com>

<sup>\*</sup> Marubeni – <http://tech-led.com>

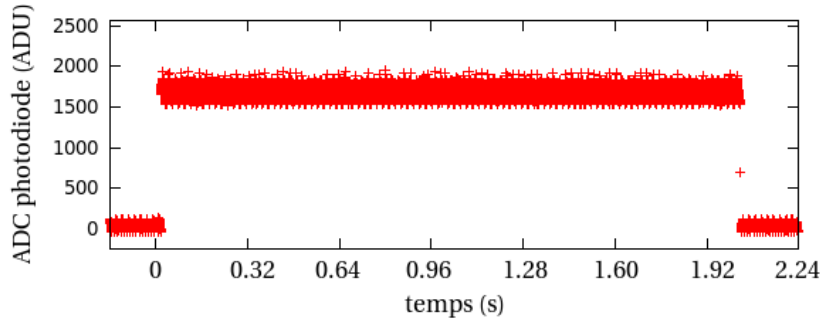


FIGURE 3.8 – Réponse d’une photodiode non polarisée à un pulse lumineux de 2 secondes. L’ADC de la photodiode échantillonne le signal à une fréquence de 16 kHz : le temps de montée du photocourant est plus rapide que la fréquence d’échantillonnage (la constante de temps de lecture du photocourant par un amplificateur opérationnel est nettement plus importante que les constantes de temps de la photodiode elle-même, que ce soit celles associées à la collection des électrons par diffusion ou bien par dérive, cf. 2.3.2).

**Echantillonnage temporel** L’électronique de contrôle des LEDs comporte un mode pulsé qui joue le rôle d’un obturateur électronique dont la résolution temporelle peut être évaluée par les photodiodes de contrôle qui échantillonnent le signal à une fréquence de 16 kHz. Il est observé que la durée du front de montée ou de descente d’un pulse est inférieure à  $100 \mu\text{s}$  (figure 3.8). Dans le cas des illuminations des LEDs au télescope, cet échantillonnage est suffisamment rapide pour offrir la possibilité d’utiliser les photodiodes de contrôle pour mesurer la durée des pulses lumineux plutôt que l’obturateur de la caméra Megacam dont la précision est de l’ordre de la milliseconde (par exemple, pour des tests de linéarité de la réponse de la caméra).

### 3.2.3 Faisceau collimaté : la "planète artificielle"

Un canal spécial, appelé "planète artificielle", est utilisé pour aligner l’axe optique de la tête de LED relativement à l’axe optique du télescope. Ce canal est situé au centre de la carte LED (photo de la figure 3.3). La lumière est générée par une LED de couleur blanche pour pouvoir être utilisée avec tous les filtres de MegaCam. Devant cette LED est placée une lentille convergente qui focalise le faisceau. Le spot produit au niveau du plan focal de MegaPrime mesure  $\sim 250$  pixels de large. Sa position est une mesure directe de l’angle entre l’axe du télescope et l’axe du faisceau de cette LED (cf. § 6.1.4). Elle est connue avec une précision de 3 arcsecondes, ce qui est légèrement mieux que la précision des moteurs (9 arcsec).

Ce second mode d’illumination permet l’alignement de l’axe optique du dispositif avec celui du télescope et il permet aussi de sonder la géométrie du télescope à partir des positions sur le plan focal des réflexions secondaires du spot généré par le faisceau collimaté. La figure 3.9 illustre ce second mode et la méthode permettant de déduire les positions des différents éléments optiques. Ces positions sont déduites à partir de la comparaison des reflets observés et des positions des spots primaire et secondaires prédites par l’optique géométrique. La figure indique par des cercles verts les prédictions du modèle, superposées à une image, les "+" indiquent les surfaces des éléments optiques situées coté plan focal et un "-" indique l’autre côté.

### 3.2.4 La CLAP

La CLAP (*Cooled Large Area Photodiode*) comprend une photodiode Hamamatsu S3477 carrée de 5.8mm de côté et une électronique de lecture intégrée. L’électronique intègre dans un boîtier



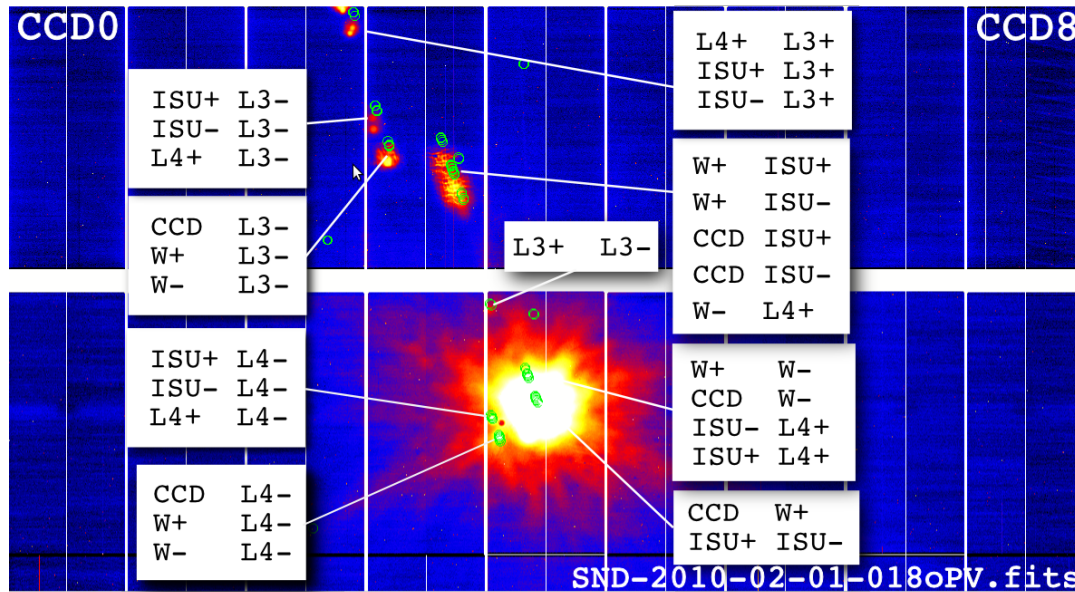


FIGURE 3.9 – Image de la planète (run 2011-02-01, exposition 018, axes optiques non alignés) superposée aux prédictions du modèle de l'optique du télescope (cercles verts). La tache centrale brillante contient la lumière directe, plus quelques réflexions, essentiellement des surfaces proches (le contraste est amplifié pour visualiser les réflexions secondaires). Seules les réflexions les plus importantes sont indiquées. Les surfaces optiques sont indiquées par le nom de l'objet (Window (W), ISU, L1 - L4) et un "+" pour la surface la plus proche du plan focal, et un "-" pour l'autre.

compact pouvant prendre place à proximité du plan focal les deux étapes d'un picoampèremètre commercial, un préamplificateur LCA (*low current preamplifier*) et un amplificateur double gain sur un ASIC CMOS<sup>3</sup>. Elle a été étalonnée par rapport à un détecteur standard du DKD puis installée au CFHT devant les filtres de MegaCam pour permettre une mesure de la transmission optique<sup>4</sup>. La grande surface collectrice est importante afin de mesurer les faibles intensités lumineuses au plan focal du télescope.

Pour augmenter encore sa sensibilité, elle est polarisée en inverse (cf. chapitre précédent) ce qui a pour effet d'augmenter la taille de la zone photosensible et donc la lumière collectée. Dans ce mode, le courant d'obscurité est plus important. La CLAP est donc refroidie par un module Peltier afin de le diminuer.

La lecture du photocourant généré dans la photodiode est effectuée par l'amplificateur de courant ultra bas bruit ( $3\text{fA}/\sqrt{Hz}$ ) conçu au laboratoire. L'ensemble est relié à une carte *back-end* pour la numérisation et l'acquisition du signal. Cette carte est similaire à celle utilisée pour le contrôle des LEDs, le DAC génère le courant Peltier pour le refroidissement de la photodiode, et l'ADC mesure la tension de sortie après son amplification.

3. Les spécifications de cette électronique de lecture incluent une sensibilité de 10 fA, une gamme dynamique de 18-bit, une stabilité de la ligne de base et du gain de 0.2% sur une année et une faible consommation d'énergie.

4. L'électronique de la CLAP a été conçue pour pouvoir être placée dans le cryostat, mais cela n'a pas été possible avec MegaCam.

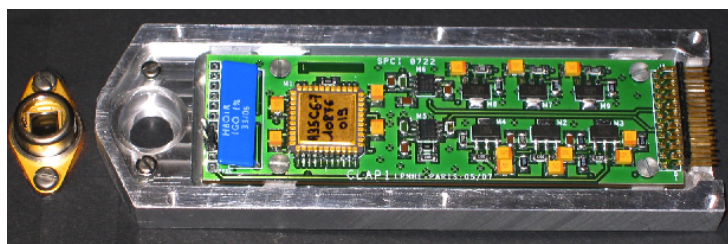


FIGURE 3.10 – Photo de la CLAP (à gauche, dans le cryostat) et de son électronique de lecture placé dans un boîtier.

### Test du bruit de lecture de la CLAP

Le bruit de lecture de la CLAP est mesuré afin de confirmer le potentiel en précision de ce mode de fonctionnement. La réponse de la chaîne d’amplification est stable : elle a été testée en mesurant la tension de sortie résultant d’une impulsion carrée de 100 pA avec deux capacités de *feedback* différentes, 1.5 pF et 3.3 pF (figure 3.11). La mesure du temps de montée est en accord avec le paramètre obtenu par l’ajustement sur le front de montée.

La mesure du spectre de bruit du préamplificateur est mesurée avec différentes capacités d’entrée (figure 3.11). Ce spectre de bruit est cohérent avec le modèle de bruit de l’amplificateur, étant donné une résistance de *feedback* de  $R_f = 1G\Omega$  et une capacité de *feedback*  $C_f = 2 pF$ . La capacité de *feedback* a été choisie de sorte à minimiser le rapport signal sur bruit avec la capacité d’entrée de la photodiode (330 pF). Les effets de dérive thermique sur le bruit sont négligeables (Barrelet, 2007).

## 3.3 Métrologie de SNDICE

Les étapes conduisant à un étalonnage du télescope sont résumées par le schéma 3.12. Le standard primaire de l’étalonnage de SNDICE repose sur une photodiode du NIST dont l’étalonnage est transmis aux LEDs du dispositif conservé au laboratoire. Cet étalonnage comprend deux étapes : un étalonnage en flux et un étalonnage en longueur d’onde. La tête de LED et la CLAP installées au CFHT ont été étalonnées par rapport à la photodiode DKD, la seule disponible à ce moment là. L’étalonnage de la CLAP consiste à utiliser la lumière émise par les LEDs et sélectionner une longueur d’onde à l’aide d’un monochromateur pour éclairer tour à tour la CLAP et la photodiode DKD. Cette photodiode DKD a par la suite été ré-étalonnée par rapport à la photodiode NIST (cf. 4.3.3).

### 3.3.1 Chaîne de l’étalonnage photométrique du *National Institute of Standard and technology* (NIST)

L’étalonnage du flux lumineux des LEDs est rattaché à l’étalonnage de 2 instituts, le DKD et le NIST. Le second, le NIST, fournit un étalonnage précis à quelques ‰ (cf. 3.3) et publie une documentation détaillée de son protocole.

L’institut américain NIST est chargé au niveau international du maintien de l’unité d’intensité lumineuse, le Candela. La chaîne de transfert de l’étalonnage, depuis le standard primaire jusqu’au détecteur fourni au client comprend tout une série de photodiodes, utilisées en mode photovoltaïque et non-refroidies.

L’étalonnage en puissance optique est effectué à partir d’un dispositif de type ESR (Electrical Substitution Radiometer) (Gentile & al., 1996b). La chaîne de l’étalonnage comprend en tout trois

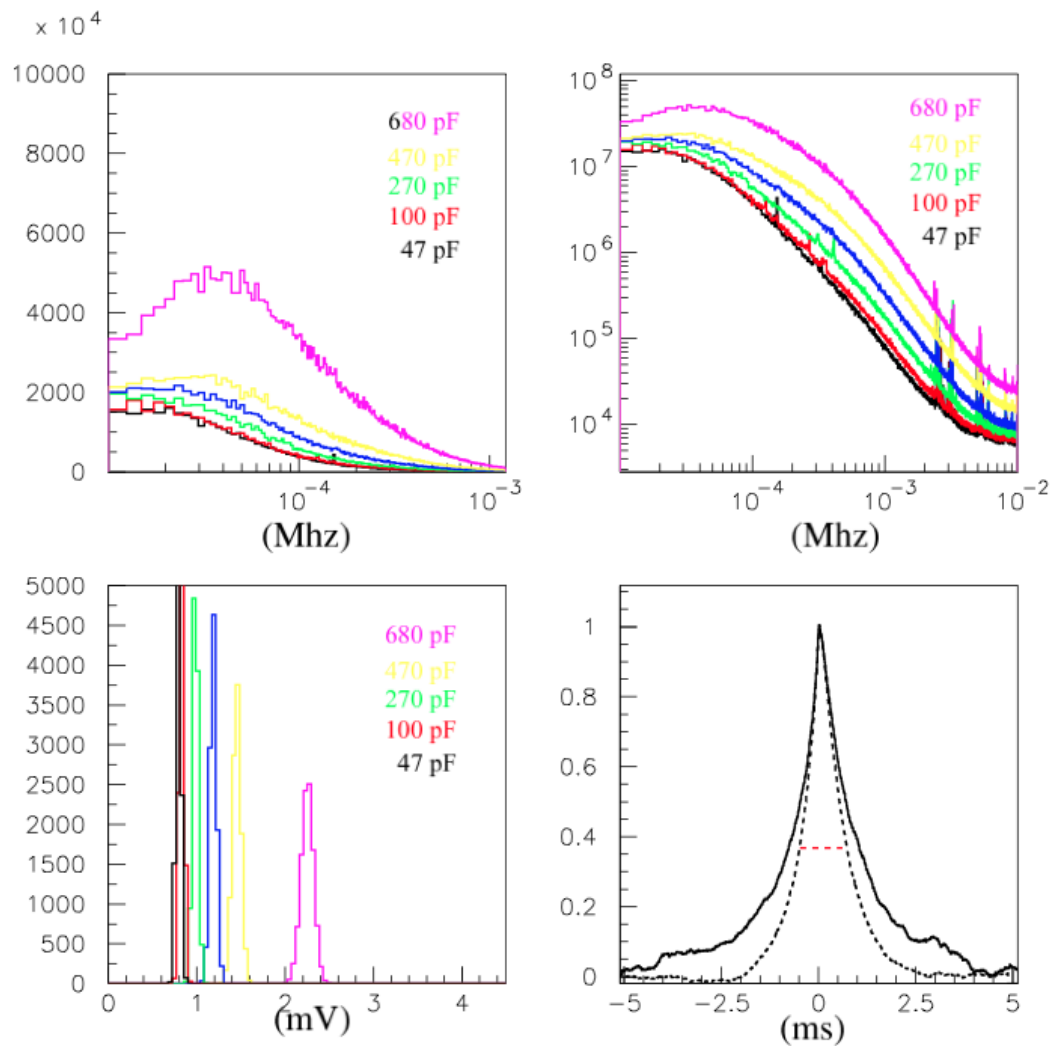


FIGURE 3.11 – En haut : spectre du bruit en sortie du préamplificateur pour différentes capacités d'entrée ( $C_{in}$  de 47 pF à 680 pF, échelle linéaire à gauche et log à droite). En bas à gauche : bruit en sortie de l'amplificateur (RMS des tensions). En bas à droite : fonction d'autocorrélation à  $C_{in} = 680$  pF. La capacité choisie ( $C_f = 2$  pF) optimise le signal sur bruit mais dégrade sensiblement la résolution temporelle par rapport au choix initial de 1 pF.

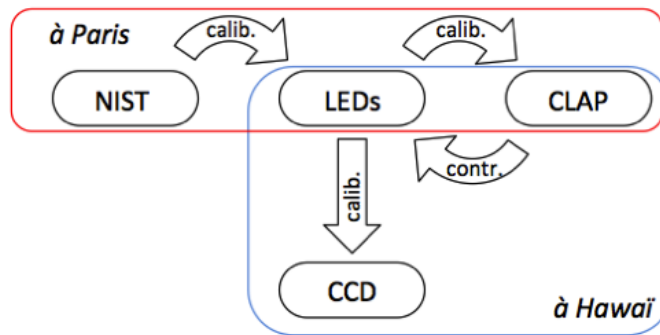


FIGURE 3.12 – Schéma du transfert de l'étalonnage du standard du NIST jusqu'au plan focal du télescope : la photodiode NIST sert à étalonner les LEDs, qui sont ensuite utilisées comme source étalonnée pour l'étalonnage de la CLAP. LEDs et CLAP constituent le dispositif pour l'étalonnage direct du télescope : la CLAP mesure la transmission des éléments optiques et permet ainsi l'étalonnage de la caméra CCD.

étapes : l'ESR constitue un standard primaire par rapport auquel est étalonné un détecteur de transfert appelé *trap detector*. Ce détecteur permet ensuite d'étalonner une photodiode qui est utilisée pour étalonner les photodiodes des clients.

### Standard primaire

Le standard primaire réalise et maintient l'unité de puissance optique qui sert de base aux unités photométriques en comparant une radiation optique à une puissance électrique équivalente (Gentile & al., 1996a), (Larason & al., 1996). Le flux lumineux d'un laser accordable (une photodiode de *feedback* est utilisé pour contrôler un régulateur de puissance, la stabilité relative est de 0.01 % à 800- $\mu$ W) chauffe une cavité placée dans un cryostat à 4.2°K, puis le faisceau du laser est bloqué et la cavité est alors chauffée par une résistance électrique de manière à obtenir une température identique. La puissance optique est donnée par  $\phi = i^2 R$  (Larason, 2008). L'incertitude relative combinée de la mesure est de 0.021%, dominée par l'incertitude sur la transmission de la fenêtre du cryostat.

### Standard de transfert

L'étape suivante consiste à placer un dispositif constitué de six photodiodes en disposition *light trapping* (figure 3.13) devant le faisceau pour effectuer la mesure de la même puissance optique et obtenir la courbe de responsivité du détecteur (Brown, 2006), (Fox, 1991). L'efficacité quantique externe de ces photodiodes est mesurée avec une incertitude relative combinée inférieure à 0.04%. La réflectance du détecteur est aussi mesurée, ce qui permet d'extraire l'efficacité quantique interne à partir des données (Gentile & al., 1996b).

### Standard de travail

L'étalonnage est ensuite transféré à plusieurs photodiodes qui serviront de référence pour étalonner les détecteurs des clients, ou DUT (*Device Under Test*). Le dispositif est schématisé sur la figure 3.14. La réponse du détecteur client à une illumination par lampe quartz-halogène est comparée à celle des standards de travail. Ceux-ci sont étalonnés tout les 12 ou 18 mois, ce qui

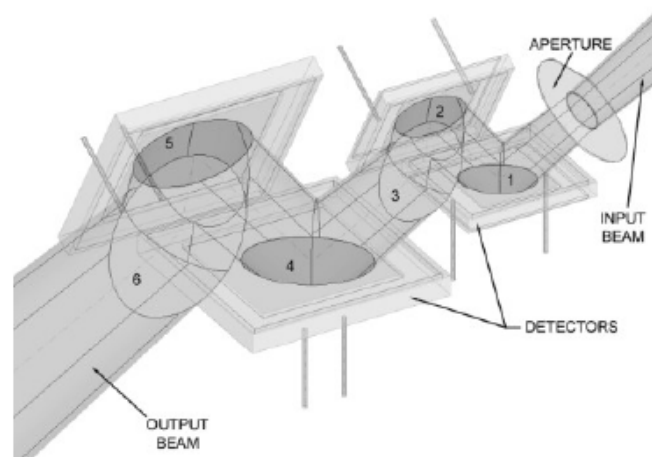


FIGURE 3.13 – *Transfer Standard*. Un tunnel de 6 photodiodes permet d’absorber les photons réfléchis sur la photodiode suivante afin de maximiser la collection du rayonnement. Elles sont connectées en parallèle afin d’additionner les photocourants.

permet d’étudier leur stabilité. Les standards de travail ont une fenêtre en quartz ce qui les rend plus stables que les standards de transfert<sup>5</sup>.

Le détecteur pour SNDICE est une photodiode Hamamatsu S2281 silicium ayant une zone active circulaire de 1 cm de diamètre. Elle est étalonnée en mesurant sa courbe de responsivité ( $R_\lambda$ ) par pas de 4 nm entre 200 nm et 1100 nm (figure 3.15). La sensibilité d’une photodiode est définie par son efficacité quantique (Q.E.) qui représente le rapport du nombre d’électrons générés sur le nombre de photons incidents (lorsqu’il est exprimé en Ampère/Watt, il est appelé responsivité). Il s’obtient en multipliant la Q.E. par la charge électrique ( $e$ ) et en divisant par l’énergie d’un photon à une longueur d’onde donnée :

$$R_\lambda = \frac{Q.E.(\%) \lambda e}{hc}$$

### 3.3.2 Transfert de l’étalonnage du NIST à SNDICE sur banc spectro-photométrique

Un banc permettant la spectrométrie et la photométrie de SNDICE est installé au LPNHE afin de transférer l’étalonnage en flux de la photodiode du NIST (1) aux LEDs et (2) à la CLAP. Ce banc est constitué d’un marbre de 2.5 m de long installé dans une enceinte opaque et refroidie par un caisson climatique extérieur relié à cette boîte noire par un système de ventilation. Le dispositif permet d’atteindre, au niveau de la tête de LEDs, les températures les plus basses enregistrées dans le dôme du télescope (soit  $\approx 0^\circ C$ ).

#### Photométrie des LEDs

L’étalonnage radiométrique intégral est effectué en réalisant une carte d’intensité de radiation ( $W/sr$ ), obtenue à partir de la carte d’irradiance  $E(W/m^2)$  mesurée dans des plans perpendiculaires au faisceau et en utilisant le fait que le flux décroît comme le carré de l’inverse de la distance. Pour la géométrie du banc (figure 3.16), ce facteur de normalisation dû à la distance LED-photodiode

5. Les standards de transfert n’ont pas de fenêtre, cela poserait des problèmes d’interférences lors de l’étalonnage primaire.

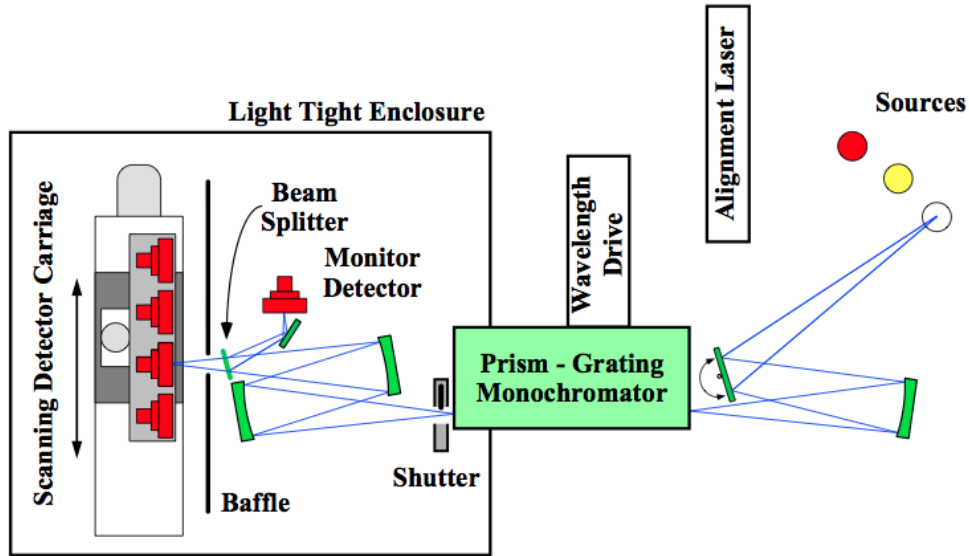


FIGURE 3.14 – Schéma du dispositif (appelé SIRCUS : Spectral Irradiance and Radiance Responsivity Calibrations using Uniform Sources) servant au transfert de l'étalonnage. Les photodétecteurs sont placés sur un banc motorisé à l'intérieur d'une enceinte obscure. Le faisceau servant au transfert d'étalonnage est généré par une lampe quartz-halogène focalisée sur un monochromateur. Des détecteurs mesurent les fluctuations de la source.

est  $(\cos^3\theta/d^2)$ , où  $d$  est la distance entre la source et le plan du détecteur et  $\theta$  est l'angle entre le rayon lumineux et le plan de la cartographie.

Le dispositif pour effectuer l'étalonnage du champ lumineux consiste à placer les LEDs à une extrémité du banc en marbre et à cartographier le champ à différentes distances avec les photodiodes étalonnées placées face aux LEDs sur un bras articulé et motorisé.

### Spectrométrie des LEDs

Le banc de spectrométrie permet d'une part d'obtenir le spectre de chaque LED à différentes températures et au courant nominal de chacune, et d'autre part, il permet de transférer l'étalonnage d'une photodiode à une autre (de la photodiode DKD à la CLAP et de la photodiode NIST à la photodiode DKD) en utilisant les LEDs et le monochromateur comme source lumineuse stable et réglable en longueur d'onde.

Ce banc spectrométrique est obtenu en ajoutant sur le banc un monochromateur venant s'intercaler entre les LEDs et la photodiode NIST (au centre de la photo, figure 3.17). La tête de LEDs est fixée à un support mobile et motorisé qui permet d'automatiser le centrage du faisceau lumineux de chaque LED sur la fente d'entrée du monochromateur (à gauche). La précision et la répétabilité de ce centrage sont cruciales pour la qualité de l'étalonnage.

### 3.3.3 Etalonnage radiométrique du télescope inférieur au %

Le flux de référence pour l'étalonnage des CCDs est de l'ordre  $\Phi_{ref} \sim 100\text{pA}/\text{cm}^2$ . A ces niveaux de flux, les différences de mesures des différents calibres du pico-ampèremètre ne sont pas négligeables (cf. § 2.3.1). Cela implique qu'il est indispensable de lire avec le même calibre le signal vu par la photodiode éclairée et la mesure du courant d'obscurité. La dépendance du rapport signal

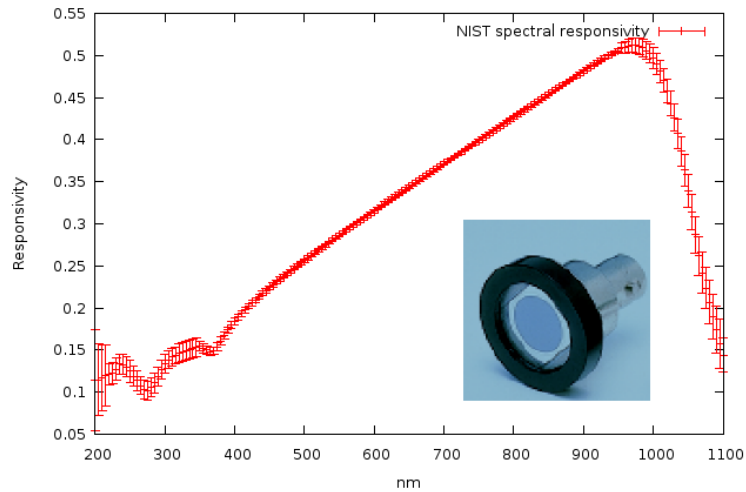


FIGURE 3.15 – Points de l'étalonnage (en A/W) de la photodiode NIST (photo). Les incertitudes relatives sont de 2‰ entre 450 nm et 900 nm (soit au moins 5 fois meilleurs que l'incertitude sur l'étalonnage des étoiles standards). Elles montent à 3% dans l'UV et l'IR.

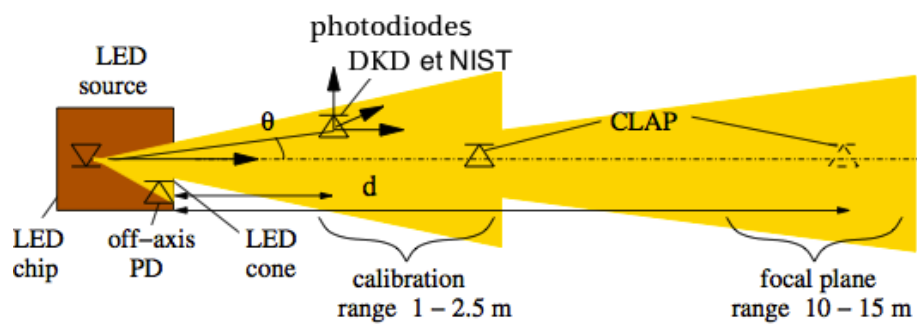


FIGURE 3.16 – Schéma du dispositif d'étalonnage du champ lumineux avec trois photodiodes. La photodiode NIST, la DKD et la CLAP effectue une cartographie 3D du champ dans un cône de  $2^\circ$ . Cela fournit la carte 2D de l'intensité (W/sr) d'une LED. L'extension du banc à une distance de 15 m permet de vérifier la précision de la réponse de la CLAP à bas flux.

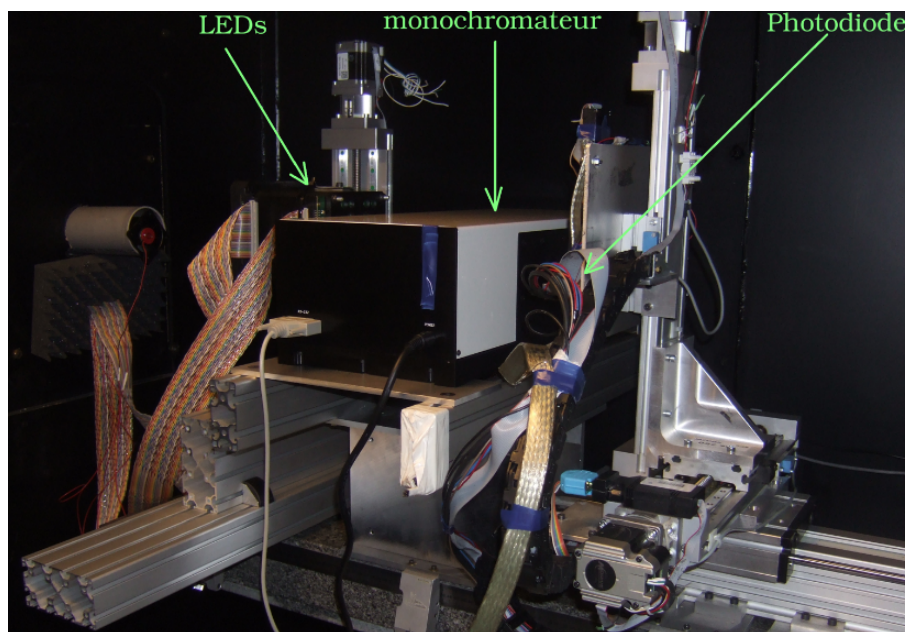


FIGURE 3.17 – Photo du dispositif pour la calibration spectrale des LEDs : chaque LED est placée tour à tour devant l’entrée du monochromateur (à gauche). La photodiode NIST est placée juste devant la fente de sortie de sorte que tout le faisceau soit contenu dans la zone active (à droite).

sur bruit en fonction du calibre et du flux indique aussi qu’il faut identifier pour chaque LED le calibre qui minimise le signal sur bruit tout en ayant une gamme dynamique suffisante.

Les LEDs sont installées devant la pupille d’entrée du télescope et la CLAP est placée à proximité du plan focal, sur le côté, juste devant les filtres (l’endroit le plus proche possible du plan focal où la CLAP pouvait se loger). Lorsque les axes optiques des LEDs et du télescope sont alignés, l’illumination produite au plan focal par une LED donnée est indépendante de la distance entre la source et le miroir primaire. Des LEDs au plan focal, la relation entre le champ de radiation et la carte d’irradiance dépend alors du facteur de *plate scale* et de la distance focal effective du télescope (figure 3.18).

### 3.4 SNDICE et la photométrie de très haute précision

Le rôle de SNDICE pour l’astronomie est de contribuer à atteindre une photométrie de très haute précision en fournissant un étalonnage relatif des bandes passantes de MegaCam plus précis que celui actuellement disponible. Cet étalonnage instrumental (§ 1.3.2) est un paramètre essentiel de l’étalonnage absolu des courbes de luminosité des SNIa de SNLS (section 1.3.1).

L’étalonnage en magnitude standard des courbes de lumière des SNIa suit une chaîne de comparaison depuis la mesure au pic de luminosité de la SNIa par MegaCam jusqu’à la magnitude dans le référentiel au repos exprimée dans la bande B du système standard (figure 3.19). Les étapes de comparaisons couvrent 7 ordres de grandeurs dans les 5 bandes de MegaCam. La précision des 2 premières étapes dépend de l’étalonnage relatif de MegaCam d’une bande à l’autre (de la mesure de luminosité dans le référentiel en mouvement à la magnitude dans le référentiel au repos), et d’un CCD à l’autre (des étoiles tertiaires aux étoiles secondaires). La précision de la mesure dans l’échelle



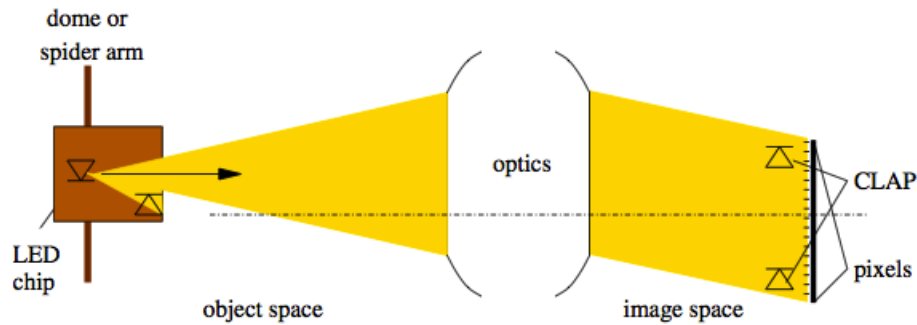


FIGURE 3.18 – (a) Dispositif pour l'étalonnage de la réponse du télescope. La photodiode étalonnée (CLAP) est placée à proximité du plan focal. La sensibilité électrique de l'imageur à l'illumination est exprimée en unité d'ADC par temps d'exposition (ADU/s) et la constante d'étalonnage pour chaque pixel, la sensibilité à la puissance radiée, est exprimée en (ADU/W · s).

standard dépend ensuite de l'étalonnage d'un autre instrument car le standard primaire est trop brillant pour être observé directement par MegaCam (la comparaison entre les 2 instruments est effectuée à l'aide des étoiles secondaires).

Cet étalonnage combine deux sources d'incertitudes : celle sur l'étalonnage de MegaCam au CFHT et celle sur les étoiles de références intervenant dans la chaîne de comparaison. Le projet SNDICE consiste à séparer ces deux aspects en étudiant le premier aspect indépendamment du second.

L'étalonnage instrumental des bandes passantes de MegaCam s'appuie sur les données constructeurs de la transmission des filtres (des données antérieures à l'installation), et sur la caractérisation in situ de cette bande passante, de ses non-uniformités et de ses variabilités au cours du temps, à partir de l'observation répétée d'un champ dense d'étoiles. La connaissance de la transmission et de la position moyenne en longueur d'onde des différents filtres MegaCam est évaluée dans (Guy & al., 2010). Il est constaté par exemple que la position centrale des filtres est connue à  $\pm 7\text{\AA}$  (table 1.3 dans § 1.3.2).

SNDICE a pour objectif de diminuer cette incertitude en appuyant l'étalonnage instrumental non pas sur les observations stellaires, qui cumulent les incertitudes sur la connaissance des spectres d'émissions des étoiles aux incertitudes sur les variabilités de transmission atmosphérique, mais sur une source lumineuse très stable et étalonnée en laboratoire puis installée directement devant le miroir primaire. Le gain en précision de l'étalonnage de MegaCam au CFHT s'obtient alors :

- grâce à un échantillonnage de la position en longueur des différents filtres avec plusieurs LEDs (le design du dispositif est décrit dans la section 3.2 et le potentiel en précision de la mesure est indiquée 5.3.2).
- Par un suivi de cette mesure au cours du temps qui s'appuie sur la stabilité à  $10^{-4}$  de la source lumineuse (présentée au chapitre 2 puis caractérisée aux chapitres 4 et 5).
- Par la caractérisation fine des non-uniformités qui est obtenue en combinant l'illumination directe à la modélisation du télescope avec les approximations de l'optique géométrique (un travail toujours en cours, rapporté dans le chapitre 6).

Ce projet constitue donc une évolution des pratiques habituelles de l'astronomie qui consiste à associer l'étalonnage et le suivi du télescope à des observations stellaires. Il a pour objectif de remplacer le rôle de ces observations par une procédure dédiée à l'étalonnage instrumental, utilisant une source lumineuse étalonnée en flux et en longueur d'onde et optimisée pour la stabilité de l'émission lumineuse.

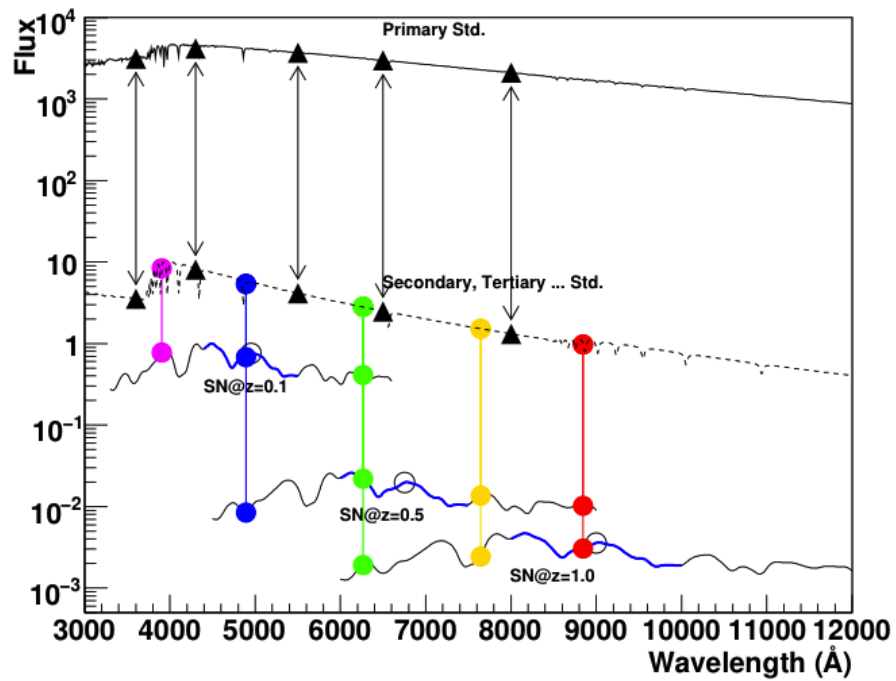


FIGURE 3.19 – Chaîne de comparaison de l'étalonnage des SNIa de SNLS. Depuis l'observation des SNIa dans les différentes bandes passantes de MegaCam jusqu'à leur étalonnage en magnitude dans un système standard, 4 étapes sont nécessaires : de la courbe de lumière d'une SNIa à des étoiles du champ (appelées *tertiary standards*), des étoiles du champ à des étoiles secondaires, puis de ces étoiles secondaires au standard primaire. Ce standard primaire est trop lumineux pour être observé directement par MegaCam, les étoiles secondaires servent de transfert du système de magnitude MegaCam au système standard.

### Conclusion

L'illumination du miroir primaire par une source ponctuelle placée à proximité diffère de celle d'une étoile (cf. 1.1.3). Elle n'éclaire qu'une fraction du miroir primaire avec une ouverture angulaire qui permet d'éclairer l'ensemble de la surface du plan focal. Cet arrangement est un *design* novateur qui présente trois avantages par rapport à ce que peuvent fournir les poses de champ plat sur le ciel ou sur un écran. (1) La stabilité de l'illumination dépend d'un nombre minimum d'éléments, uniquement de la LED et de son alimentation, (2) l'étalonnage du faisceau en un point peut être obtenu à partir de l'extrapolation d'une carte du champ établie avec précision sur banc optique, (3) les réflexions internes de la lumière sur les éléments optiques du télescope sont identifiées grâce à l'illumination partielle du miroir primaire (cf. § 6.2).

Avant d'aborder le traitement et l'analyse des images prises par MegaCam sous l'illumination de SNDICE, nous allons détailler dans les deux chapitres qui suivent l'étalonnage en flux et en longueur d'onde du démonstrateur sur le banc optique.



## Chapitre 4

# Photométrie de l'illumination des LEDs de SNDICE

Ce chapitre et le suivant partagent en deux parties la description de l'étalonnage spectrophotométrique de la lumière émise par les LEDs. Ce chapitre décrit la photométrie de l'illumination, qui correspond à la cartographie du flux émis par chaque LED à une distance donnée et sur une surface donnée, exprimée dans une unité standard. Cette mesure a été effectuée une première fois sur banc optique au laboratoire avant l'installation du dispositif au CFHT. Les cartes des champs des LEDs ont été obtenues avec deux photodiodes DKD (Deutscher Kalibrierdienst) différentes, une petite photodiode de  $12.3 \text{ mm}^2$  pour les cartes des illuminations à moins de 2.5 m des LEDs, et une grande photodiode DKD de  $32.5 \text{ mm}^2$  pour les cartes réalisées à 14 m. La variation des flux des LEDs en fonction de la température a été caractérisée à l'aide de la photodiode NIST sur le dispositif conservé au laboratoire. L'étalonnage du NIST est transféré à une photodiode DKD, au prix d'une erreur systématique supplémentaire de l'ordre de 1% sur la courbe de responsivité ré-étalonnée.

Les mesures de flux sont toutes effectuées aux courants nominaux de fonctionnement des LEDs qui ont été adaptés aux conditions d'utilisation au CFHT (en général, les courants des LEDs ont été choisis de telle manière qu'une illumination de 10 secondes du plan focal de MegaCam remplisse à moitié les CCDs). La stabilité à court terme de ces illuminations est caractérisée sur une durée de plusieurs heures, alors que la stabilité à long terme, de 2008 et 2012, sera mesurée lorsque le dispositif sera ramené du CFHT.

### 4.1 Relations entre le courant LED et l'illumination

La stabilité de l'illumination à  $10^{-4}$  par rapport au pic d'émission dépend du contrôle de deux paramètres : le courant dans la LED et la température.

La figure 4.1 schématise le banc de test vu du dessus. Elle montre la disposition des composants servant à la caractérisation optoélectronique de la source lumineuse. Le faisceau lumineux est défini par l'ouverture circulaire placée devant chaque LED. Un déplacement  $x - y$  permet de centrer le détecteur dans le faisceau d'une LED donnée. Un mouvement en  $z$  permet de varier la distance de la photodiode à la source lumineuse, et donc le flux de photons dans les détecteurs, sans modifier le statut de la LED ou de la photodiode.

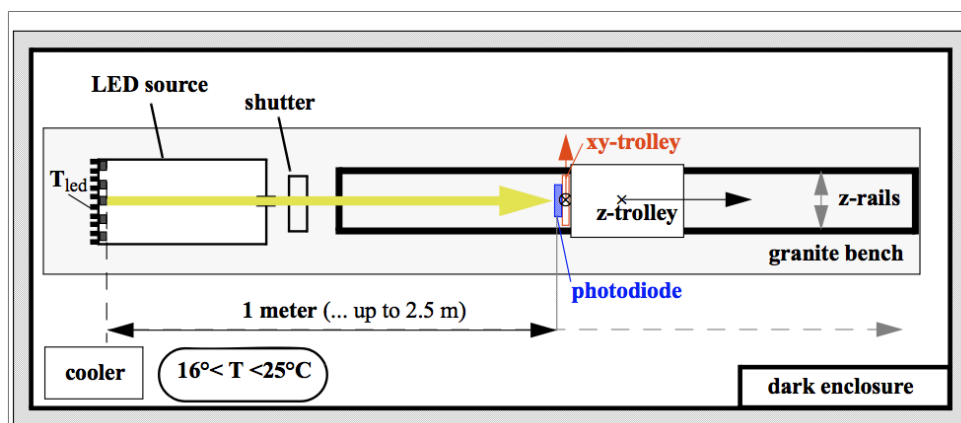


FIGURE 4.1 – Vue de dessus du banc de test. La flèche jaune représente la source lumineuse et le faisceau. Les différentes photodiodes sont fixées sur le support mobile.

**Choix des courants nominaux** Pour ne pas saturer MegaCam, le flux d'émission des LEDs doit être autour de  $10^3 - 10^4 \text{ e}^-/\text{pixel/s}$  dans un CCD dont les pixels couvrent un angle solide de  $1\mu \text{ rad}^2$ . Le même flux mesuré par une photodiode de  $1 \text{ cm}^2$ , placée à une distance de 1 mètre, produira un courant de 16-160 nA (en supposant que le CCD et la photodiode ont la même efficacité quantique). À l'autre extrémité du banc (2.5 m), la même intensité produira un courant de 3-30 nA et à la distance focale (15 m), le photocourant sera dans la gamme 70-700 pA.

En résumé, 200 nA est la gamme de courant typique pour l'étalonnage de la source de LED et 500pA pour l'étalonnage de la caméra CCD. La distinction entre les deux gammes provient de la diminution de l'intensité comme le carré de la distance entre la source et le détecteur, du banc de test aux dimensions du télescope. L'extension du banc à une distance de 15 m permet de vérifier l'extrapolation de la photométrie avec une précision de  $10^{-4}$  de la gamme des nA à la gamme des pA.

#### 4.1.1 Stabilité de l'illumination

La stabilité de l'illumination est estimée avec une photodiode en comparant les écarts de flux entre un point du faisceau et un point de référence pour une succession de 5 illuminations dans un intervalle de 5 jours. Le résidu de ces mesures est de 0.03% (figure 4.2). La stabilité de l'illumination concerne aussi la stabilité du spectre lumineux émis par les LEDs, cet aspect est étudié dans le chapitre 6.

## 4.2 Cartographie du champ lumineux

Les LEDs génèrent un faisceau dont l'ouverture angulaire est définie par les ouvertures circulaires de la tête de LED (la première, de diamètre 2 mm, et la seconde, de diamètre 9 mm, 25cm plus loin). En face des LEDs, le plan des détecteurs est fixé à un bras articulé *xyz* qui permet de cartographier le champ à plusieurs distances avec une précision sur le positionnement inférieure au micromètre (à droite sur la photo 4.3). Ce plan a contenu au final trois photodiodes. La photodiode NIST a donc été utilisée pour mesurer les variations du champ en fonction de la température. La photodiode DKD, plus petite, a été utilisée pour faire une cartographie avec une résolution plus fine.

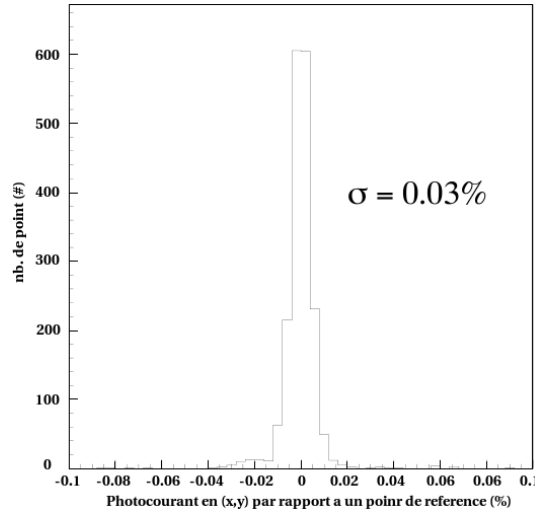


FIGURE 4.2 – Reproductibilité du flux : la différence locale par rapport à la moyenne des courants pour une série de 5 cartes en 5 jours est de 0.3%. La mesure est limitée par le bruit de lecture de la photodiode (4 fA RMS pour un signal de 10 pA).

Une deuxième phase d'étalonnage a consisté à modifier temporairement le banc en utilisant des tubes, tapissés de tissus noirs pour supprimer les réflexions, pour étendre la taille du banc à 15 m. Cette configuration a permis d'atteindre des flux comparables à ceux que mesurera la CLAP une fois installée au CFHT.

### 4.2.1 Forme spatiale du champ

#### Emission Lambertienne

La forme spatiale du champ lointain dépend de la géométrie de la LED. Une LED plane est assimilée à une source quasi ponctuelle, est donc à symétrie axiale, et, à une distance  $r$ , émet un champ lointain au profil Lambertien (figure 4.4). La forme du champ lumineux dans l'air ( $\mathcal{B}_{air}$ , en  $W/m^2$ ) à une distance  $r$  et à un angle  $\Phi$  par rapport à l'axe optique est donnée par la relation suivante :

$$\mathcal{B}_{air} = \frac{P_{source}}{4\pi r^2} \frac{n_{air}^2}{n_{led}^2} \cos\Phi$$

L'émission diminue inversement proportionnellement au carré de la distance et varie angulairement comme le cosinus de l'angle. L'intensité dépend de l'indice de réfraction de l'air ( $n_{air}$ ) et de celui de la LED ( $n_{led}$ ).

Lorsque les photons émis par la source lumineuse se propagent dans l'espace libre, le champ de radiation ne dépend que de facteurs géométriques : lorsqu'il est connu à une distance, il peut être extrapolé à toutes autres distances. La mesure consiste donc à effectuer des cartes du champ à différentes distances de la source.

#### Faisceau lumineux

Le cône de lumière présente deux zones. Une zone de pénombre où la puissance chute abruptement et une zone quasi uniforme qui concentre l'essentiel de la puissance. C'est cette zone qui est



FIGURE 4.3 – Dispositif pour la cartographie spatiale des champs lumineux émis par les LEDs. Les LEDs sont à gauche et les photodiodes leur font face, à droite.

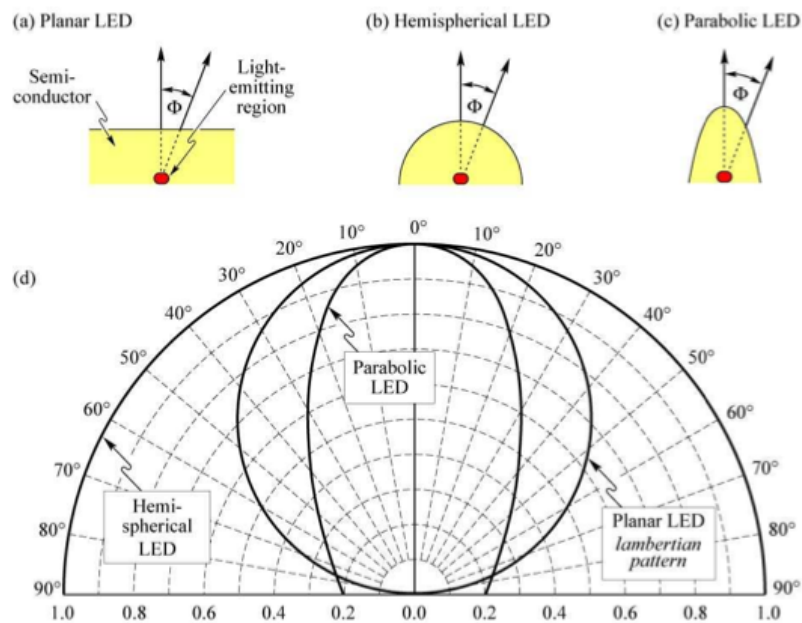


FIGURE 4.4 – LED (a) plane, (b) hémisphérique, (c) parabolique. Le type de LEDs utilisé par SNDICE est indiqué dans la 3<sup>ème</sup> colonne du tableau 4.2. (d) intensité du champ lointain en fonction de l'angle pour les trois types de design. L'intensité est normalisée à l'unité pour un angle nul.

(Schubert, 2006)



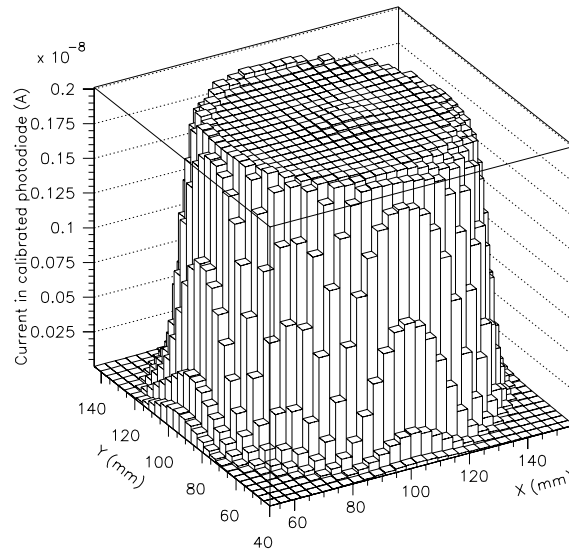


FIGURE 4.5 – Carte 2-D du faisceau lumineux émis par la LED GD9.

utilisée pour obtenir l'illumination en champ plat de la caméra du CFHT (figure 4.5). Le profil du flux dans cette zone n'est pas parfaitement plat, il présente une petite pente d'un bord à l'autre ainsi qu'une intensité légèrement supérieure au centre.

La figure 4.6 présente quelques cartes typiques de la zone quasi uniforme. Comme attendu, elles indiquent toutes de petites non-uniformités de l'ordre de 1% pic-à-pic. La caractéristique qui ressort le plus est la petite bosse au centre du cône, son origine n'est pas connue. La carte du champ présente aussi une légère pente qui a probablement pour origine le centrage imparfait des ouvertures circulaires. Tous les faisceaux sont entourés par une zone de pénombre étroite, de 0.2 degré de largeur, et aucune lumière n'est détectée à plus de 1.5 deg. du centre du faisceau. Ces aspects "non-lambertiens" du champ des LEDs sont évidemment pris en compte dans la cartographie, et la comparaison des champs à 2.5 m avec ceux pris à 14 m montre que leur comportement varie aussi comme celui du champ lambertien principal.

### 4.2.2 Projectivité du faisceau lumineux

Puisque l'intensité de la lumière émise dans le cône du faisceau varie légèrement en fonction de la direction, il est nécessaire de mesurer l'intensité radiée  $\mathcal{B}(\vec{r})$ , délivrée par chaque faisceau, c'est-à-dire, l'énergie émise par unité d'angle solide  $d\Omega(\vec{r}) = \vec{r} \cdot d\vec{S}/r^3$  dans la direction  $\vec{r}$ . De plus, il faut vérifier si chaque faisceau est bien projectif, et s'il est donc possible d'extrapoler les cartes d'illumination partout sur le chemin de la lumière à partir de considérations purement géométriques. Bien que le faisceau ait été soigneusement formé par l'utilisation de masques pour éliminer les réflexions parasites, il peut rester une fraction de *stray light*, causée par des réflexions secondaires ou de la diffusion secondaire, et qui contaminerait le faisceau de lumière directement issu de la LED.

La figure 4.7 montre la projectivité de l'illumination en superposant deux profils de cartes du champ prises à deux distances différentes et normalisées par l'inverse du carré de la distance à la

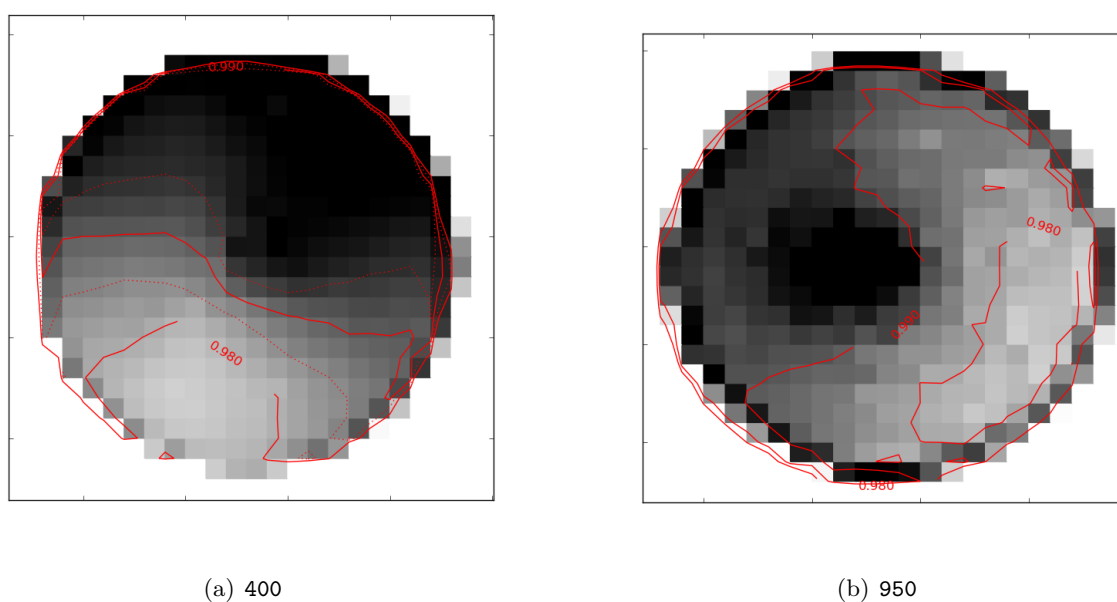


FIGURE 4.6 – Intensité radiée par deux faisceaux typiques des LEDs. Toutes les cartes présentent une petite bosse centrale et un plateau étendu. L'amplitude relative de la bosse n'excède pas 1% du niveau du plateau. Son origine n'est pas bien comprise mais il est constaté qu'elle décroît bien proportionnellement à l'inverse du carré de la distance. Le plateau présente une faible pente, de l'ordre de 1% d'un bord à l'autre. Il semble s'expliquer par les ombres projetées des masques (car cette pente change lorsque les masques sont légèrement déplacés). Toutes ces caractéristiques sont très bien cartographiées, avec une précision de 0.01%.

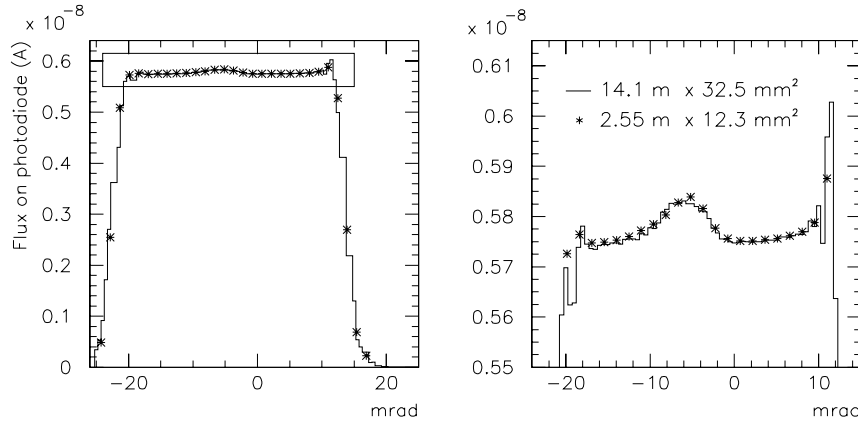


FIGURE 4.7 – Profil du cône lumineux à 2.55 m mesuré avec une photodiode DKD de surface active 12.3 mm<sup>2</sup> superposé avec le profil du même faisceau mesuré à 14.1 m avec une autre photodiode DKD de surface active de 32.5 mm<sup>2</sup>. Ces 2 profils sont renormalisés par les tailles des photodiodes et par les distances.

source ainsi que par les surfaces des différentes photodiodes utilisées (les deux DKD).

Pour affiner la caractérisation de la projectivité, la zone centrale du faisceau lumineux est modélisée par un plan incliné au centre duquel s'ajoute une gaussienne 2D.

$$I(z_{lab}, \alpha_X, \alpha_Y) = \frac{c}{z_{lab}^2} \left( 1 + a(\alpha_X - \alpha_{Xp}) + b(\alpha_Y - \alpha_{Yp}) + g \times e^{-\frac{(\alpha_X - \alpha_{Xp})^2 + (\alpha_Y - \alpha_{Yp})^2}{2\sigma^2}} \right)$$

La table 4.1 résume les différents paramètres du modèle pour l'illumination de chaque LED aux courants nominaux. Le coefficient  $c$  dans la table fournit un étalonnage du faisceau. Il est obtenu en utilisant une relation distance-luminosité supposant une émission Lambertienne dans le cône lumineux ( $\phi(z) \propto \frac{L}{z^2}$ ). L'ajustement des cartes à différentes distances, connues relativement les unes aux autres à mieux que 100  $\mu\text{m}$ , permet d'obtenir la distance absolue de la source lumineuse et le flux absolu. Cet ajustement linéaire effectué à partir de dix cartes à dix distances est montré sur la figure 4.8.

La dernière colonne de la table 4.1 indique le rms de la distribution des résidus. Il est essentiellement inférieur à 0.1%, ce qui montre que le modèle est une bonne approximation de la forme du faisceau.

## 4.3 Etalonnage des flux

Au delà de ce modèle simple qui modélise les données avec une précision au pour mille, il est possible d'obtenir un étalonnage du faisceau en tirant parti de la projectivité du faisceau et en prenant directement comme modèle l'échantillonnage du faisceau à la distance la plus grande sur le banc (2.5 m).

### 4.3.1 Normalisation absolue des flux

Si le modèle du faisceau de LED est repris, le courant photodiode  $i_{PD}$  est une fonction simple de la géométrie du banc, de l'intensité radiée par une LED et de l'efficacité moyenne de la photodiode

TABLE 4.1 – Modélisation du faisceau des LEDs.

LED	DAC value	c A.m <sup>-2</sup>	a	b	g	r radians	residual sigma
310	6144	2.47e-10	-0.09	-0.14	0.013	0.0029	0.0014
311	6144	2.67e-10	4.06	-4.50	0.065	0.0084	0.006
340	6144	1.71e-10	-0.13	-0.33	0.011	0.0019	0.0015
341	6144	2.71e-10	-2.01	-0.24	0.016	0.0027	0.0063
405	410	9.09e-09	0.14	1.16	0.009	0.0050	0.0014
405	1229	3.00e-08	0.65	1.32	0.007	0.0031	0.0013
425	410	3.84e-09	-1.42	0.67	0.012	0.0054	0.0017
425	1229	1.85e-08	-1.69	0.64	0.011	0.0055	0.0017
470	410	5.19e-09	0.02	-0.66	0.011	0.0023	0.0008
470	1229	1.58e-08	-0.001	-0.59	0.011	0.0023	0.0009
471	410	7.42e-09	0.17	-0.56	0.012	0.0024	0.0007
471	1229	2.23e-08	0.17	-0.56	0.012	0.0024	0.0007
480	410	1.49e-08	-0.26	-0.09	0.009	0.0026	0.0007
480	1229	4.23e-08	-0.25	-0.09	0.009	0.0026	0.0007
530	410	8.37e-09	0.33	-0.03	0.015	0.0024	0.0008
530	1229	2.40e-08	0.33	-0.03	0.015	0.0024	0.0008
550	410	3.25e-09	-0.07	0.16	0.015	0.0027	0.0008
550	1229	9.74e-09	-0.06	0.18	0.015	0.0027	0.0008
590	410	1.72e-09	-0.12	0.18	0.019	0.0023	0.0011
590	1229	7.84e-09	-0.15	0.13	0.019	0.0023	0.0011
625	410	1.07e-08	-0.04	-0.04	0.021	0.0023	0.0013
625	1229	3.59e-08	-0.04	-0.05	0.021	0.0023	0.0013
635	410	1.15e-08	0.01	0.80	0.019	0.0019	0.0014
635	1229	3.87e-08	0.02	0.78	0.019	0.0019	0.0014
636	410	1.21e-08	-0.19	0.43	0.017	0.0026	0.001
636	1229	4.01e-08	-0.14	0.41	0.017	0.0026	0.0011
736	4915	8.69e-09	-0.14	0.05	0.020	0.0026	0.0011
750	4915	4.04e-09	-0.46	-0.57	0.014	0.0028	0.0034
751	4915	8.58e-09	-0.19	0.90	0.019	0.0027	0.0011
810	4915	1.13e-08	0.24	-0.82	0.018	0.0031	0.001
850	410	1.57e-08	0.05	-0.14	0.026	0.0024	0.0011
850	1229	5.09e-08	0.05	-0.12	0.026	0.0024	0.0011
950	6144	3.26e-08	-0.73	0.31	0.026	0.0026	0.0009
951	6144	3.50e-08	-0.48	0.81	0.022	0.0029	0.001

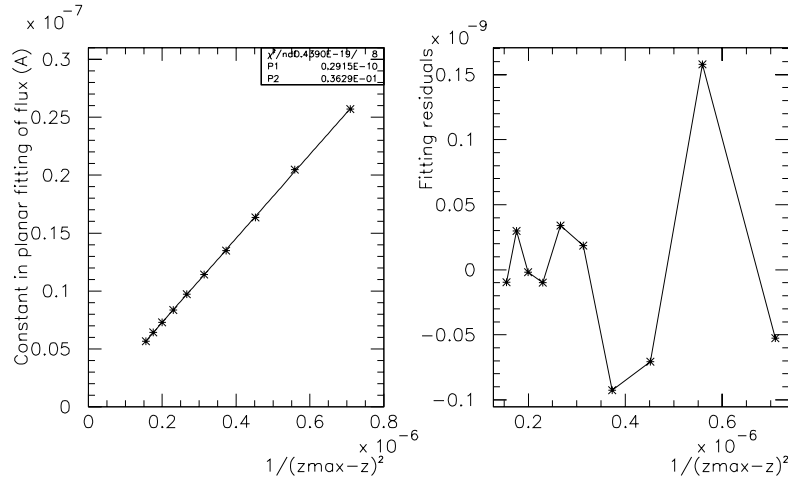


FIGURE 4.8 – Ajustement du terme constant du plan du modèle. Cette constante correspond à l'étalonnage absolu de l'ajustement.

$\langle \eta \rangle$  à la longueur d'onde moyenne d'émission. Il peut s'écrire :

$$i_{PD} = \langle \eta \rangle \times \int_{PD} \mathcal{B}(\vec{r}) \frac{\vec{r} \cdot d\vec{S}}{r^3} \quad (4.1)$$

où l'intégration est effectuée sur la surface de la photodiode. Il n'est pas utilisé de modèle physique pour  $\mathcal{B}$ , et, compte tenu de la qualité des mesures et de la projectivité du champ, le meilleur choix est de le développer sur une grille de pixels indépendants :

$$\mathcal{B}(\vec{r}) = \sum_i \beta_i \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) \quad (4.2)$$

dont la taille correspond à peu près à la taille angulaire de la photodiode lorsque qu'elle est située à la distance la plus lointaine de la source. Ce modèle est ajusté sur les mesures pour extraire la carte d'intensité radiée.

La figure 4.9 indique les résidus du modèle pour des cartes d'une même LED prises à différentes distances, et pour des pixels n'appartenant pas à la zone de pénombre. Aucune structure résiduelle n'est visible, ce qui signifie que le faisceau ne semble pas contaminé par une quantité détectable de pollution lumineuse.

Les intensités radiées par les LEDs sont rapportées dans la table 4.2, sommées dans l'angle solide  $\sim 2.4 \cdot 10^{-4}$  steradian, qui correspond au champ de vue de MegaCam. La puissance du faisceau s'étale d'une dizaine de  $\mu\text{W}$  (dans l'UV) à plusieurs centaines de  $\mu\text{W}$  (dans l'IR), générant quelques centaines à plusieurs milliers de photo-électrons par pixel par seconde. Les incertitudes indiquées intègrent la mesure de répétabilité estimée à partir de la mesure répétée d'un point de référence, ainsi que les incertitudes du NIST.

### 4.3.2 Sensibilité des flux aux variations de température

La dépendance en température du flux intégré a été mesurée sur le banc de 23 °C jusqu'à 5 °C. Les cartes d'une même LED sont homothétiques les unes aux autres aux niveaux de  $10^{-4}$  (figure 4.10).

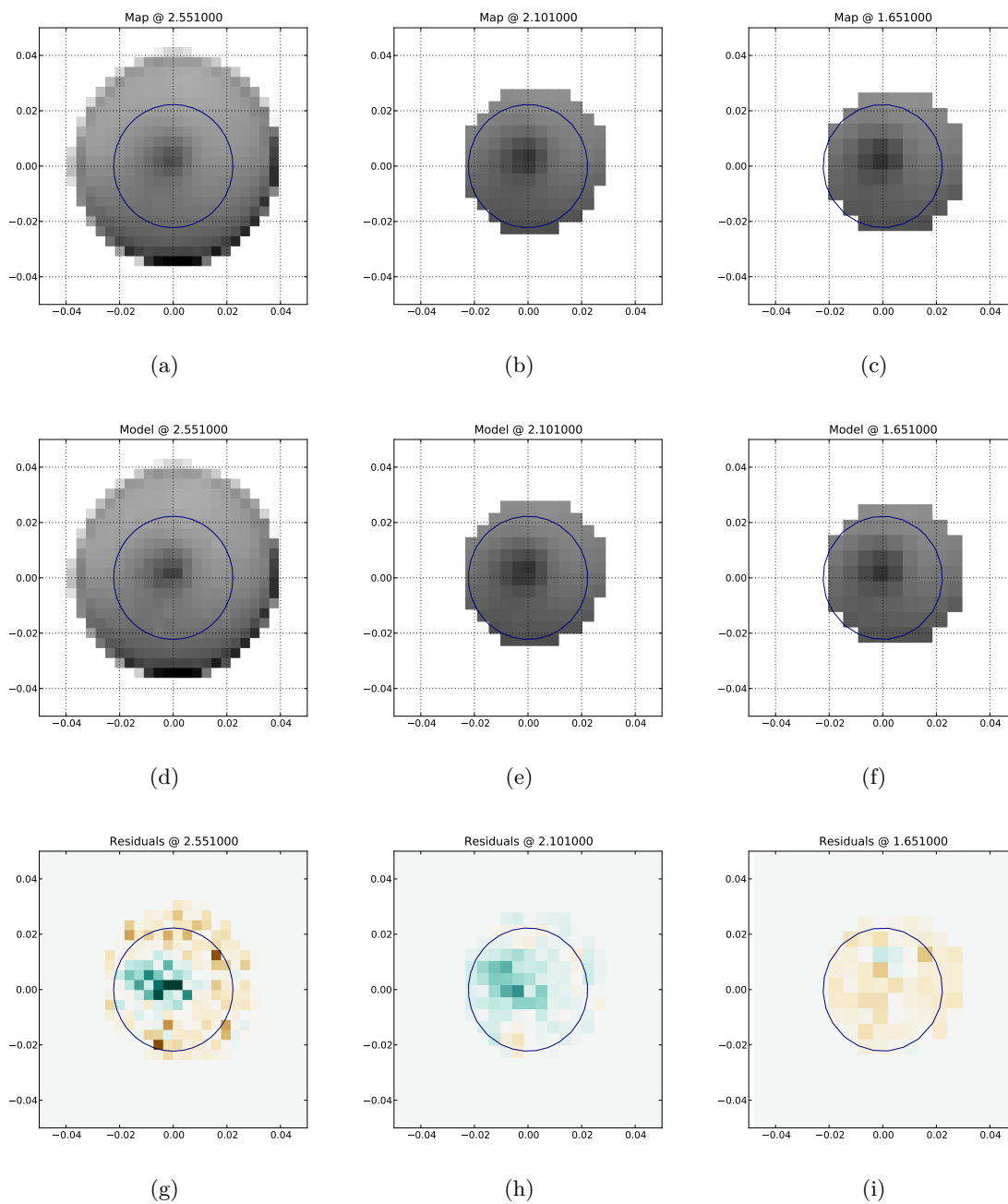


FIGURE 4.9 – Comparaison de cartes du faisceau établies à 2.551 m, 2.101 m et 1.651 m de distance de la LED. Pour chaque distance sont représentées les cartes (en m) des mesures (a,b,c) (2) du modèle (d,e,f) et des résidus (g,h,i). Les résidus n'excèdent pas 0.2% avec un rms de quelques  $10^{-4}$ .

TABLE 4.2 – Résumé de l'étalonnage photométrique des LEDs. La quatrième colonne indique les courants nominaux des LEDs, courants auxquelles est fait cet étalonnage.

LED	model	type	$i_{LED}$ (mA)	$i_{max}$ (mA)	radiant intensity (@ 25 °C) (mW/sr)	$d\Phi/(\Phi dT)$ (%/°C)
UV2	S8D31C <sup>⊙</sup>	hemispheric	15	20	$0.02181 \pm 0.00021$	$-2.2129 \pm 0.0053$
UV3	S8D34C <sup>⊙</sup>	hemispheric	15	20	$0.01885 \pm 0.00003$	$-2.1448 \pm 0.0101$
UV1	T9F34C <sup>⊙</sup>	flat top (window)	15	20	$0.01072 \pm 0.00002$	$-3.0912 \pm 0.0166$
UV0	T9F31C <sup>⊙</sup>	flat top (window)	15	20	$0.01539 \pm 0.00001$	$-2.1406 \pm 0.0050$
400	S8D40 <sup>⊙</sup>	hemispheric	17.5	350	$0.49891 \pm 0.00018$	$-0.4522 \pm 0.0033$
420	S8D42 <sup>⊙</sup>	hemispheric	17.5	350	$0.20007 \pm 0.00019$	$0.1983 \pm 0.0025$
GD1	LBW5SG <sup>‡</sup>	flat top	25	500	$0.23207 \pm 0.00012$	$-0.2156 \pm 0.0005$
GD6	LBW5SG <sup>‡</sup>	flat top	25	500	$0.33045 \pm 0.00016$	$-0.2153 \pm 0.0016$
GD2	LBW5SM <sup>‡</sup>	flat top	25	500	$0.65071 \pm 0.00055$	$-0.2241 \pm 0.0007$
GD4	LTW5SG <sup>‡</sup>	flat top	25	500	$0.12352 \pm 0.00003$	$-0.1301 \pm 0.0005$
GD3	LTW5SM <sup>‡</sup>	flat top	25	500	$0.31282 \pm 0.00023$	$-0.5900 \pm 0.0013$
GD5	LYW5SM <sup>‡</sup>	flat top	25	500	$0.05893 \pm 0.00006$	$-0.3915 \pm 0.0022$
GD7	LAW5SM <sup>‡</sup>	flat top	25	500	$\pm$	$-0.4485 \pm 0.011$
GD9	LRW5SM <sup>‡</sup>	flat top	25	500	$0.38592 \pm 0.00029$	$-0.2303 \pm 0.0005$
GD8	LRW5SM <sup>‡</sup>	flat top	25	500	$0.36542 \pm 0.00017$	$-0.3644 \pm 0.0021$
703	SMC750 <sup>*</sup>	flat top	30	50	$0.23181 \pm 0.00018$	$-0.8754 \pm 0.0013$
701	SMC735 <sup>*</sup>	flat top	30	50	$0.23947 \pm 0.00028$	$-0.4147 \pm 0.0008$
700 <sup>†</sup>	SMC735 <sup>*</sup>	flat top	25	500		
702	SMC750 <sup>*</sup>	flat top	30	50	$0.29190 \pm 0.00003$	$-0.2369 \pm 0.0009$
704	SMC810 <sup>*</sup>	flat top	30	50	$\pm$	$-0.2404 \pm 0.0019$
705 <sup>†</sup>	SMC810 <sup>*</sup>	flat top	30	50		
GDIR	SFH 4230 <sup>‡</sup>	flat top	25	1000	$0.37082 \pm 0.00037$	$-0.1613 \pm 0.0008$
950	SFH 4203 <sup>⊠</sup>	flat top	75	100	$0.69169 \pm 0.00091$	$-0.2485 \pm 0.0050$
951	SFH 4203 <sup>⊠</sup>	flat top	75	100	$0.74315 \pm 0.00118$	$-0.5340 \pm 0.0020$

⊙ Seoul Semiconductor Co., Ltd – <http://www.acriche.com>

‡ Golden Dragon<sup>®</sup> LED, OSRAM Opto Semiconductors GmbH –  
[http://www.osram-os.com/osram\\_os](http://www.osram-os.com/osram_os)

\* Marubeni – <http://tech-led.com>

⊠ OSRAM Opto Semiconductors GmbH – [http://www.osram-os.com/osram\\_os](http://www.osram-os.com/osram_os)

† dead channel

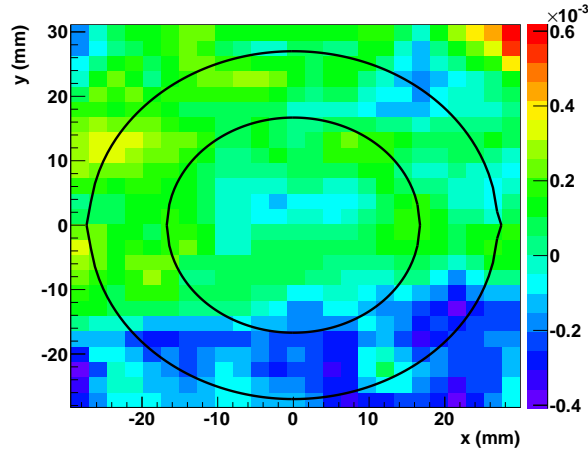


FIGURE 4.10 – Comparaison de deux cartes prises à 6 °C et 23 °C. Une fois normalisée par une constante globale, la différence relative de l'une et l'autre est de quelques  $10^{-4}$ . Les deux cercles noirs indiquent les cônes d'ouvertures 1 deg. et 1.6 deg. (l'angle de vue de MegaCam est 1 degré).

Sur l'intervalle de température testé sur le banc, il est observé pour l'ensemble des LEDs que le flux varie linéairement avec la température (figure 4.11). Pour toute les LEDs, sauf une, les flux diminuent lorsque la température augmente (entre  $-1\text{‰}$  et  $-3\%$  par °C) (table 4.2).

### 4.3.3 Nouvel étalonnage de la photodiode DKD

L'étalonnage du dispositif SNDICE-Hawaii a été effectué par rapport à la photodiode DKD, nettement moins précise que la photodiode du NIST sur l'intervalle de la bande passante du télescope (figure 4.12). Il est possible de la ré-étalonner en utilisant comme référence la photodiode du NIST, ce qui a pour effet d'ajouter une systématique sur la photométrie.

Le dispositif pour ce transfert d'étalonnage consiste à ajouter un monochromateur entre les LEDs et les photodiodes (figure 4.13) (le monochromateur est étudié en détail dans la section 5.1). Le monochromateur est utilisé pour sélectionner une longueur d'onde d'une LED, puis les photodiodes sont placées tour à tour devant la fente de sortie pour mesurer le rapport des courants générés par une même illumination. Cette étape est répétée pour l'ensemble des longueurs d'onde du spectre de la LED et pour l'ensemble des LEDs. Le rapport des flux enregistrés par les photodiodes, en fonction de la longueur d'onde, donne l'inter-étalonnage des deux détecteurs.

La précision de la mesure repose sur le centrage des photodiodes par rapport au spot lumineux de chaque LED en sortie du monochromateur avec une précision de l'ordre de la centaine de  $\mu\text{m}$ . L'incertitude systématique dominante provient des différences de géométrie des 2 photodiodes, en particulier la différence de taille des zones actives, et la forme du faisceau de sortie du monochromateur. La photodiode du NIST est ronde, de diamètre 1 cm, alors que la photodiode DKD est carrée, de côté 3.6 mm. Ainsi, celle-ci ne capture qu'une partie de la lumière qui est collectée par la NIST. Cet effet est minimisé en ajoutant un masque (indiqué sur la figure 4.13) percé d'un trou circulaire (0.8 mm de diamètre) devant la fente d'entrée du monochromateur pour réduire la taille du spot en sortie. Cependant, même avec un dispositif optique aussi simple, le spot à la sortie n'est pas uniquement contenu dans un faisceau principal et un halo existe autour du spot.



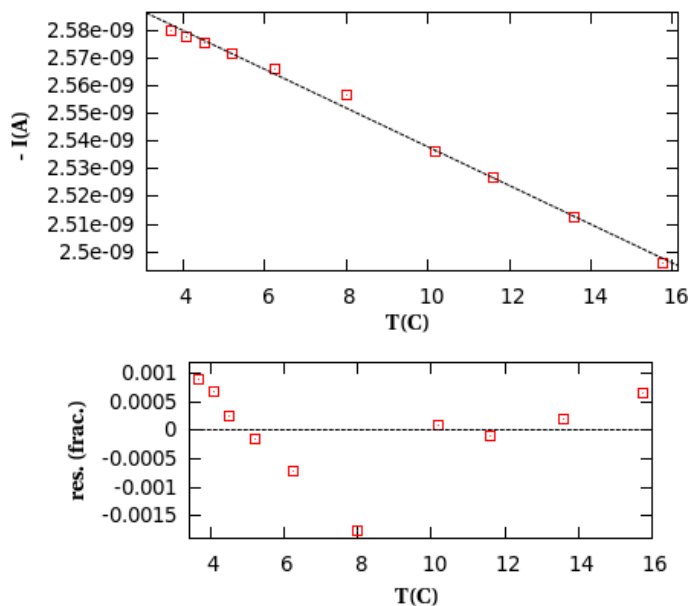


FIGURE 4.11 – Variation du flux mesurée par la photodiode NIST lorsque la température de la LED GD5 varie. Les résidus d’un ajustement linéaire de cette dépendance sont inférieurs à 1.6 ‰.

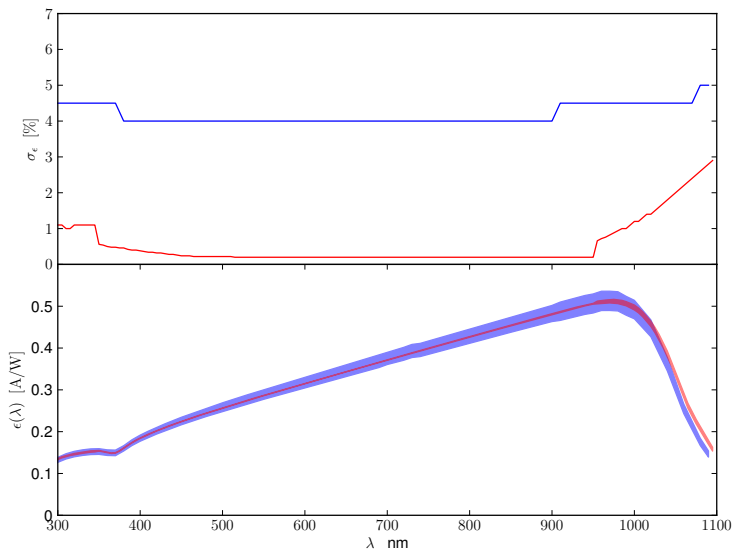


FIGURE 4.12 – En bas : efficacité quantique de la photodiode du NIST (rouge) et du DKD (bleu). En haut : incertitudes rapportées par NIST et DKD. Les incertitudes du NIST sont de 0.2% dans le visible. Les incertitudes du DKD sont de 4% sur le même intervalle.

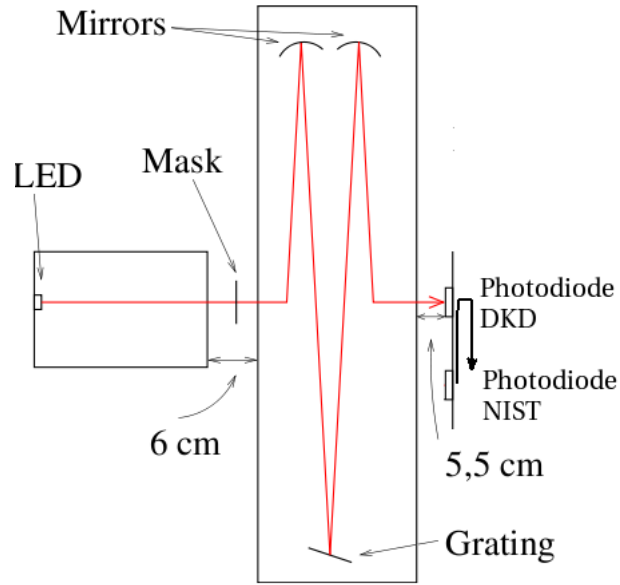


FIGURE 4.13 – Schéma du dispositif utilisé pour le transfert d'étalonnage. Le trait rouge indique le chemin optique du faisceau lumineux devant lequel sont placées tour à tour les deux photodiodes.

Le re-étalonnage de la photodiode DKD à partir de la photodiode NIST est sensible à la relation entre la forme et la taille du halo et la forme et la taille des zones actives des 2 photodiodes ainsi qu'à la variation de cette relation en fonction de la longueur d'onde.

La fraction du halo qui est intégrée par la photodiode NIST et qui ne l'est pas par la photodiode DKD est estimée à partir d'une cartographie du spot avec la photodiode NIST. Le résultat est présenté par la figure 4.14. L'accord entre les mesures (triangles rouges) et le modèle, constitué d'un spot entouré par un halo (courbe noire), indique que la forme du faisceau en sortie du monochromateur est contrôlée. Le halo contient à peu près 3.6% du flux total du spot. Et, ce qui est essentiel pour un inter-étalonnage entre longueur d'onde, la variation de l'amplitude de ce halo en fonction de la couleur de la LED est mesurée en cartographiant le spot avec la photodiode DKD avec deux LEDs de deux couleurs différentes (l'une bleue (480 nm), l'autre rouge (620 nm)). La figure 4.15 montre que la fraction de flux contenue dans le halo ne dépend pas de la longueur d'onde, ce qui est attendu, car il est généré par les réflexions secondaires sur le bord du masque de 0.8 mm, qui se comporte alors comme une source secondaire à l'entrée du monochromateur.

En tenant compte de la correction introduite pour tenir compte de la présence d'un halo plus étendu que la taille de la photodiode DKD, le ratio des efficacités des photodiodes est calculé et comparé aux données des deux instituts d'étalonnage. Ce résultat est montré par la figure 4.16 (en haut). Les points noirs indiquent le ratio attendu alors que les points rouges indiquent la mesure. Les erreurs rapportées par DKD (4%) ne sont pas représentées ici. Le rapport des efficacités mesurées diffère de 1 à 2% par rapport au rapport attendu, avec une pente, en fonction de la longueur d'onde, légèrement (mais significativement) différente de celle attendue :

$$\frac{\eta_{DKD}(\lambda)}{\eta_{NIST}(\lambda)} \propto (-0.3558 \pm 0.0015)10^{-4} \times \lambda \quad (4.3)$$

Soit une variation relative d'efficacité quantique de 1%, sur l'intervalle de 400 nm présenté figure 4.16.

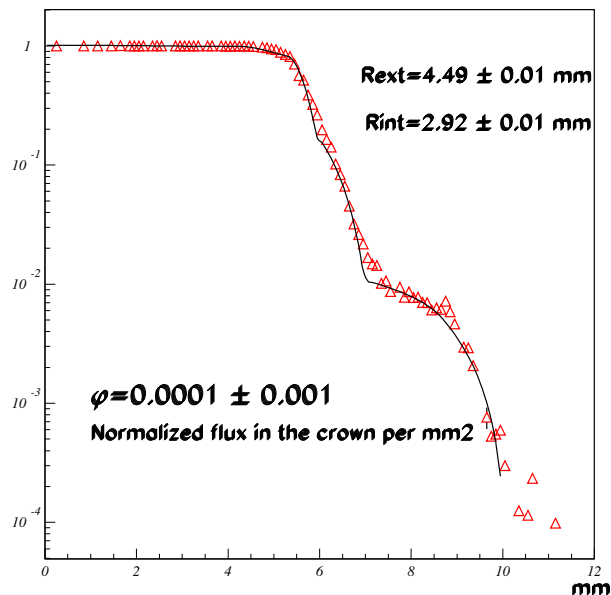
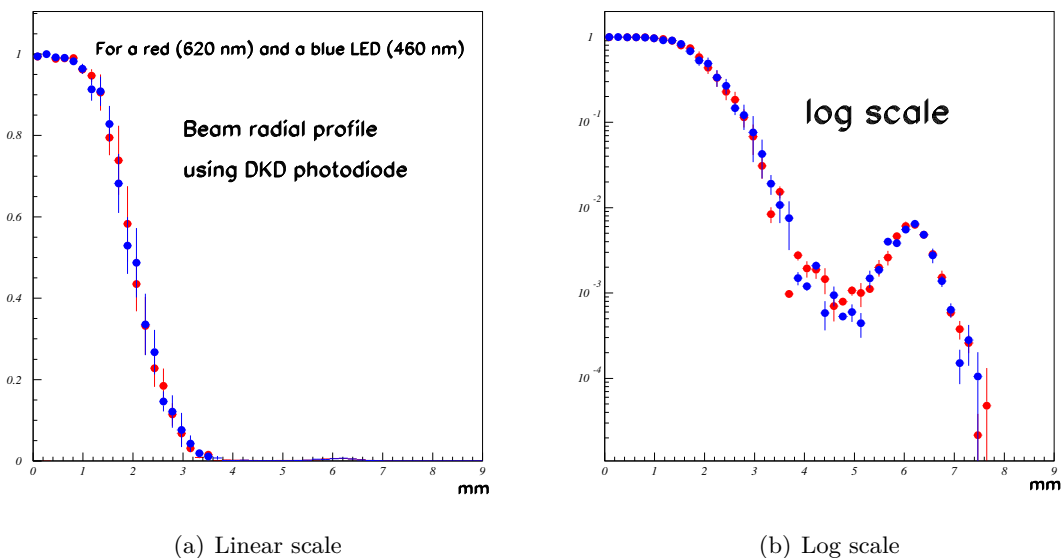


FIGURE 4.14 – Carte réalisée par la photodiode NIST du spot formé par la LED GD7 à la sortie du monochromateur.



(a) Linear scale

(b) Log scale

FIGURE 4.15 – Carte du faisceau lumineux en sortie de monochromateur effectuée avec la photodiode Gigahertz-Optik MD-37-SU13. Points rouges LED GD1 (480 nm). points bleus : LED GD7 (620 nm). Le graphique de gauche indique que le faisceau est très similaire dans le rouge et dans le bleu. Un halo de diamètre  $\sim 4$  mm est nettement visible sur le graphique de droite (même données, échelle log). Il n’y a pas de différence visible entre les spots bleus et rouges. Il n’est pas nécessaire d’ajouter un "terme de couleur" à la normalisation tenant compte du flux dans le halo.

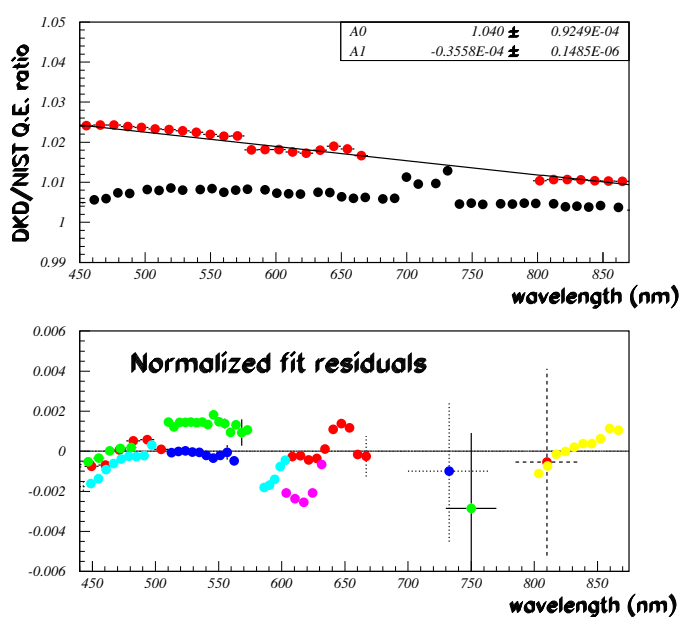


FIGURE 4.16 – En haut : ratios attendus (points noirs) et mesurés (points rouges) des efficacités quantiques des photodiodes DKD et NIST en fonction de la longueur d'onde. En bas : une pente est ajustée sur les mesures. Les différentes couleurs de points correspondent à différentes LEDs. Les écarts d'une LED à l'autre correspondent à l'incertitude sur le positionnement des photodiodes devant la fente de sortie. La variation visible entre les points d'une même LED correspond à l'incertitude sur le positionnement d'une photodiode par rapport à l'autre.

### Conclusion

La cartographie des faisceaux met en évidence un "contraste" de l'ordre de  $\pm 0.5\%$  dans la distribution spatiale de l'intensité du champ servant à l'illumination de l'ensemble du plan focal. La projectivité de l'illumination est cependant suffisamment bonne pour permettre un étalonnage en flux de n'importe quel point du faisceau en s'appuyant uniquement sur les cartes obtenues sur le banc et sur un facteur géométrique correspondant à la distance  $z$  de ce point par rapport à la LED. La cartographie des faisceaux à plusieurs températures permet aussi de montrer aussi que la variation de la forme spatiale du champ en fonction de la température des LEDs est négligeable.

Ce chapitre se conclut par la présentation du transfert de l'étalonnage photométrique d'une photodiode (NIST) à une autre (DKD). Ce travail permet d'une part d'augmenter la précision de l'étalonnage du dispositif installé au CFHT, dans l'attente de son ré-étalonnage lors de son retour au laboratoire ; il permet aussi la mise au point du protocole de transfert d'étalonnage spectro-photométrique de photodiode à photodiode (d'un standard de référence à une CLAP).



## Chapitre 5

# Spectrométrie de l'illumination des LEDs de SNDICE

Ce chapitre présente l'étalonnage des spectres des LEDs. La précision de leurs mesures s'appuie d'une part sur la stabilité théorique de l'émission lumineuse des LEDs, et dépend d'autre part de la qualité du montage expérimental du banc spectrométrique.

La reproductibilité de l'illumination sur le banc n'est pas limitée par la physique des LEDs mais par le dispositif instrumental. Ce montage fait donc l'objet d'une étude minutieuse, qui nécessite d'une part le contrôle de l'étalonnage du monochromateur : son étalonnage en longueur d'onde et la mesure de sa courbe de transmission, et d'autre part, le réglage fin de l'alignement des LEDs devant l'entrée du monochromateur et de la photodiode face à la sortie.

Le protocole pour obtenir le spectre d'émission des LEDs à différentes températures est présenté, ainsi que l'ensemble des erreurs systématiques qui affectent les mesures. Ce protocole n'est pas optimisé pour étudier les limites en stabilité du spectre d'émission d'une LED (ce qui impliquerait par exemple de ne pas les déplacer entre deux séries de mesure à deux températures différentes (cf. 5.2.1)) mais il fournit cependant une précision suffisante pour l'analyse des images faites avec SNDICE au télescope.

Ce chapitre se conclut par la transposition des incertitudes sur les spectres des LEDs aux mesures pour caractériser la courbe de transmission des filtre de MegaCam.

### 5.1 Etalonnage du monochromateur

Sur le banc optique, le monochromateur est intercalé entre les LEDs et les photodiodes afin d'effectuer la caractérisation des spectres d'émission des LEDs.

#### 5.1.1 Le monochromateur DK240

##### Données constructeur

Le Digikrom DK240 de Spectral Products est un monochromateur Czerny-Turner à trois réseaux blazés. La spécificité du design Czerny-Turner est l'utilisation de deux miroirs concaves, l'un pour collimater le faisceau sur le réseau, et le second pour le focaliser à la sortie. Les deux miroirs ont une distance focale de 240 mm. Les éléments définissant le chemin optique à l'intérieur d'un tel

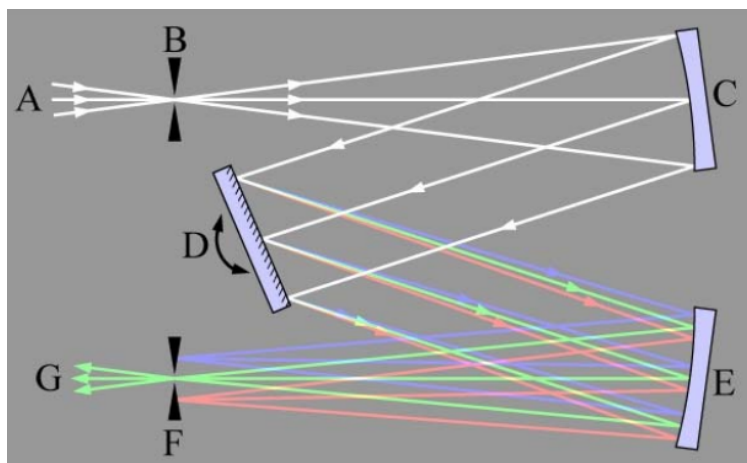


FIGURE 5.1 – Schéma du chemin optique du faisceau à l'intérieur d'un monochromateur Czerny-Turner. Le réseau (D) permet de séparer les couleurs. Une lumière issue d'une source (A), traverse la fente d'entrée (B), située au point focal d'un miroir incurvé (C). Le faisceau est collimaté vers le réseau (D) qui disperse les rayons en fonction de leur couleur. Le miroir E focalise ces rayons sur la fente de sortie. La distance focale des miroirs C et E est de 24 cm, l'angle  $\widehat{CDE} = 18.7^\circ$  (appelé angle d'Ebert). La longueur d'onde en sortie est contrôlée par trois paramètres : les ouvertures d'entrée (B), de sortie (F) et la position du réseau (D). Par exemple, plus la fente de sortie (F) s'agrandit, plus le spectre s'élargit. Dans le cas de notre monochromateur, (F) n'a une ouverture variable que d'un côté, intégrant le spectre vers le rouge.

monochromateur sont indiqués sur la figure (5.1). Les fentes d'entrée et de sortie sont motorisées et peuvent s'ouvrir latéralement de  $10 \mu\text{m}$  à  $3000 \mu\text{m}$ .

La transmission d'un monochromateur est caractérisée par l'efficacité de diffraction du réseau sélectionné et par la réflectivité des miroirs. La relation entre la source et l'image formée en sortie constitue la fonction de transfert, elle se caractérise par sa forme et par sa relation de dispersion. La forme schématique de la fonction de transfert est décrite par la figure (5.2). Elle est obtenue lorsque les fentes d'entrée et de sortie ont la même largeur afin que l'image en sortie corresponde à celle de la source lumineuse en entrée.

La figure (5.3) montre les déformations de l'image du spectre d'une raie monochromatique du Cadmium lorsque les ouvertures des fentes changent. Lorsque les ouvertures sont égales et augmentent, les fonctions de transfert sont homothétiques et centrées (points rouge et vert). Lorsque la fente d'entrée est plus grande que la fente de sortie, la fonction de transfert présente un plateau décalé vers le bleu (points bleus) alors qu'elle présente la même forme de plateau mais décalée vers le rouge lorsque la fente de sortie est plus grande. Lorsque les deux fentes ont la même ouverture, il est possible de définir la relation de dispersion. Elle correspond à l'étalement de l'image de la source en sortie du monochromateur et est causée par la dispersion spatiale des différentes longueurs d'ondes de la source. La relation de dispersion annoncée par le constructeur est de  $3.2 \text{ nm/mm}$ .

La compréhension de la mesure de la relation de dispersion et de l'efficacité de diffraction passe par la description de la relation entre longueurs d'onde sélectionnées et la géométrie des éléments optiques. Le formalisme théorique ainsi que les vérifications expérimentales sont présentés dans la section suivante.



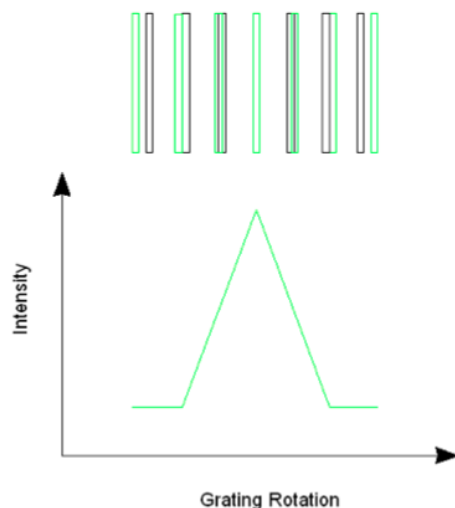


FIGURE 5.2 – La fonction de transfert est définie par l’image d’une source lumineuse monochromatique produite en sortie du monochromateur. A mesure que le réseau tourne, l’image de la fente d’entrée (en vert) commence à apparaître dans l’ouverture de la fente de sortie (en noir) jusqu’à atteindre un maximum lorsque les deux se superposent parfaitement. Lorsque le réseau continue à tourner, l’image de la fente d’entrée s’éloigne progressivement de l’ouverture de la fente de sortie jusqu’à disparaître complètement.

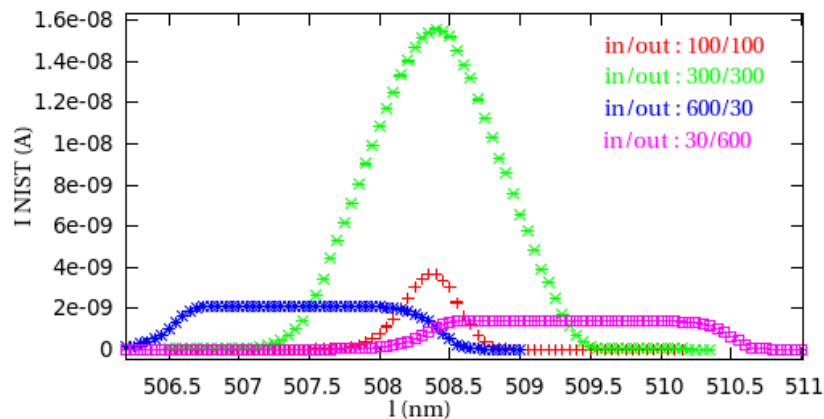


FIGURE 5.3 – Image d’une source lumineuse monochromatique étendue en fonction des ouvertures des fentes d’entrée et de sortie. Les tailles de fente sont exprimées en  $\mu\text{m}$ .

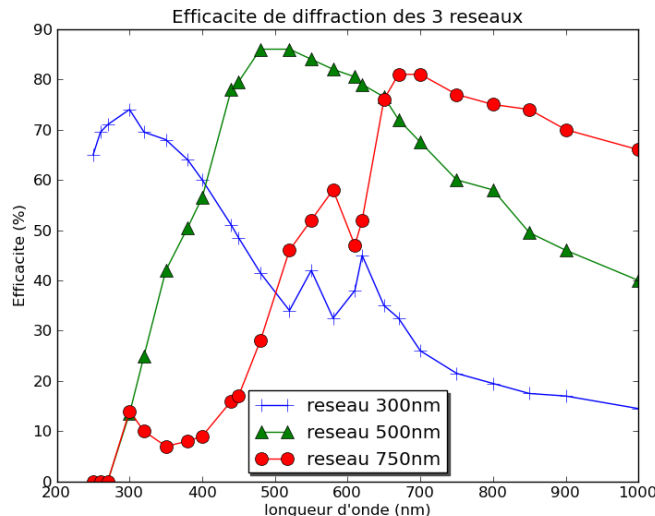


FIGURE 5.4 – Trois réseaux sont utilisés pour effectuer le spectre des LEDs. Chaque courbe est la moyenne des efficacités de diffraction des modes P et S. Le réseau 300nm est utilisé entre 300 nm et 450 nm, le réseau 500 nm est utilisé entre 500 nm et 750 nm et le réseau 750 est utilisé au delà de 750 nm. L'incertitude sur les points est de 3 %.

### Courbes de transmissions

L'aspect de la courbe de transmission des réseaux dépend d'une part de l'angle de blaze et d'autre part de la polarisation de la lumière. Lorsque l'inclinaison du réseau correspond à l'angle de blaze, c'est-à-dire lorsque  $\epsilon = \theta$  (figures 5.5 et 5.6), alors l'intensité est maximale : elle correspond aux pics d'efficacité à 300 nm, 500 nm et 750 nm de chacun des réseaux visibles sur la figure (5.4). Dans le cas de polarisations S (ondes TM, polarisation du champ perpendiculaire aux facettes), l'efficacité de la diffraction varie fortement en amplitude d'une longueur d'onde à l'autre (zones dentelées sur les courbes des réseaux 300 nm et 750 nm, figure 5.4). Avec une polarisation P (ondes TE, la polarisation est parallèle aux facettes du réseau), l'efficacité de diffraction est plus lisse, avec un maximum à l'angle de blaze. Dans le cas d'une lumière incidente non polarisée, la courbe d'efficacité caractéristique est à mi-chemin des courbes P et S (Palmer, 2005) telle que représentée pour les trois réseaux sur la figure 5.4. Ces courbes sont des données fournies par les constructeurs, sans aucune indication de précision, et ne peuvent que donner une idée des transmissions attendues qu'il faut mesurer (cf. 5.1.3).

#### 5.1.2 Modélisation du chemin optique

On considère une source de lumière blanche placée devant la fente d'entrée du monochromateur. Une source ponctuelle située au niveau de cette fente émettant une lumière isotrope illuminera, après réflexion sur le premier miroir sphérique, le réseau à échelle sous une incidence uniforme. L'inclinaison d'un angle  $\theta$  permet la sélection d'une longueur d'onde  $\lambda$  donnée (figure (5.5), à gauche).

Par ailleurs, pour un certain angle  $\theta$ , correspondant à une certaine longueur d'onde  $\lambda$ , l'image d'une source ponctuelle située au centre de la fente d'entrée, sera une image ponctuelle située au centre de la fente de sortie. De même, l'image d'une source située sur un bord de la fente d'entrée,

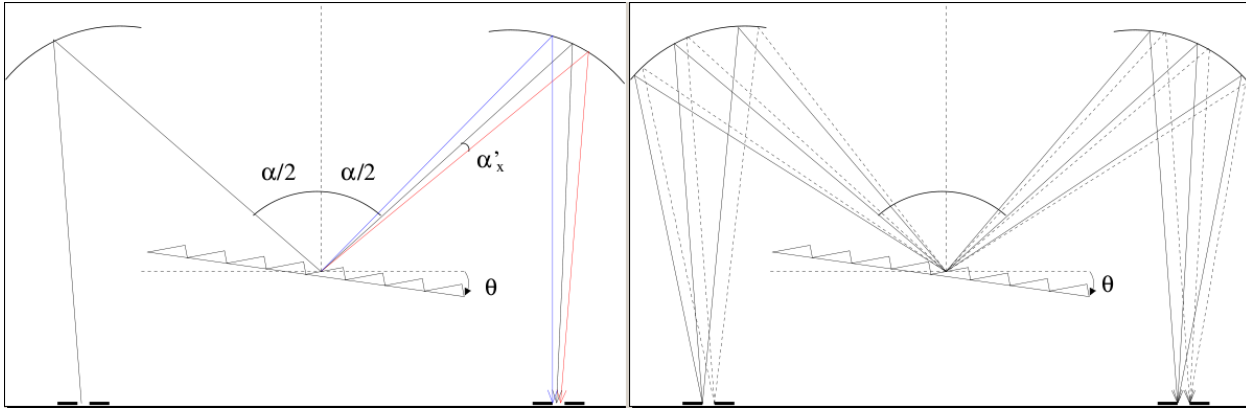


FIGURE 5.5 – Chemin optique dans le monochromateur. A gauche : Le réseau sépare les couleurs d'une source ponctuelle polychromatique. A droite : Une source étendue placée devant la fente d'entrée peut être décomposée en une somme de sources ponctuelles. Chacun de ces points sources a son image au niveau de la fente de sortie.

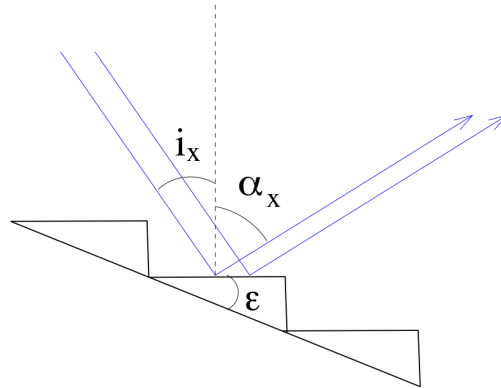


FIGURE 5.6 – Diffraction par une facette. Avec cette inclinaison du réseau :  $\epsilon = \theta$ , et l'angle d'Ebert =  $i_x + \alpha_x$ .

sera une image ponctuelle située sur un bord de fente (figure (5.5), à droite).

Pour modéliser la transmission du monochromateur, il faut calculer la lumière transmise par le réseau. Elle est le produit du champ diffracté par une facette du réseau à échelle par le terme d'interférence entre toutes les facettes (diffraction d'un réseau à l'infini) :

$$E_{\text{tot.}}(\alpha_x, \alpha_y, \theta, \lambda) = E_{\text{diff.}}(\alpha_x, \alpha_y, \theta, \lambda) \times E_{\text{interf.}}(\alpha_x, \theta, \lambda)$$

### Diffraction

Le champ diffracté par une facette s'exprime comme suit :

$$E_{\text{diff.}}(i_x, \alpha_x, \alpha_y, \lambda) = E_0 \operatorname{sinc}\left(\frac{\pi d}{\lambda}(\sin(\alpha_x) - \sin(i_x))\right) \operatorname{sinc}\left(\frac{\pi h}{\lambda} \sin(\alpha_y)\right)$$

Les angles  $i_x$ ,  $\alpha_x$  et  $\alpha_y$  sont définis par rapport à la normale à la facette (cf : figure 5.6).

En introduisant l'angle  $\theta$  qui est l'angle de "tilt" du réseau par rapport à l'axe correspondant à la réflexion spéculaire, l'angle  $\alpha$  qui est l'angle d'Ebert (c'est-à-dire, l'angle entre les deux miroirs

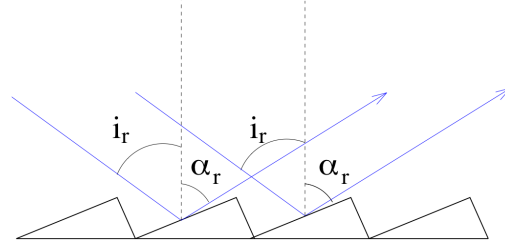


FIGURE 5.7 – Interférence entre deux rayons réfléchis au centre de deux facettes adjacentes

convexes et le réseau), et l'angle  $\epsilon$  (l'angle de blaze du réseau est l'angle de la facette par rapport au plan du réseau (voir la figure 5.6)), on a :

$$i_x = \frac{\alpha}{2} - \epsilon - \theta$$

$$\alpha_x = \frac{\alpha}{2} + \epsilon + \theta + \alpha'_x$$

Et le champ résultant vaut :

$$E_{\text{diff}}(\alpha'_x, \alpha_y, \theta, \lambda) = E_0 \operatorname{sinc} \left( \frac{\pi d}{\lambda} \left[ 2 \cos \left( \frac{\alpha}{2} \right) \sin(\theta + \epsilon) + \cos \left( \frac{\alpha}{2} + \theta + \epsilon \right) \sin(\alpha'_x) \right] \right)$$

$$\times \operatorname{sinc} \left( \frac{\pi h}{\lambda} \sin(\alpha_y) \right)$$

### Interférences

On calcule le terme d'interférence à partir de la différence de marche entre deux rayons se réfléchissant sur le centre de deux facettes adjacentes (figure 5.7). Lorsque l'on définit  $i_r$  et  $\alpha_r$ , les angles par rapport à la normale au plan du réseau, la différence de marche s'exprime :

$$\delta = d(\sin(i_r) - \sin(\alpha_r))$$

Où  $d$  est le pas du réseau.

On introduit les angles de la géométrie du monochromateur :

$$i_r = \frac{\alpha}{2} - \theta + i'_x$$

Et :

$$\alpha_r = \frac{\alpha}{2} + \theta + \alpha'_x$$

Où  $i'_x$  est un rayon avec un petit écart angulaire par rapport au rayon incident central et  $\alpha'_x$  est un rayon avec un petit écart angulaire par rapport au rayon réfléchi central.

Alors :

$$E_{\text{int.reseau}}(\alpha'_x, \theta, \lambda) = \frac{\sin \left( \frac{N\pi d}{\lambda} \left[ 2 \cos \left( \frac{\alpha}{2} \right) \sin(\theta) + \cos \left( \frac{\alpha}{2} + \theta \right) \sin(\alpha'_x) \right] \right)}{\sin \left( \frac{\pi d}{\lambda} \left[ 2 \cos \left( \frac{\alpha}{2} \right) \sin(\theta) + \cos \left( \frac{\alpha}{2} + \theta \right) \sin(\alpha'_x) \right] \right)}$$

Le champ lumineux total diffracté est donc :

$$\begin{aligned}
 E_{\text{tot.}}(\alpha'_x, \alpha_y, \theta, \lambda) &= E_{\text{diff}}(\alpha'_x, \alpha_y, \theta, \lambda) \times E_{\text{int.reseau}}(\alpha'_x, \theta, \lambda) \\
 &= E_0 \operatorname{sinc} \left( \frac{\pi d}{\lambda} \left[ 2 \cos \left( \frac{\alpha}{2} \right) \sin(\theta + \epsilon) + \cos \left( \frac{\alpha}{2} + \theta + \epsilon \right) \sin(\alpha'_x) \right] \right) \operatorname{sinc} \left( \frac{\pi h}{\lambda} \sin(\alpha_y) \right) \\
 &\quad \times \frac{\sin \left( \frac{N\pi d}{\lambda} [2 \cos \left( \frac{\alpha}{2} \right) \sin(\theta) + \cos \left( \frac{\alpha}{2} + \theta \right) \sin(\alpha'_x)] \right)}{\sin \left( \frac{\pi d}{\lambda} [2 \cos \left( \frac{\alpha}{2} \right) \sin(\theta) + \cos \left( \frac{\alpha}{2} + \theta \right) \sin(\alpha'_x)] \right)}
 \end{aligned}$$

### Efficacité de diffraction des réseaux

L'efficacité de diffraction théorique dépend de la longueur d'onde qui est sélectionnée par l'orientation du réseau (angle  $\theta$ ). Le carré de l'amplitude de diffraction donne l'expression, au premier ordre d'interférence, de la transmission du monochromateur.

Avec :

$$\lambda = \delta = -2d \cos \left( \frac{\alpha}{2} \right) \sin(\theta) = 2d \cos \left( \frac{\alpha}{2} \right) \sin |\theta|$$

On peut alors donner une expression de la transmission pour un rayon central, à la longueur d'onde sélectionnée par le réseau, qui vaut :

$$\operatorname{Tr}(\lambda) = \operatorname{sinc} \left( \pi \cos(\epsilon) - \frac{\pi d}{\lambda} 2 \cos \left( \frac{\alpha}{2} \right) \sin(\epsilon) \sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{4d^2 \cos^2 \left( \frac{\alpha}{2} \right)}} \right) \times \frac{dD}{f} \times \cos \left( \frac{\alpha}{2} + \sin^{-1} \left( \frac{\lambda}{2d \cos \left( \frac{\alpha}{2} \right)} \right) \right) \quad (5.1)$$

En prenant le carré de cette équation et en utilisant les paramètres fournis par le constructeur<sup>1</sup>, il est possible de représenter l'efficacité de diffraction théorique. Les efficacités de chacun des réseaux sont tracées en bleu sur les trois graphiques de la figure (5.8). La courbe rouge indique les données constructeur déjà présentées sur la figure (5.4). La forme générale est bien reproduite par la formule (5.1) avec cependant les variations abruptes à petites échelles en moins. Ces variations, visibles autour de 600 nm sur les courbes des réseaux 300 nm et 750 nm, s'expliquent par l'utilisation d'une lumière polarisée pour obtenir les données constructeur. Dans le cas d'une illumination par des LEDs, la lumière est non polarisée et l'efficacité de diffraction ne présente pas de variation abrupte.

### Image de la fente d'entrée

La fente d'entrée ayant une largeur non nulle, cela donne une certaine dispersion aux angles d'incidences des rayons tombant sur le réseau. Si on appelle  $di_x$  la dispersion angulaire autour du

1. Les paramètres fournis par le constructeur et utilisés pour tracer l'efficacité théorique de diffraction sont :

$\epsilon_{300} = 10.4^\circ$  pour le réseau 300 nm  
 $\epsilon_{500} = 17.5^\circ$  pour le réseau 500 nm  
 $\epsilon_{750} = 26.7^\circ$  pour le réseau 750 nm  
 Le pas du réseau :  $d = 8.33 \cdot 10^{-7}$  m  
 Et,  $\alpha = 18.7^\circ$

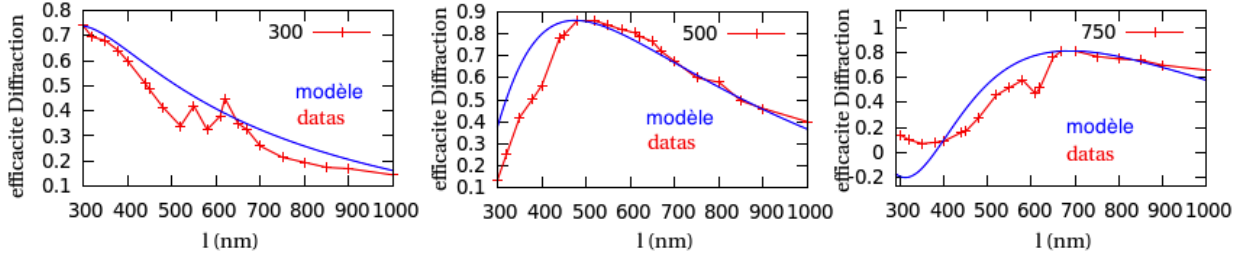


FIGURE 5.8 – Courbes bleues : efficacité de diffraction théorique de chacun des réseaux. Points reliés en rouge : données constructeur.

rayon central d'angle d'incidence  $i_x$ , on a :  $di_x = \frac{\Delta}{2f}$ , où  $\Delta$  est la largeur de la fente d'entrée et  $f$ , la distance focale du miroir.

La différence de marche entre deux rayons se réfléchissant au centre de deux facettes adjacentes et faisant un petit écart angulaire avec le rayon principal central ( $i'_x$  pour le rayon incident,  $\alpha'_x$  pour le rayon réfléchi, en supposant ces deux valeurs petites) vaut :

$$\delta = d(\sin(i_r) - \sin(\alpha_r)) = d\left(\sin\left(\frac{\alpha}{2} - \theta + i'_x\right) - \sin\left(\frac{\alpha}{2} + \theta + \alpha'_x\right)\right)$$

$$\delta \simeq -2d \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right) \sin(\theta) - d\left(\cos\left(\frac{\alpha}{2} + \theta\right) \sin(\alpha'_x) - \cos\left(\frac{\alpha}{2} - \theta\right) \sin(i'_x)\right)$$

Si on a affaire à de la lumière monochromatique, de longueur d'onde  $\lambda$ , l'angle  $\theta$  de tilt du réseau associé à cette longueur d'onde est donnée par :

$$\lambda = -2d \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right) \sin(\theta) = 2d \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right) \sin(|\theta|)$$

Donc, à la dispersion angulaire du faisceau incident  $di_x$ , correspondra une dispersion à la sortie du réseau  $d\alpha_x$  telle que (toujours en considérant qu'on a affaire à des angles petits) :

$$\cos\left(\frac{\alpha}{2} + \theta\right) d\alpha_x = \cos\left(\frac{\alpha}{2} - \theta\right) di_x$$

Et l'image de la fente d'entrée de largeur  $\Delta$  sera, au niveau de la fente de sortie, une fente lumineuse de largeur  $\Delta'$ , avec :

$$\Delta' = \frac{\cos\left(\frac{\alpha}{2} - \theta\right)}{\cos\left(\frac{\alpha}{2} + \theta\right)} \Delta$$

Comme  $\theta$  est négatif, cela signifie que l'image de la fente d'entrée sera très légèrement plus petite à la fente d'entrée elle-même (5.5, schéma de gauche).

### Relation de dispersion

En partant de la différence de marche entre deux rayons se réfléchissant sur deux facettes adjacentes et en étudiant les rayons ayant un angle  $\alpha'_x$  avec le rayon central sélectionné par l'angle  $\theta$  du réseau, on a :

$$\delta \simeq -2d \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right) \sin(\theta) - d \cos\left(\frac{\alpha}{2} + \theta\right) \sin(\alpha'_x)$$

avec :

$$\lambda_c = -2d \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right) \sin(\theta)$$

donc :

$$d\lambda = -d \cos\left(\frac{\alpha}{2} + \theta\right) \sin(\alpha'_x)$$

Donc, comme les angles  $\alpha'_x = d\alpha_x$  sont très petits, la relation de dispersion vaut :

$$\left| \frac{d\lambda}{d\alpha_x} \right| = d \cos\left(\frac{\alpha}{2} + \theta\right)$$

Et en utilisant la distance focale  $f$  du miroir convexe focalisant sur la fente de sortie :

$$\left| \frac{d\lambda}{dx} \right| = \frac{d \cos\left(\frac{\alpha}{2} + \theta\right)}{f} \quad (5.2)$$

Expérimentalement, la relation de dispersion est obtenue à partir d'une raie monochromatique. Il est possible de montrer que la relation établie ci-dessus pour une source de lumière blanche reste inchangée dans le cas d'une source monochromatique.

### Forme de la fonction de transfert

La forme de la bande passante est obtenue en échantillonnant le signal en fonction de la longueur d'onde. Le spectre des LEDs est obtenu sans utiliser de lentilles focalisant la source sur la fente d'entrée : cela introduirait un biais, à moins d'étalonner les lentilles préalablement. Par ailleurs, cette utilisation non traditionnelle du monochromateur (c'est-à-dire, le fait de disposer la source de lumière à une distance importante (20 cm) au regard de la taille des fentes) permet de s'assurer que toute la lumière rentrant dans le monochromateur est contenue dans l'optique de focalisation sur le réseau. D'autre part, la *stray light* à l'intérieur du monochromateur est réduite, et un faisceau fin pouvant être contenu dans la photodiode servant à l'étalonnage est produit en sortie.

L'étalonnage spectral d'une source étendue nécessite une étude minutieuse de l'effet du réglage de la fente d'entrée sur la mesure d'une longueur d'onde. Il est effectué en faisant varier indépendamment la taille des fentes d'entrée et de sortie. Dans le cas d'une source plus large que la fente d'entrée, lorsque la taille de la fente augmente, le pic se déplace vers le rouge, comme le montre le schéma de gauche sur la figure (5.9). Le deuxième effet de l'ouverture de la fente de sortie est d'augmenter la bande passante (graphique de droite, figure 5.9). Lorsque tout l'étalement spectrale de la raie est contenu dans la fente, la fonction de transfert en forme de pic devient un plateau (courbe violette).

#### 5.1.3 Contrôle de l'étalonnage

L'étalonnage du monochromateur est contrôlé en utilisant une lampe au Cadmium basse pression, une lampe au Sodium et une lampe au Mercure dont les positions des raies sont connues. L'étalonnage consiste à vérifier pour chacun des trois réseaux et pour toute la gamme de température de fonctionnement :

- La calibration en longueur d'onde.
- La mesure de la relation de dispersion.
- La courbe de l'efficacité de diffraction.

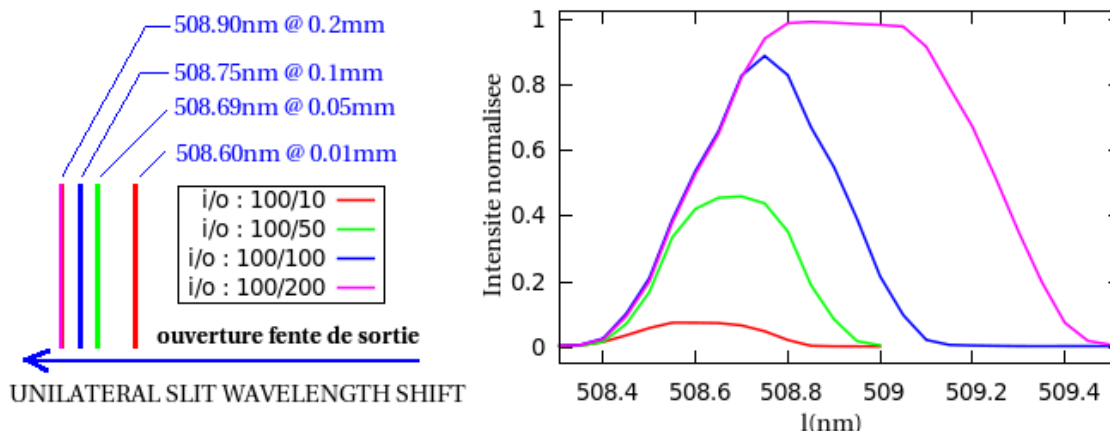


FIGURE 5.9 – Schéma de gauche : à mesure que la taille de la fente de sortie augmente, la longueur d'onde du pic augmente légèrement. À droite, la forme de la fonction de transfert est représentée en fonction de l'asymétrie d'ouverture des fentes in/out.

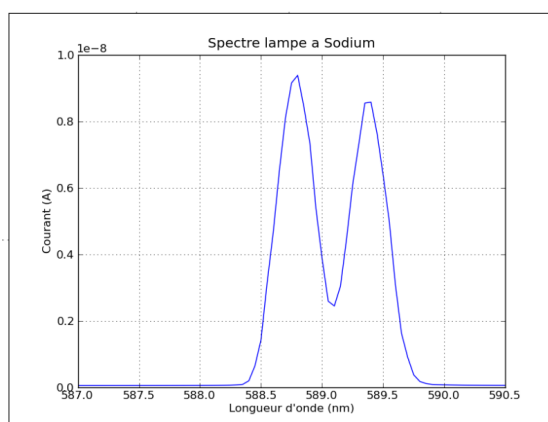


FIGURE 5.10 – Résolution du doublet du Sodium (0.6 nm) lorsque l'ouverture des fentes est de 0.5 mm.

### Résolution spectrale

Il est vérifié sur le doublet du Sodium que la résolution spectrale est suffisante<sup>2</sup> pour l'échantillonnage des spectres des LEDs lorsque les fentes sont ouvertes de 0.625 mm. (figure (5.10))

### Étalonnage en longueur d'onde

La reproductibilité en longueur d'onde à température et position identique est de 0.007 nm, légèrement inférieure à la spécification constructeur qui indique 0.01 nm. Cette estimation correspond à la dispersion de la répétition de 4 échantillonnages d'une raie du Mercure.

L'étalonnage en longueur d'onde dépend de l'angle d'incidence moyen de la lumière émise par la source sur la fente d'entrée du monochromateur. La figure (5.11) représente l'écart entre la mesure d'une raie du Mercure avec le réseau 500 nm et sa valeur théorique pour trois angles d'incidence

2. La résolution maximale annoncée est de 0.06 nm.



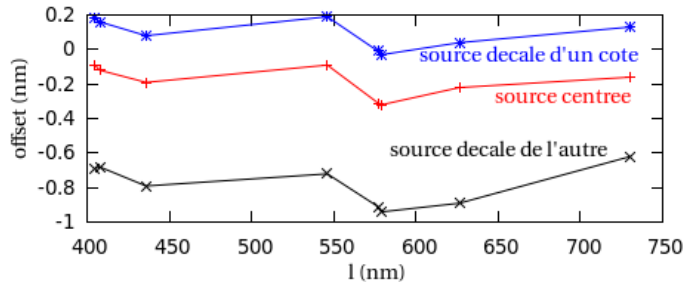


FIGURE 5.11 – La position d’une raie varie en fonction de l’angle d’incidence de la source sur la fente. Lorsque l’angle d’incidence varie de 10 deg., l’écart de calibration est de 1 nm (lignes bleues et noires).

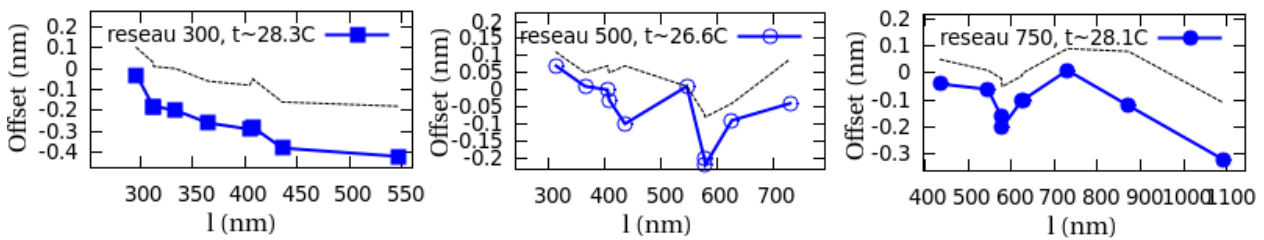


FIGURE 5.12 – Variation de l’*offset* de calibration mesuré à partir des raies du Mercure pour chacun des réseaux. Les données constructeurs apparaissent en pointillés noirs : les variations sont comparables aux mesures. Les écarts peuvent être expliqués par des conditions de température et un angle d’incidence différents. Cependant, ces deux paramètres ne sont pas précisés par le constructeur.

différents : centré, décentré d’un côté et décentré de l’autre. Dans le cas de l’illumination par une LED, l’incertitude en longueur d’onde liée à une incertitude de 2 mm sur la position des LEDs (alors que celles-ci sont situées à 20 cm de la fente d’entrée) est inférieure à 0.3 nm.

L’écart entre la position mesurée d’une raie et sa position théorique varie d’une raie à l’autre. La calibration en longueur d’onde de chacun des réseaux à partir des raies du Mercure montre des variations irrégulières de l’ordre de quelques Å d’un bout à l’autre d’un réseau (4 Å de variations par exemple pour le réseau 300 nm (carré plein sur la figure 5.12)).

L’*offset* de calibration du monochromateur dépend aussi de la température. Il est observé que la longueur d’onde mesurée d’une raie d’émission diminue linéairement avec la température. Le tableau (5.1) résume la mesure de ce coefficient à partir de la mesure de 5 raies du Cadmium à 3 températures différentes et par les trois réseaux, correspondant à la gamme de température du monochromateur pendant l’étalonnage des spectres des LEDs. La troisième colonne indique les coefficients linéaires de variation de l’*offset* de la position de la raie.

La dépendance en température ( $\Delta\lambda$ ) de l’étalonnage du monochromateur est paramétrisée ainsi :

$$\Delta\lambda = \Delta\lambda_{grating} + \beta_{grating} \times (T_M - T_M^0) \quad (5.3)$$

$\Delta\lambda_{grating}$  est obtenu à partir de la dispersion moyenne des mesures rapportées figure 5.12 et  $\beta_{grating}$  est la moyenne des pentes constatées dans la dernière colonne du tableau 5.1. Les valeurs sont rapportées dans la table 5.2. Ces corrections sont appliquées à toutes les mesures de longueur d’onde. L’erreur est dérivée classiquement en propageant les incertitudes sur  $\Delta\lambda_{grating}$ ,  $\beta_{grating}$  et sur la température du monochromateur ( $\sigma_{T_M} \sim 1^\circ\text{C}$ ). Elle ne dépasse jamais 3 Å (pour les

Reseau #	Atomic line (nm)	measurement (nm)	Variation (nm/1°C)
1	340.36	340.50	-0.0265212
1	441.56	441.35	-0.0217756
1	508.58	508.65	-0.0266711
2	441.56	441.50	-0.0261681
2	508.58	508.90	-0.0263884
2	643.84	643.97	-0.0259647
2	734.57	734.85	-0.0225537
3	508.58	508.88	-0.0238715
3	643.84	644.00	-0.0292676
3	734.57	734.90	-0.0264693

TABLE 5.1 – Mesure des raies atomiques du cadmium à température ambiante à l'aide des différents réseaux. Le coefficient linéaire de l'*offset* de calibration est obtenu à partir de l'interpolation entre trois températures : 25 °C, 18°C et 13°C.

TABLE 5.2 – Offsets de l'étalonnage en longueur d'onde des 3 réseaux.

Grating #	$\Delta\lambda_{grating}$ @ $T_M^0=25$ °C (nm)	$\beta_{grating} = d\Delta\lambda/dT$ (°C)
1	+0.154 ± 0.246	-0.02499 ± 0.0023
2	+0.020 ± 0.059	-0.02526 ± 0.0016
3	-0.008 ± 0.096	-0.02654 ± 0.0022

LEDs UVs).

### Mesure de la relation de dispersion

Il est possible de retrouver la relation de dispersion par deux méthodes différentes illustrées schématiquement par la figure (5.13) :

- La première méthode s'effectue lorsque l'image de la fente d'entrée est plus grande que la fente de sortie, elle utilise la relation entre la position du pic et la taille de la fente de sortie (courbes rouge, verte et bleue sur la figure (5.9)).
- La seconde méthode, à droite sur la figure (5.13), s'applique lorsque la fente de sortie est plus grande que l'image de la fente d'entrée. Pour une ouverture de fente donnée, la différence en longueur d'onde entre l'apparition du signal et le début de sa diminution donne une deuxième mesure indépendante de la relation de dispersion (courbe violette, à droite de la figure (5.9)).

Les deux méthodes sont en accord l'une avec l'autre, tel que l'indique les résultats obtenus par chacune d'elle sur deux raies distinctes du Cadmium, et présentés dans les deux premières colonnes du tableau (5.3). La valeur obtenue à partir de la formule 5.2 est donnée à titre indicatif dans la troisième colonne.

raie (nm)	relation de dispersion (nm/mm)		
	1 <sup>ere</sup> méthode	2 <sup>nde</sup> méthode	(modèle)
735	3.2 +/-0.11	3.19	(2.81)
441	3.58 +/-0.12	3.49	(3.15)

TABLE 5.3

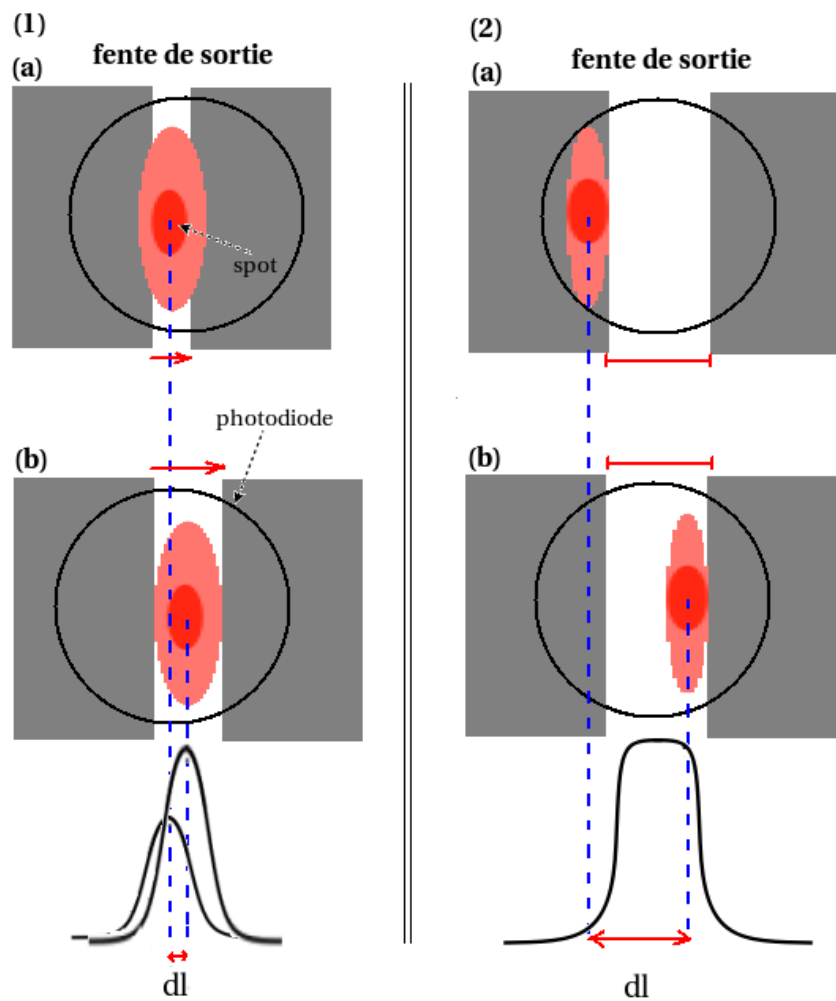


FIGURE 5.13 – Deux mesures distinctes de la relation de dispersion : (1) lorsque l'ouverture de la fente de sortie augmente de (a) à (b); le pic d'intensité, qui se produit lorsque le spot passe au centre de la fente, se déplace en longueur d'onde de  $dl$ . En (2), lorsque le spot est moins étendu que la fente de sortie et qu'il balaie la fente (de (a) à (b)), le signal obtenu par la photodiode présente un plateau dont le bas du front de montée correspond à l'apparition du spot dans la fente et dont l'amorce de décroissance correspond au début de son départ.

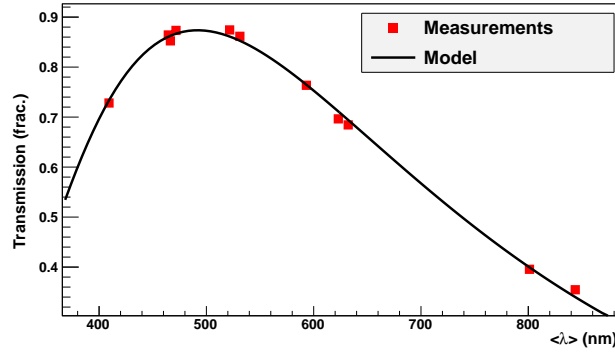


FIGURE 5.14 – Les mesures de transmission du réseau 500 nm à partir de l’illumination par 11 LEDs permet de vérifier le modèle. La valeur de l’angle de blaze obtenue par l’ajustement du modèle sur les mesures est  $\theta_{blaze} = 18.1 \pm 0.3$  deg. et l’angle d’Ebert  $\theta_{Ebert} = 16.6 \pm 0.1$  deg., ils sont tout deux en bon accord avec les données constructeur.

## Mesure de l’efficacité de diffraction d’un réseau

La mesure des spectres des LEDs est convoluée par la transmission du monochromateur. Cette transmission peut s’exprimer comme le produit du coefficient de transmission de l’aluminium des miroirs, constant à l’échelle du spectre d’une LED, par l’efficacité de diffraction des réseaux.

Il est possible d’effectuer une mesure directe de l’efficacité de diffraction des réseaux : l’expérience consiste à intégrer le spectre d’une LED pour obtenir son flux après spectrométrie, puis à diviser cette valeur par une mesure du flux capté par la photodiode en l’absence du monochromateur, c’est-à-dire, une mesure de photométrie. La qualité de la mesure consiste à s’assurer que le spot devant la fente d’entrée du monochromateur est le même que celui collecté par la photodiode, une fois le monochromateur ôté.

La configuration optimale (c’est-à-dire, en tenant compte du flux, de la résolution et de la taille de la photodiode) consiste à placer un trou circulaire de  $800 \mu\text{m}$  à 1 cm de l’entrée du monochromateur, et d’ouvrir les fentes de 1 mm (figure 4.13).

La figure (5.14) présente le résultat de la mesure de la transmission du réseau 500 nm, effectuée avec les 11 LEDs couvrant la bande passante de ce réseau (carrés rouge). La ligne en traits pleins indique le meilleur ajustement du modèle (formule 5.1), et les paramètres trouvés sont :  $\theta_{blaze} = 18.1 \pm 0.3$  deg. et  $\theta_{Ebert} = 16.6 \pm 0.1$  deg., en bon accord avec les données constructeur (18.7 deg. et 17.5 deg.).

Par ailleurs, la transmission de deux réseaux a été comparée à plusieurs longueurs d’onde. Cela ne correspond pas aux données constructeurs (figure 5.15). Il est donc fait le choix d’utiliser la courbe produite à partir du modèle.

## 5.2 Caractérisation spectrale des LEDs

### 5.2.1 Montage experimental

La calibration spectrale des LEDs est réalisée en plaçant tour à tour chaque LED devant la fente d’entrée du monochromateur et en plaçant la photodiode NIST devant la fente de sortie de telle sorte que tout le faisceau soit contenu dans la zone active (ce que permet notre utilisation non conventionnelle du monochromateur). Cela consiste à positionner la photodiode immédiatement

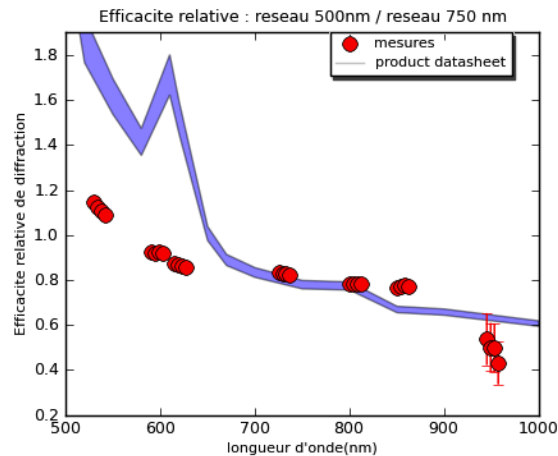


FIGURE 5.15 – Efficacité relative de diffraction des réseaux 750 nm et 500 nm. La courbe en bleu correspond aux données constructeur, les points rouges sont les mesures. Les mesures présentent un aspect notablement plus lisse que les données constructeur, elles ne reproduisent pas les pics.

après la fente de sortie du monochromateur et à régler l'ouverture des fentes sur 0.625 mm puis à échantillonner le spectre d'une LED par pas de 2 nm. Le support mobile et motorisé auquel est fixé la tête de LED permet d'automatiser le centrage du faisceau lumineux de chaque LED sur la fente d'entrée du monochromateur avec une répétabilité au  $\mu\text{m}$ .

Ce centrage des LEDs et de la photodiode est une étape importante, elle est décrite dans la section suivante.

Le caisson climatique auquel est reliée la boîte noire permet d'abaisser la température au niveau de la tête de LED jusqu'à  $0^{\circ}\text{C}$ , au niveau des températures les plus basses enregistrées dans le dôme du CFHT à Hawaii. Sur le banc spectrométrique, il existe un gradient important (de  $4^{\circ}\text{C}$  à  $8^{\circ}\text{C}$  en fonction de la température extérieure et des réglages du caisson climatique) de température entre la position des LEDs et la position des photodiodes. A cause de ce gradient, la température est mesurée en deux endroits : à l'intérieur de la tête de LEDs et sur le côté du monochromateur, à proximité de la photodiode. La première sonde mesure la température des LEDs et permet de relier les températures de fonctionnement constatées dans le dôme du télescope aux températures de calibration ; la seconde permet d'ajuster l'*offset* d'étalonnage du monochromateur en fonction de la température.

La température et le courant d'obscurité sont contrôlés à chaque point de mesure, le courant LED est enregistré au début de chaque spectre.

### Alignement des LEDs et de la photodiode

La forme et la position du spot en sortie du monochromateur dépend du positionnement de la LED devant la fente d'entrée et de la taille de l'ouverture de la fente de sortie.

L'image de chaque LED en sortie de monochromateur est étudiée à l'aide d'une caméra CCD (figure 5.16, à gauche). A cause de la forme de la fente d'entrée du monochromateur et de la disposition des LEDs, le spot est rectangulaire, d'une hauteur constante de 6 mm et d'une largeur de 4 mm pour une ouverture de fente de 0.625 mm.

Une étude plus minutieuse est nécessaire pour mesurer si tout le spot lumineux est collecté par

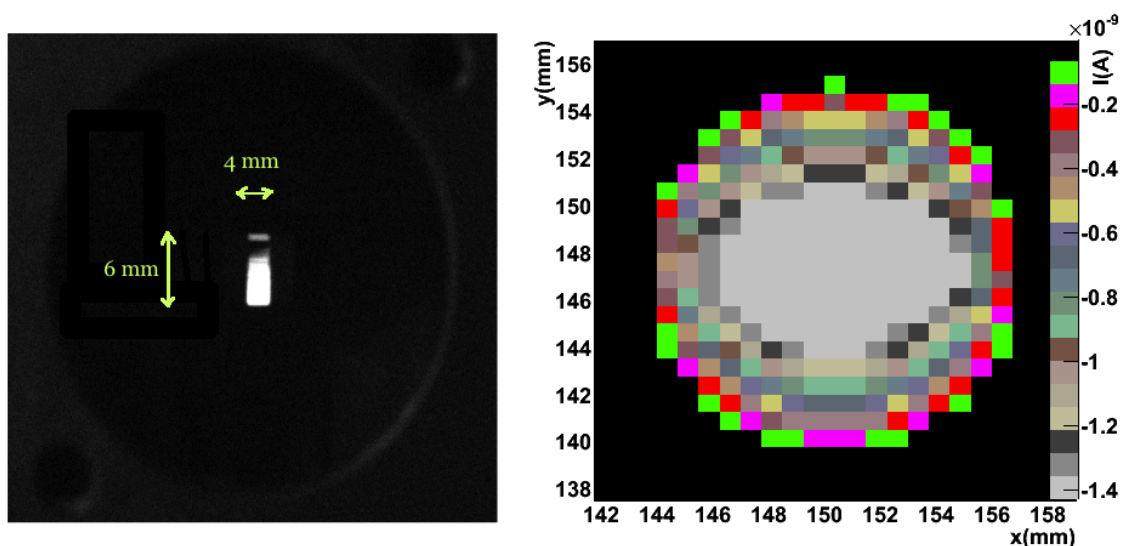


FIGURE 5.16 – À gauche, image de la LED GD0 en sortie du monochromateur. Le spot rectangulaire est défini par l'ouverture horizontale variable des fentes. À droite, courant mesuré par la photodiode NIST en fonction de sa position lorsque elle est éclairée par la LED GD7 et lorsque les fentes i/o du monochromateur sont ouvertes de 0.625mm. La taille des pas de la photodiode est de 1mm. Cela permet de la positionner finement au centre du spot et de déterminer sa hauteur et sa largeur avec une précision de  $\pm 500 \mu\text{m}$  (le pas de l'échantillonnage).

la zone active de la photodiode, ou bien, si ce n'est pas le cas, si la fraction perdue ne varie pas avec la longueur d'onde<sup>3</sup>.

La position, la hauteur et la largeur du spot sont déterminées en effectuant une carte du flux lumineux avec la photodiode (figure 5.16, droite). Le flux de la LED GD7 échantillonné au pic de son spectre avec le monochromateur (635 nm) est mesuré tous les millimètres dans un carré de 3 cm de côté. Le centre de la zone où le flux est constant indique le milieu du spot. Ce point détermine l'intersection de deux axes horizontaux et verticaux qui coupent à leur tour la zone de pénombre en deux points. La soustraction de la distance entre ces deux points par le diamètre de la photodiode donne la largeur et la hauteur du spot. La taille du spot ne varie pas verticalement avec l'ouverture des fentes et varie peu horizontalement. L'ouverture de 0.625 mm correspond à un compromis entre finesse spectrale d'échantillonnage et quantité de lumière par point de mesure.

Les positions relatives des autres LEDs sont ensuite déduites à partir des cotes du schéma de montage de la tête de LED. La précision de ces cotes est vérifiée sur un échantillon de LEDs. Les mesures de flux sont constantes dans une zone de  $\pm 500 \mu\text{m}$  de côté (figure (5.16), à droite).

Le flux au delà des bords du spot lumineux n'est pas nul. le graphique de gauche, sur la figure (5.17), indique qu'il est encore de quelques % à une distance de 1 cm. Sur ce graphique, les croix rouges correspondent à la lecture du courant dans la photodiode au point (x,y) d'une couronne perpendiculaire au spot, et suivant son contour (c'est-à-dire, les points d'un cercle de 1 cm de rayon autour du centre du spot) et normalisé par la valeur au centre. Cette mesure sert d'estimateur du flux qui échappe à la zone active de la photodiode ou qui a été réfléchi sur les bords des fentes du monochromateur. Cette mesure est de l'ordre de 3 % sur les axes verticaux, et de 2 % sur les axes

3. Le banc spectrométrique n'a pas pour objectif l'étalonnage absolu en flux, il est réalisé sur le banc photométrique (chapitre précédent).

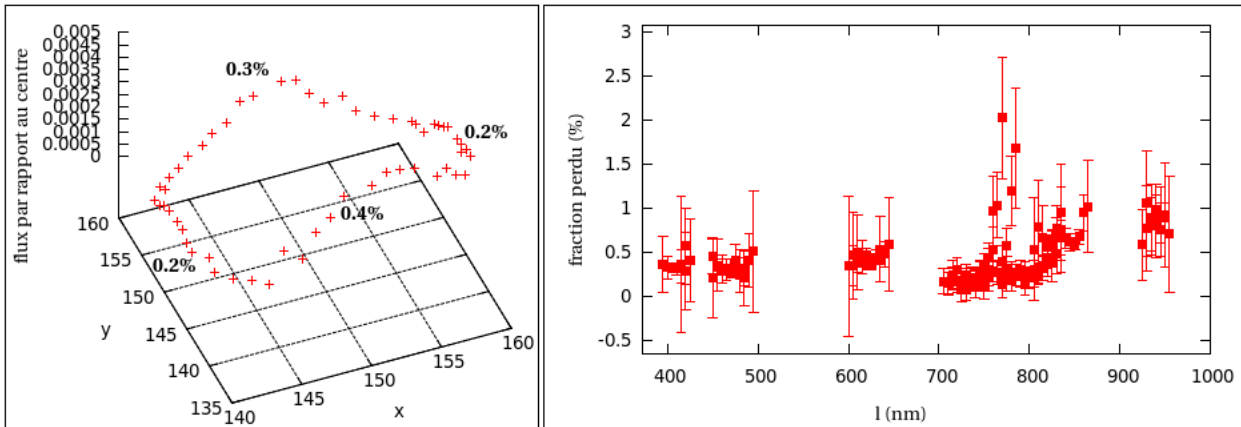


FIGURE 5.17 – A gauche, le flux incident en dehors de la photodiode est évalué à partir du courant lu par la photodiode NIST placée à une distance de 1 cm du centre du spot formé par la LED GD7, et normalisé par la valeur au centre. Cette mesure indique la fraction du flux qui échappe à la zone active de la photodiode. A droite : rapport, en fonction de la longueur d'onde, de la somme des courants mesurés dans huit positions autour du centre et le courant mesuré au centre. Un cache noir mat entoure la photodiode pour masquer la partie métallique réfléchissante et minimiser le biais lié aux réflexions parasites sur cette surface. La lumière parasite est inférieure au % et indépendante de la longueur d'onde.

horizontaux, elle est négligeable sur les axes diagonaux.

L'évolution de cette fraction de l'illumination de chacune des LEDs en fonction de la longueur d'onde est représentée sur la même figure, à droite. Il est constaté que cette fraction de lumière parasite est très faiblement dépendante de la longueur d'onde et inférieure à 1% pour l'ensemble des LEDs. Elle ne constitue donc pas un biais dans la mesure des spectres, vu la très faible pente par rapport à la largeur spectrale d'une LED (entre 50 nm et 100 nm). Quant à l'inter-étalonnage entre LEDs, il est réalisé par l'étalonnage photométrique.

Le flux perdu augmente légèrement au delà de 850 nm jusqu'à atteindre 1% pour la LED la plus rouge. Cet accroissement s'explique par la prise en compte du double reflet de la lumière sur le pourtour métallique de la photodiode puis sur les bords métalliques des fentes de sortie du monochromateur et enfin sur la zone active de la photodiode.

### 5.2.2 Analyse des spectres

#### Formation des données

Quatre étapes sont nécessaires pour obtenir les spectres de chaque LED :

- Soustraction du courant d'obscurité (ce courant d'obscurité est mesuré en utilisant un interrupteur électronique pour éteindre les LEDs).
- Normalisation par l'efficacité théorique de diffraction (modèle de la transmission du monochromateur).
- Normalisation par la courbe de responsivité de la photodiode (données NIST).
- Prise en compte de l'offset d'étalonnage du monochromateur en fonction de la température.

Soit :

$$\phi_T^{LED}(\lambda) = \frac{(I(\lambda) - Idark(\lambda))}{\eta(\lambda)} \times T(\lambda) \quad (5.4)$$

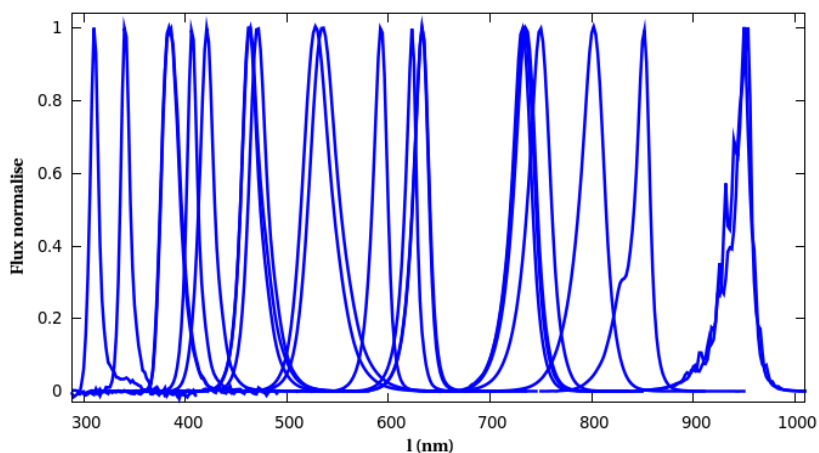


FIGURE 5.18 – Spectres normalisés des 24 LEDs de SNDICE. Les LEDs UVs ont un spectre plus fin que les LEDs rouge. Les deux LEDs dans le proche infra-rouge ont un spectre dentelé causé par des interférences de type Fabry-Pérot sur la surface.

L'amplitude des spectres obtenus s'exprime alors en watt. La figure (5.18) présente les spectres des 24 LEDs à température ambiante. La largeur spectrale des LEDs est plus importante dans le rouge que dans le bleu. Les LEDs dans le proche infra-rouge ont un spectre dentelé qui est une manifestation caractéristique d'interférences de type Fabry-Pérot sur la surface plane d'émission (voir p.155 (Schubert, 2006)).

### Effet de la température sur les spectres

La figure 5.19 illustre la manière dont est modifié un spectre de LED lorsque la température diminue : il se déplace vers le bleu et son amplitude augmente. Par exemple, le pic d'émission du spectre de la LED 701 s'est déplacé de 8 nm et le flux a diminué de 15% entre 0°C et 27°C.

La table 5.4 indique la longueur d'onde moyenne des LEDs (colonne 4) ainsi que la variation de cette valeur moyenne en fonction de la température. Il est notable que les LEDs UVs sont moins sensibles aux variations de température que les LEDs dans le proche infra-rouge et que les LEDs émettant dans le visible ont une sensibilité intermédiaire. L'incertitude sur la dépendance en température est de l'ordre de quelques centièmes d'Angström par degré Celsius, sauf pour les LEDs dans le proche IR et pour certaines LEDs UVs. Dans le cas des LEDs UVs, cela s'explique par la faible intensité du signal, alors que dans le cas des LEDs dans le proche IR, la dispersion provient d'un pas d'échantillonnage en longueur d'onde trop large par rapport à l'aspect dentelé des spectres (cf. les spectres de droite sur la figure (5.18)).

Les erreurs associées à la calibration spectrométrique des LEDs sont résumées par la figure 5.20. Différentes systématiques dominent selon la LED considérée : la précision sur la calibration de la LED la plus bleue est limitée par la faiblesse d'émission. Les incertitudes dominantes des autres LEDs UVs proviennent de la calibration absolue en longueur d'onde du réseau 300 nm. Pour toutes les autres LEDs, l'erreur principale est introduite par l'incertitude sur le positionnement des LEDs, relativement au positionnement des lampes pour l'étalonnage en longueur d'onde.

L'évolution du spectre d'émission d'une LED en fonction de la température dépend du semi-conducteur utilisé pour la zone émettrice. Pour les LEDs à gap direct, telles que les nôtres, une



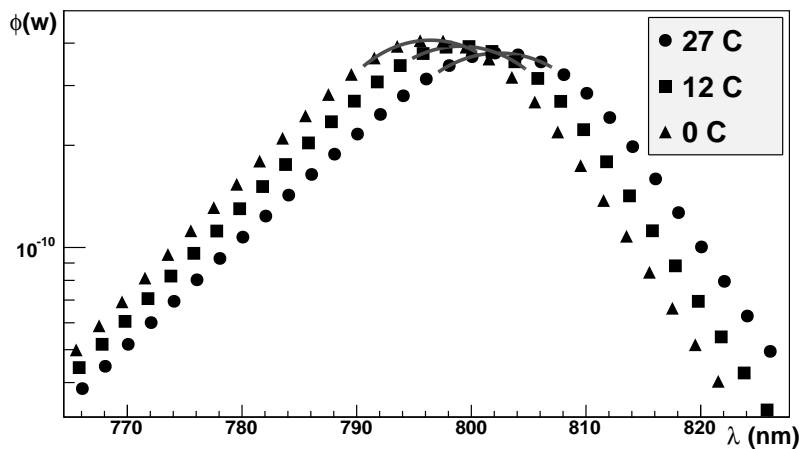


FIGURE 5.19 – Pic d’émission de la LED 701 à trois températures différentes. Entre 0°C, 12 °C et 27 °C le pic (déterminé en ajustant une parabole sur les mesures) s’est déplacé de 8 nm et le flux a diminué de 15%.

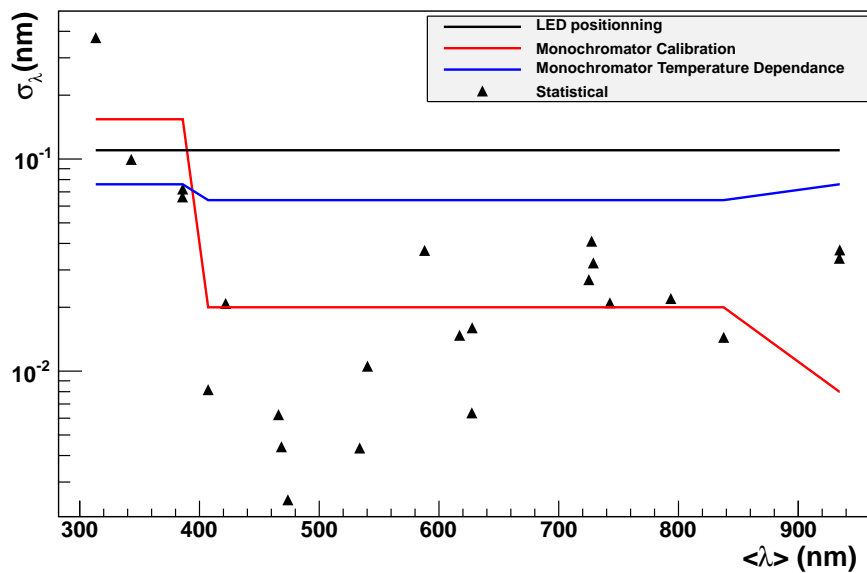


FIGURE 5.20 – Résumé des erreurs associées à la mesure de la position en longueur d’onde des spectres. Les erreurs dues à la mesure de la dépendance en température ne sont pas indiquées, elles sont toujours inférieures à 0.3 Å (table 5.20, dernière colonne). L’incertitude dominante, à l’exception des LEDs UVs, provient de l’erreur sur le positionnement des LEDs devant la fente d’entrée du monochromateur.

TABLE 5.4 – Résumé des caractéristiques spectrales des LEDs.

LED	model	grating (#)	$\langle\lambda\rangle$ (nm)	$d\lambda/dT$ (@ 25 °C) (nm/°C)
UV2	S8D31C <sup>⊙</sup>	300	$312.504 \pm 0.777$	$-0.035 \pm 0.027$
UV3	S8D34C <sup>⊙</sup>	300	$342.337 \pm 0.214$	$-0.027 \pm 0.008$
UV1	T9F34C <sup>⊙</sup>	300	$387.475 \pm 0.150$	$+0.059 \pm 0.005$
UV0	T9F31C <sup>⊙</sup>	300	$387.96 \pm 0.142$	$+0.086 \pm 0.005$
400	S8D40 <sup>⊙</sup>	500	$407.963 \pm 0.015$	$+0.029 \pm 0.001$
420	S8D42 <sup>⊙</sup>	500	$422.217 \pm 0.048$	$+0.015 \pm 0.002$
GD1	LBW5SG <sup>‡</sup>	500	$466.417 \pm 0.013$	$+0.017 \pm 0.0005$
GD6	LBW5SG <sup>‡</sup>	500	$468.669 \pm 0.012$	$+0.010 \pm 0.0004$
GD2	LBW5SM <sup>‡</sup>	500	$474.258 \pm 0.005$	$+0.018 \pm 0.0002$
GD4	LTW5SG <sup>‡</sup>	500	$533.471 \pm 0.010$	$-0.012 \pm 0.0004$
GD3	LTW5SM <sup>‡</sup>	500	$540.637 \pm 0.026$	$+0.014 \pm 0.001$
GD5	LYW5SM <sup>‡</sup>	500	$590.588 \pm 0.086$	$+0.105 \pm 0.003$
GD7	LAW5SM <sup>‡</sup>	500	$620.216 \pm 0.033$	$+0.121 \pm 0.001$
GD9	LRW5SM <sup>‡</sup>	500	$630.289 \pm 0.013$	$+0.114 \pm 0.0005$
GD8	LRW5SM <sup>‡</sup>	500	$630.632 \pm 0.027$	$+0.117 \pm 0.001$
703	SMC750 <sup>*</sup>	500	$729.395 \pm 0.059$	$+0.170 \pm 0.002$
701	SMC735 <sup>*</sup>	500	$731.755 \pm 0.090$	$+0.172 \pm 0.003$
700 <sup>†</sup>	SMC735 <sup>*</sup>	500		
702	SMC750 <sup>*</sup>	500	$746.792 \pm 0.047$	$+0.163 \pm 0.002$
704	SMC810 <sup>*</sup>	500	$798.414 \pm 0.048$	$+0.192 \pm 0.002$
705 <sup>†</sup>	SMC810 <sup>*</sup>	500		
GDIR	SFH 4230 <sup>‡</sup>	500	$843.315 \pm 0.029$	$+0.223 \pm 0.001$
950	SFH 4203 <sup>⊗</sup>	750	$942.371 \pm 0.080$	$+0.308 \pm 0.003$
951	SFH 4203 <sup>⊗</sup>	750	$941.399 \pm 0.073$	$+0.282 \pm 0.003$

⊙ Seoul Semiconductor Co., Ltd – <http://www.acriche.com>

‡ Golden Dragon<sup>®</sup> LED, OSRAM Opto Semiconductors GmbH –  
[http://www.osram-os.com/osram\\_os](http://www.osram-os.com/osram_os)

\* Marubeni – <http://tech-led.com>

⊗ OSRAM Opto Semiconductors GmbH – [http://www.osram-os.com/osram\\_os](http://www.osram-os.com/osram_os)

† dead channel

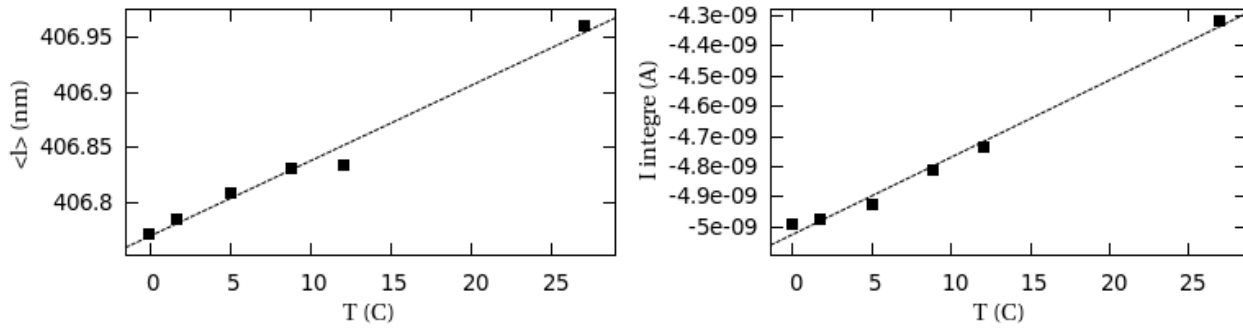


FIGURE 5.21 – Evolution de la longueur d'onde moyenne (à gauche) et du flux intégré (à droite) du spectre brut de la LED 400. Le résidu de l'ajustement linéaire sur la longueur d'onde moyenne (ligne pointillée) est inférieur à  $0.02\text{\AA}$  et le résidu de l'ajustement linéaire sur la dépendance du flux total est inférieur à 7 ‰. Lorsque les spectres sont corrigés de l'offset du monochromateur, la dispersion du résidu sur la position moyenne des spectres double, à  $0.04\text{\AA}$ , la dispersion sur le résidu des flux intégrés ne change pas.

diminution de température diminue le taux de transition non-radiative : la quantité de lumière émise augmente. L'énergie du gap augmente, le spectre se déplace vers le rouge. La figure (5.21) résume ce double phénomène en prenant pour exemple une LED bleue, la LED 400. Le graphique de gauche représente le déplacement vers le rouge du pic d'émission lorsque la température croît. La détermination de la position du pic au dixième d'Angström est obtenue en calculant la longueur d'onde moyenne du spectre coupé à  $I_{max}/2$ . Le graphique de droite représente la diminution d'intensité du pic d'émission lorsque la température augmente (par convention, le photocourant est négatif). Un ajustement linéaire sur les mesures (ligne pointillée) met en évidence la qualité de la prise en compte de la température dans la caractérisation des spectres d'émission. Sur le graphique de gauche, la ligne pointillée représente un ajustement linéaire sur l'estimateur de la position en longueur d'onde des spectres. Le résidu est inférieur à  $0.02\text{\AA}$ . Sur le graphique de droite, le résidu de l'ajustement linéaire sur la dépendance du flux total est inférieur à 7 ‰. Lorsque les spectres sont corrigés de l'offset du monochromateur, la dispersion du résidu sur la position moyenne des spectres double, à  $0.04\text{\AA}$ , la dispersion sur le résidu des flux intégrés ne change pas.

### Production de spectres synthétiques

Le spectre d'émission lumineuse d'une LED à une température donnée est obtenu en interpolant les points de mesures des deux spectres aux températures immédiatement supérieure et inférieure. Le spectre "synthétique" ainsi obtenu est utilisé pour l'étude des illuminations de SNDICE dans les conditions de température enregistrées au télescope. La figure (5.22) constitue une vérification de la qualité de cette méthode en comparant un spectre obtenu par interpolation (triangles noirs) avec un spectre mesuré à la même température (ronds rouges). La combinaison du protocole de mesure des spectres et la méthode pour obtenir un spectre synthétique produit une précision point à point qui varie de  $\pm 5\%$  pour les mesures de flux supérieures à 5% du pic d'émission. Cette précision est suffisante pour l'utilisation des spectres pour la caractérisation de la bande passante des filtres de MegaCam, les longueurs d'onde moyenne des deux spectres utilisés pour produire le spectre synthétique (figure 5.22) concordant à  $0.06\text{\AA}$ .

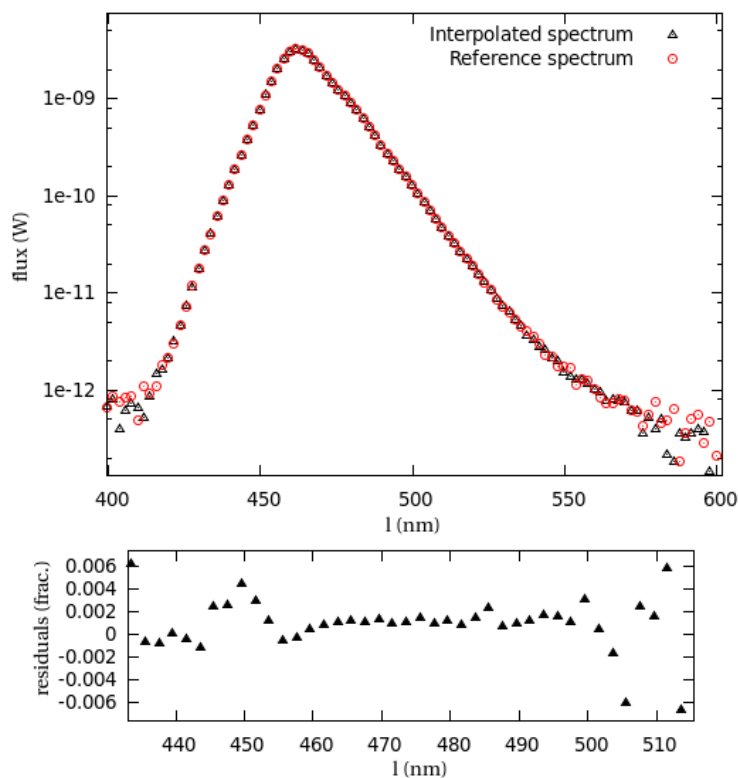


FIGURE 5.22 – Comparaison entre un spectre de GD1 mesuré à 2.4 °C (ronds rouges) et un spectre synthétique obtenu par interpolation des spectres mesurés à 0.3 °C et 5.4 °C (triangles noirs). Les résidus des points supérieurs à 5% du maximum, indiqués sur le graphe en bas, sont en moyenne inférieurs à 0.1% (rappelons qu'en utilisant une méthode corrigée des fluctuations de températures et des approximations des spectres synthétiques on peut obtenir la précision de  $2.5 \times 10^{-4}$  qui est montrée sur la figure 2.15). La dispersion est probablement due à de petites fluctuations de température durant la mesure. L'écart moyen en longueur d'onde des deux spectres est inférieur à 0.06 Å.

### 5.3 Transposition des incertitudes sur les spectres des LEDs aux mesures de bande passante des filtres de MegaCam

La combinaison de l'étalonnage photométrique et spectrométrique des LEDs est utilisée pour étudier la transmission des filtres de MegaCam. Les contraintes sur la forme et la position de la bande passante de chacun des filtres de MegaCam sont obtenues en combinant les illuminations de plusieurs LEDs.

#### 5.3.1 MonteCarlo de la mesure

Cette mesure est modélisée comme étant le rapport de deux flux : le produit du flux d'une LED données avec la transmission optique du télescope, la transmission du filtre et l'efficacité quantique des CCDs normalisée par ce même flux multiplié par la transmission optique du télescope et l'efficacité quantique des CCDs.

Cette opération correspond donc à :

$$T_{mes.}^{LED} = \frac{\int [S_{T,I}^{LED}(\lambda) \cdot QE(\lambda) \cdot T_{filtre}(\lambda) \cdot T_{optique}(\lambda)] d\lambda}{\int [S_{T,I}^{LED}(\lambda) \cdot QE(\lambda) \cdot T_{optique}(\lambda)] d\lambda} \quad (5.5)$$

Où  $\int S_{T,I}^{LED}(\lambda) d\lambda$  correspond au spectre d'une LED étalonnée en flux à une température donnée et à un courant donné. Chaque spectre est normalisé par un coefficient correspondant au flux de cette LED mesuré sur le banc photométrique à une température égale à celle de la LED pendant l'acquisition du spectre sur le banc photométrique (table 4.2). L'incertitude sur ce point est inférieure à 2‰ pour l'ensemble des LEDs, à l'exception de quelques LEDs pour lesquelles l'incertitude atteint 5‰ et dont les cartes ont été effectuées avec une température moins stable.

La normalisation des spectres par la mesure de photométrie ajoute une erreur additionnelle qui se caractérise par une augmentation de l'incertitude relative en chaque point du spectre. Cette erreur augmente par exemple l'incertitude relative de 2‰ à 3.5 ‰ pour les LED du type *Golden Dragon* au pic d'émission.

#### 5.3.2 Paramétrisation de la bande passante

La largeur des spectres des LEDs ( $\sim 20$  nm à mi-hauteur) ne permet pas une mesure in situ de la courbe de transmission, par contre, la combinaison de plusieurs LEDs permet d'étudier les déformations de la bande passante des filtres fournie par le constructeur et re-mesurée sur banc avant leur installation. Il est possible, par exemple, de modéliser la variabilité de la bande passante de chaque filtre simplement par trois paramètres agissant sur la courbe de transmission : un déplacement global ( $\delta\lambda$ ), un coefficient d'amplitude ( $A$ ) et un étirement ( $S$ ).

Ces paramètres et les incertitudes associées sont déterminés par minimisation de  $\chi^2$  entre cette paramétrisation et le modèle présenté dans la section précédente. Soit :

$$\chi^2 = \sum_{LED}^N \frac{\left| T_{mes.}^{LED} - \frac{A \int \left( T\left(\frac{\lambda+\delta\lambda}{S}\right) S_{T,I}^{LED}(\lambda) QE(\lambda) T_{optique}(\lambda) \right) d\lambda}{\int \left( S_{T,I}^{LED}(\lambda) QE(\lambda) T_{optique}(\lambda) \right) d\lambda} \right|^2}{\sigma^2} \quad (5.6)$$

La somme est faite sur une sélection de 5 LEDs dont les noms et les transmissions dans le filtre sélectionné sont indiqués dans la table 5.5. Le terme  $\sigma^2$  contient la somme quadratique des erreurs

$u_M$		$g_M$		$r_M$		$i_M$		$z_M$	
LED	$T_{filtre}$	LED	$T_{filtre}$	LED	$T_{filtre}$	LED	$T_{filtre}$	LED	$T_{filtre}$
uv2	0.2775	400	0.1052	gd3	0.0769	gd9	0.0002	703	0.0001
uv3	0.5387	420	0.5795	gd4	0.0445	702	0.9388	704	0.0180
uv1	0.6716	gd2	0.8208	gd5	0.7548	703	0.9085	gdir	0.6951
400	0.5864	gd3	0.6835	gd8	0.9308	704	0.9561	950	0.8892
420	0.1419	gd5	0.0150	701	0.0059	gdir	0.5437	951	0.8883

TABLE 5.5 – LEDs sélectionnées pour faire le suivi des différents filtres et transmission attendue à partir des courbes de transmission au centre des filtres et des spectres des LEDs à une température de 5°C.

filtre	$\delta\lambda$ (nm)	$A$	$S$
$u_M$	$0.03 \pm 3.70$	$1 \pm 0.005$	$1 \pm 0.009$
$g_M$	$0.01 \pm 0.14$	$1 \pm 0.0007$	$1 \pm 0.0003$
$r_M$	$0.10 \pm 0.25$	$1.0007 \pm 0.001$	$1.0002 \pm 0.0004$
$i_M$	$-5.89 \pm 5.80$	$1.002 \pm 0.005$	$0.993 \pm 0.007$
$z_M$	$-1.06 \pm 11.45$	$1 \pm 0.002$	$0.999 \pm 0.016$

TABLE 5.6 – Simulation de la reconstruction des paramètres ( $\delta\lambda=0$ ,  $A=S=1$ ) de modélisation de la bande passante des filtres. Il faut ajouter à l'incertitude sur  $\delta\lambda$  l'incertitude globale sur la position des spectres, établie dans le chapitre sur la spectrométrie, et causée par les erreurs sur la calibration du monochromateurs.

sur l'étalonnage spectro-photométrique des LEDs. C'est-à-dire, l'ensemble des erreurs statistiques sur les points de mesure des spectres, les incertitudes de la calibration NIST, les incertitudes sur la courbe de transmission du monochromateur ainsi que l'erreur introduite par la construction d'un spectre synthétique à partir de deux spectres à deux températures différentes.

Ce modèle simple donne une idée de la précision des mesures possibles sur la variabilité de la bande passante des filtres à partir des données provenant du banc d'étalonnage. Le potentiel en précision de cet étalonnage dépend de façon critique de la position en longueur d'onde des LEDs sélectionnées pour chaque filtre. En particulier, il est indispensable d'avoir des LEDs émettant à la longueur d'onde des bords bleus et rouges de chacun d'eux.

Les LEDs indiquées dans la table 5.5 ont été sélectionnées de sorte à optimiser la finesse des contraintes sur les paramètres, c'est-à-dire en ayant des LEDs le plus proche possible des 2 coupures, "bleues" et "rouges", des filtres. Les transmissions des filtres sont indiquées pour chacune d'elles, l'illumination étant produite à 5°C, soit la température moyenne du dôme au CFHT lors des mesures SNDICE.

La table 5.6 présente les résultats. Pour les filtres correctement échantillonnés par les LEDs, c'est-à-dire, les filtres  $g_M$  et  $r_M$ , la minimisation permet de retrouver le paramètre  $\delta\lambda$  avec une incertitude de 1.4 Å et 2.5 Å (valeurs qui contiennent les incertitudes du NIST, de l'étalonnage en flux, de l'incertitude sur la transmission du réseau du monochromateur et du bruit de lecture du courant des photodiode par le pico-ampèremètre). A ces incertitudes s'ajoute celle sur l'étalonnage du monochromateur (première ligne de la table 5.7). Les contraintes sur les paramètres des trois autres filtres sont nettement moins bonnes. Pour le filtre  $u_M$ , la dégradation des contraintes provient d'une part de l'échantillonnage imparfait du bord "bleu" par la LED UV2, et d'autre part, du faible

Causes	Incertitude
Calibration du monochromateur	0.14 Å, soit $< 3 \cdot 10^{-4}$ @ 500-nm
Incertitude sur la calibration de la photodiode	$< 0.4\%$ @ 400-nm et 0.2% au delà de 500-nm
Etalonnage en flux	0.02 Å sur le paramètre $\delta\lambda$

TABLE 5.7 – Estimation des incertitudes systématiques sur les mesures de spectres. Les incertitudes sur la calibration du monochromateur combinent quadratiquement les erreurs sur le positionnement des LEDs (qui est la systématique dominante), l'offset de calibration du réseau 500 nm et sa dépendance en température.

signal sur bruit des illuminations des LEDs UVs. Pour le filtre  $i_M$ , il n'y a pas non plus de LEDs disponibles pour échantillonner de manière optimale le bord "bleu" de la courbe de transmission. Le filtre  $z_M$  est un cas à part puisqu'il n'a pas de coupure "rouge" dans sa bande passante.

### Conclusion

Ce chapitre a permis de présenter la méthode et les incertitudes associées à l'étalonnage spectrométrique des LEDs. Lorsqu'il est combiné à l'étalonnage photométrique du chapitre précédent, il rassemble les données nécessaires à l'analyse des images faites avec SNDICE sur le télescope.

Cet étalonnage spectro-photométrique a été effectué en deux temps, en utilisant les deux dispositifs SNDICE jumeaux : l'étalonnage des cartes d'illumination a été effectué sur le dispositif installé au CFHT, avant son installation, et l'étalonnage en fonction de la température des flux et des spectres a été réalisé dans un second temps avec le dispositif conservé au laboratoire. Jusqu'au rapatriement du démonstrateur en place au télescope, c'est la combinaison de ces données qui est utilisée pour l'analyse in situ décrite dans les deux chapitres suivants.





## Chapitre 6

# Illumination de MegaCam par SNDICE : caractérisation de l'optique secondaire et du plan focal

SNDICE a été installé au CFHT en février 2008 (figure 6.1) (Barrelet, 2008a). Entre 2008 et 2010, vingt sessions de mesures ont été réalisées.

Les mesures utilisant les illuminations par le faisceau collimaté de SNDICE, ainsi que des illuminations par les canaux de LEDs d'étalonnage, permettent d'étudier et de caractériser différents sous-éléments du télescope. Dans ce chapitre, nous abordons l'étude des éléments optiques (WFC et filtre) ainsi que la modélisation géométrique du plan focal. Plus précisément, les illuminations par SNDICE permettent d'étudier :

- la géométrie des éléments optiques du télescope,
- les réflexions parasites sur les lentilles et les filtres,
- la variation spatiale des bandes passantes des filtres.

Il faut d'ailleurs noter que le design spécifique de SNDICE (source quasi ponctuelle à une distance finie et illumination directe) est, pour l'instant, le seul dispositif pour étudier in situ et avec précision ces aspects de la transmission d'un télescope.

Ce chapitre constitue aussi une première étude des "champs plats" produits par SNDICE, en se fondant sur une représentation simple de la fonction de transfert par l'optique géométrique. Nous verrons dans le chapitre suivant, où nous aborderons la caractérisation de la réponse des CCDs, que l'optique géométrique ne suffira pas.

### 6.1 Installation et fonctionnement de SNDICE sur le télescope

Les illuminations SNDICE sont effectuées pendant la journée, dôme fermé. Le télescope est pointé en direction des LEDs. Le faisceau des LEDs produit une illumination partielle du miroir primaire. Lorsque les axes optiques du faisceau et du télescope sont parallèles, l'ouverture angulaire du faisceau permet d'éclairer entièrement le plan focal. La première étape pour produire une image MegaCam d'une illumination SNDICE consiste donc à aligner les axes optiques, ce qui nécessite de connaître les positions relatives et les orientations des deux instruments.

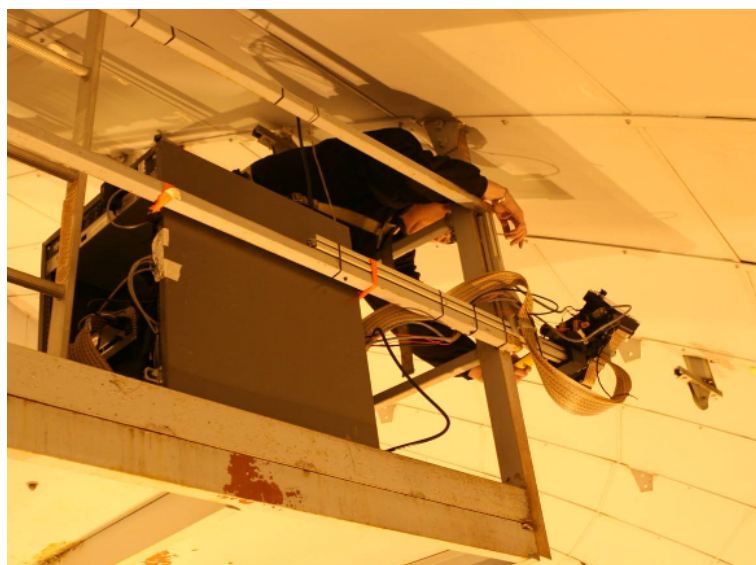


FIGURE 6.1 – Installation de SNDICE sur une passerelle située sous le dôme. Photo P. Repain.

### 6.1.1 Acquisition des données

SNDICE est fixée à une plateforme située sous le dôme. Pour des raisons d'encombrement, la CLAP est placée juste avant les filtres, légèrement en avant du plan focal. Deux PCs, un pour le système LEDs et un autre pour le système CLAP, sont utilisés pour enregistrer les données spécifiques SNDICE (sonde de température, courants LEDs, courants des photodiodes de contrôle et de la CLAP) et pour les ajouter par le système DAQ (*data acquisition*) aux *headers* des images *fits* qui sont labellisées SNDICE.

#### Dataset

La liste de toutes les sessions SNDICE est reproduite dans la table 6.1. La première colonne indique le numéro de session, la seconde colonne indique la date, la troisième colonne liste les positions azimutales du dôme. La quatrième colonne indique la température ambiante moyenne constatée pendant la session. La dernière colonne indique des événements particuliers s'il y a lieu.

Les sessions ne sont pas automatisées, elles nécessitent la présence d'un opérateur dans le centre de contrôle du CFHT ainsi qu'un opérateur au laboratoire. Le suivi de la réponse du télescope s'appuie sur une quinzaine de dates en 2008 et 2010.

Les quatre premières sessions ont servi à l'installation et au *commissioning* de l'instrument, en particulier, les poses de "planète artificielle" ont été utilisées pour la mise au point du protocole d'alignement. Les sessions I2, I3 et I4 ont servi à scanner le miroir primaire (ouverture du télescope). La plupart des sessions, à l'exception de I3 et I4, ont été faites avec SNDICE positionnée au nord. La session 14 inclut aussi quatre positions différentes sur le miroir. L'ensemble de ces sessions ont permis de déterminer la position et l'orientation de SNDICE par rapport aux axes de rotation du télescope et du dôme.

La température moyenne à l'intérieur du dôme varie pendant les prises de données, une variation diurne de l'ordre de 0.5 °C, et la valeur moyenne varie aussi d'une série à l'autre, variant de -2°C

Run ID	Date	Dome Az (North/South)	Temperature moyenne (Celsius)	Comments
I1	2008-02-06	258.0 (N)	1.0	installation (#5)
I2	2008-02-07	258.0 (N)	1.0	installation (#6)
I3	2008-02-08	78.0 (S)	1.0	installation (#1)
I4	2008-02-09	78.1 (S)	–	installation (#2-3-4)
02	2008-06-05	257.9 (N)	–	(#7)
03	2008-06-10	258.0 (N)	–	(#8)
–	Summer 2008	–	–	MegaCam upgrade. CLAP installation.
–	2008-10-09	–	–	SNDice motors changed
04	2008-10-28	257.9 (N)	–	(#9)
05	2008-11-05	257.9 (N)	–	(#10)
06	2010-02-18	258.0 (N)	-0.6	(#11)
07	2010-03-17	257.9 (N)	-0.5	(#12)
08	2010-03-19	257.9 (N)	-0.9	(#13)
09	2010-04-16	258.0 (N)	-1.3	(#14)
–	2010-05-10	–	–	SNDice motors changed
11	2010-05-14	257.7 (N)	2.3	(#15)
12	2010-07-08	257.9 (N)	3.9	(#16)
13	2010-10-06	257.8 (N)	3.6	(#17)
14	2010-10-12	258.1 (N)	2.0	(#18)
15	2010-10-13	257.8 (N)	1.2	(#19)
16	2010-11-10	258.0 (N)	1.6	(#20)

TABLE 6.1 – Sessions SNDICE

à 7°C sur l'ensemble des sessions, de manière saisonnière.

Le système SNDICE a été modifié à deux reprises, en 2008 et en 2010. L'intervention de 2008 a permis d'installer un système de chauffage pour empêcher l'huile des moteurs de geler, une solution contraignante qui nécessitait de préchauffer les moteurs avant leur utilisation. L'intervention de 2010 a permis de les remplacer par une motorisation possédant une huile résistante aux conditions de température dans le dôme. A ces deux occasions, l'orientation des moteurs a été changée, modifiant significativement les constantes d'alignement.

Chaque session commence par l'alignement de l'axe optique des LEDs et du télescope. Une procédure minutieuse, décrite dans la section suivante. Les sessions se poursuivent par des séries d'illuminations, avec différentes LEDs, intensités ou temps de pose. Au cours d'une illumination, la CLAP et la photodiode de contrôle associée à la LED utilisée permettent deux mesures indépendantes de la stabilité de l'intensité lumineuse de la LED.

### 6.1.2 Suivi du flux lumineux de SNDICE *in situ* par les photodiodes de contrôle

Le suivi du flux lumineux est estimé, au premier ordre, en utilisant une LED de référence, la LED GD8 (émettant à 630 nm) au cours de l'année 2010. Parmi les 180 images prises avec cette LED au cours de l'année 2010, nous en sélectionnons environ un tiers par une coupure sur le courant

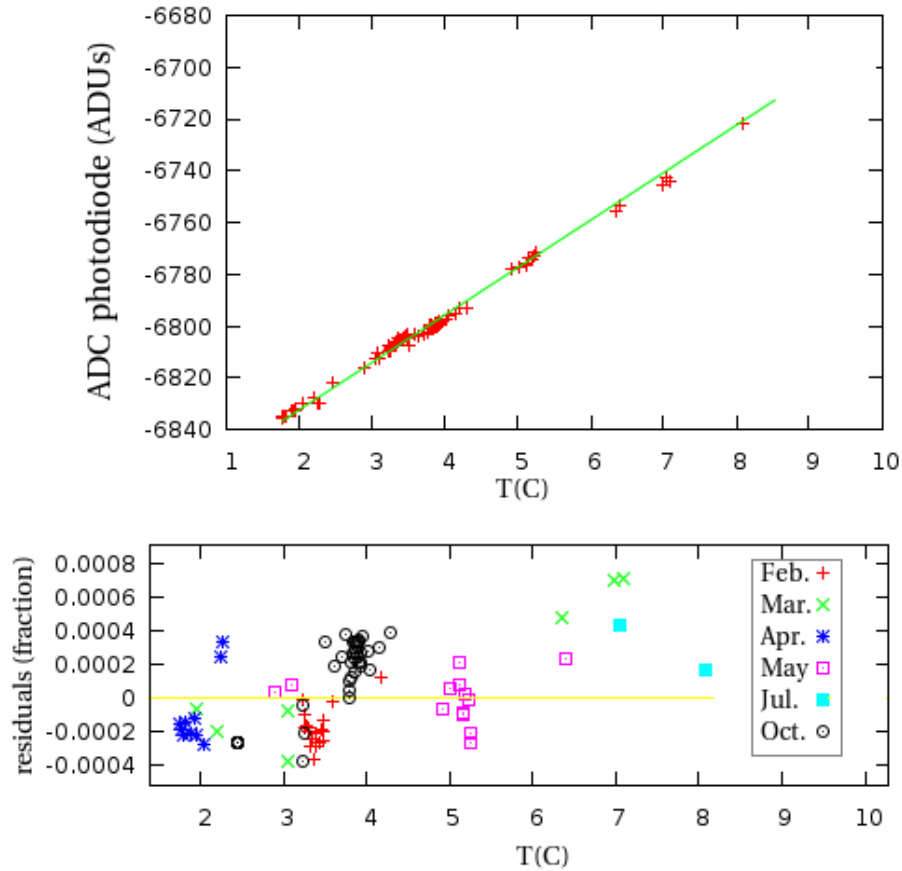


FIGURE 6.2 – Ajustement linéaire de la variation de luminosité mesurée par la photodiode de contrôle en fonction de la température pour les poses faites avec le LED GD8 au cours de l'année 2010. Le rms des mesures est inférieur à 0.03%.

LED mesuré (entre 800 et 2000 ADU, ce qui correspond à des courants compris entre 50 et 100 mA), écartant les flux trop faibles ou trop forts.

Lorsque les photocourants, mesurés par la photodiode de contrôle associée à la LED GD8 sont corrigés de la dépendance en température de l'intensité lumineuse de la LED par un ajustement linéaire (une méthode validée par les mesures rapportées § 4.3.2<sup>1</sup>), les résidus sur l'ensemble de l'année 2010 sont inférieurs à  $\pm 0.6\%$  et le *rms* global est inférieur à 0.3% (figure 6.2).

La stabilité du flux lumineux ainsi estimée est encore inférieure à la stabilité intrinsèque de ce flux car nous savons que les photodiodes de contrôle n'ont pas été l'objet d'une étude approfondie sur le banc au laboratoire. Par ailleurs, l'électronique de lecture présente un bruit à 50 Hz de l'ordre de 3% pic à pic (mesuré par exemple à partir du signal du pulse lumineux représenté sur la figure 3.8 dans le § 3.2.2). Un meilleur estimateur de la stabilité du faisceau lumineux sera présenté dans le chapitre suivant, utilisant les images MegaCam.

1. Cet ajustement donne une occasion pour comparer la similitude des deux dispositifs jumeaux : la variation relative du flux en fonction de la température de la LED au CFHT est de -0.28% par degré Celsius, légèrement moins importante que celle constatée pour le dispositif SNDICE en laboratoire ( $-0.36 \pm 0.002 \% / ^\circ\text{C}$ ). Cet écart est compatible avec une erreur sur la température de 0.3°C

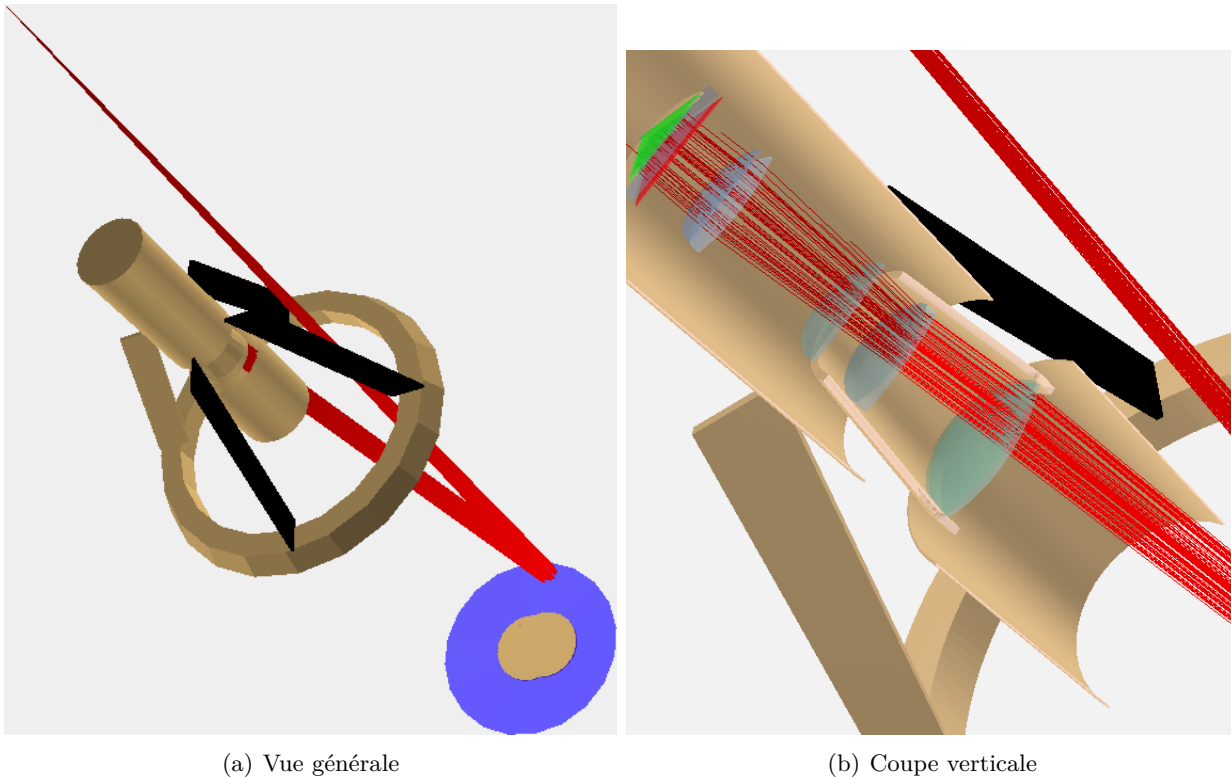


FIGURE 6.3 – Modèle d'une exposition (017) SNDICE du 2011-02-01. SNDICE est à une distance de 17.35 mètres du miroir. Pour cette exposition, les axes optiques des deux instruments sont presque alignés. A gauche, zoom sur MegaPrime : un filtre, apparaissant en rouge, est présent. Le plan focal est signalé en vert.

### 6.1.3 Modèle optique de MegaPrime et de son illumination par SNDICE

#### Eléments optiques

Le modèle optique est une adaptation des dessins ZEMAX livrés par l'équipe du CFHT. Il contient toutes les surfaces optiques (miroir, WFC, ISU, filtres, fenêtre du cryostat), ainsi que les matériaux passifs qui peuvent intercepter le faisceau (l'araignée, l'anneau, le *baffling*, l'enceinte de MegaCam et l'occultation centrale du miroir). La figure 6.3 présente la simulation d'une exposition prise durant la session SNDICE du 2011-02-01, le chemin optique de la lumière depuis la LED jusqu'au plan focal est représenté par les traits rouges.

**Lentilles et fenêtres** Les indices optiques des lentilles sont résumés dans la table 6.2. Les valeurs des réflectivités et celles des *coatings* des lentilles proviennent du constructeur (Sagem, 2001). Sur la presque totalité de la bande passante, la réflectivité des lentilles est inférieure à 1.5%. L'absorption de ces éléments n'est pas connue, elle est négligée et il est supposé que la transmission  $T$  est reliée à la réflectivité  $R$  par :  $T = 1 - R$ . Les dimensions caractéristiques et les positions des filtres et des éléments optiques de MegaCam sont résumées dans le table 6.3. N'ayant pas non plus d'information sur le *coating* de la fenêtre du cryostat, une réflectivité simple de 1.5%, indépendante de la longueur d'onde, est adoptée.

Elément optique	$n$
L1	1.516728
L2	1.516775
L3	1.516803
L4	1.516494
ISU	1.458464
filtres	1.516330
fenêtre	1.516330

TABLE 6.2 – Les éléments optiques et leur indice optique ( $n$ ).

	$w$ (m)	$l$ (m)	thickness (m)	$z$ (vertex, m)	material
$u$	0.384	0.384	0.010	13.61500 + $focus$	S-BSL7
$g, r, i, z$	0.384	0.384	0.005	13.61500 + $focus$	S-BSL7
Window	0.378	0.378	0.025	13.64700 + $focus$	BSL7Y
Focal Plane	0.256	0.256	0.000	13.68650 + $focus$	CCD

TABLE 6.3 – Eléments optiques de MegaCam.

**Les filtres** MegaPrime est équipée de filtres interférentiels<sup>2</sup>. La transmission de chacun d'eux a été mesurée en incidence normale par la SAGEM, suivant un rayon. Selon les mesures du constructeur, confirmées par l'étude de la calibration de SNLS (Regnault & al., 2009), la bande passante des filtres est supposée varier de près de 5 nm entre le centre et les bords du filtre. Cette variation spatiale indique que les filtres sont plus bleus au centre qu'au bord.

Un autre effet dont il faut tenir compte est la variation de la transmission effective en fonction de l'angle d'incidence des photons. Cet effet est modélisé en modifiant la transmission telle que :

$$T(\lambda, \theta) = T \left( \lambda \left[ 1 - \frac{\sin^2 \theta}{n^2} \right]^{-1/2}, \theta = 0 \right)$$

Où  $n$  est l'indice de réfraction du filtre, et  $\theta$  l'angle d'incidence. Cette expression, exacte pour un Fabry-Perrot monocouche, est suffisamment précise pour décrire la mesure de la dépendance angulaire de la transmission des filtres MegaCam.

**Les CCDs** Les courbes d'efficacité quantique de chacun des CCDs de MegaCam ont été mesurées par le CEA (la moyenne de ces mesures a été présentée par la figure 1.10 dans le § 1.2.1). Elles possèdent des disparités significatives. Là aussi, dans notre simulation optique, la réflectivité  $R$  d'un CCD est égale à  $1 - QE$ .

**Surfaces passives** Tous les éléments non-optiques sont modélisés pour tenir compte de la lumière qu'ils stoppent. Les plus importants sont :

2. Le filtre  $i_M$  a été cassé accidentellement en juin 2007 et remplacé par un nouveau filtre appelé  $i_{M2}$

1. l'occultation centrale du miroir : elle est asymétrique, et modélisée par la réunion de deux cylindres. L'un, centré, de rayon 0.675 m, et l'autre, identique, mais décentré vers l'est de 0.3 m.
2. l'anneau, placé à 9.2077 m au dessus du miroir primaire et de section 0.39 m.
3. l'araignée,
4. le baffling,
5. l'arrière du caisson de MegaCam : il est asymétrique et modélisé comme un cylindre vide d'un rayon extérieur 0.52 m, et d'une hauteur de 2.158 m.

#### 6.1.4 Alignement des axes optiques

Le contrôle fin de l'illumination repose sur la connaissance de la géométrie du télescope. La position relative de SNDICE par rapport au miroir primaire du télescope doit être connue avec précision. La précision sur le positionnement du dôme à partir de la DAQ du CFHT est limitée à 0.1 deg<sup>3</sup>, ce qui nécessite de mesurer les constantes pour l'alignement à chaque nouvelle session.

L'alignement de SNDICE sur MegaCam dans l'enceinte du télescope est réalisé en utilisant le canal de la LED centrale focalisée, appelée la "planète artificielle". Lorsque le miroir primaire est éclairé par le faisceau de la planète artificielle, l'illumination produite au plan focal consiste en un spot principal de  $\sim 150$  pixels de diamètre à mi-hauteur (figure 6.4), plus les images des reflets additionnels sur les éléments optiques. Les axes optiques du télescope et de SNDICE sont alignés lorsque le spot principal est situé au centre de la mosaïque. La méthode pour obtenir cet alignement comprend deux étapes. La première consiste à prendre au moins trois images du spot à différentes positions du plan focal pour reconstruire à chaque session la position et l'orientation de SNDICE dans le repère du télescope. Puis, en utilisant le modèle de l'optique du télescope couplé à l'algorithme de dessin des rayons lumineux, à prédire la géométrie du faisceau de LED pour une position quelconque (cf. 6.1.4).

L'alignement est complètement décrit par 5 angles de rotation autour de 5 axes. L'orientation et la position de MegaCam sont encodées avec deux angles : soit les paramètres (**ha**, **dec**), soit les angles (**alt**, **az**). Ces grandeurs absolues sont précises à quelques arcsecondes.

L'orientation et la position de SNDICE, en prenant comme axe de référence le faisceau de la LED "planète artificielle", sont déterminées par :

1. une rotation affine du dôme dont SNDICE est solidaire ( $\theta_D$ ).
2. une rotation affine autour de l'axe vertical de SNDICE ( $\theta_X$ ).
3. une rotation affine autour de l'axe horizontale de SNDICE ( $\theta_Y$ ).

Ces grandeurs ne sont pas connues a priori suffisamment précisément, elles sont déterminées à partir des données combinées au modèle de la géométrie SNDICE-MegaCam.

$$\begin{pmatrix} T_{alt} \\ T_{az} \\ \theta_D \\ \theta_X \\ \theta_Y \end{pmatrix} \mapsto \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \\ x_1 \\ x_1 \\ \vdots \\ x_n \\ y_n \end{pmatrix} \quad (6.1)$$

---

3. la précision des moteurs de SNDICE est meilleure que 0.0028 deg.

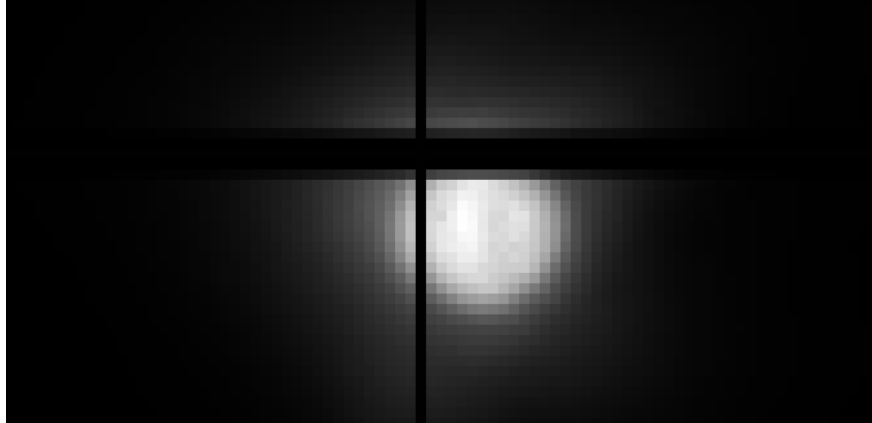


FIGURE 6.4 – Image du spot principal de la planète artificielle en échelle linéaire de gris. Le reflet secondaire le plus important correspond à 300 ADUs alors que le centre du spot principal est à 30 000 ADUs. Sur cette image, avec ce contraste, les reflets ne sont pas visible. La résolution de l'image correspond à des carrés de  $16 \times 16$  pixels et l'intersection des bandes sombres horizontale et verticale correspond au centre de MegaCam.

où  $x_0, y_0$  sont les coordonnées, en pixel, du spot principal sur les images et  $x_1, y_1 \dots x_n, y_n$  sont les positions d'une sélection de réflexions.

- L'incertitude principale est celle sur l'azimut du dôme.
- Les angles  $\theta_X$  et  $\theta_Y$  sont rapportés en pas codeur des moteurs (1 pas = 0.0025 deg). La conversion entre les pas codeurs et la valeur absolue de l'angle correspondant est de la forme :

$$\theta(^{\circ}) = 0.0025 \times \theta(\text{encoder}) + \vartheta \quad (6.2)$$

Où les offsets  $\vartheta_X$  et  $\vartheta_Y$  doivent être re-déterminés après chaque opération de maintenance (voir la table 6.1).

- L'orientation des axes de SNDICE est contrôlée mécaniquement avec une précision de quelques arcsecondes. Il faut par ailleurs prendre en compte d'autres incertitudes géométriques :
  1. L'axe optique de la planète n'est pas parfaitement orthogonal à l'axe horizontal de SNDICE. L'écart à l'orthogonalité est de l'ordre de  $\beta \sim 1.2$  deg. Cet écart est dû à une cale, introduite au moment de l'installation, pour éviter les contacts entre les câbles et la structure soutenant SNDICE. La valeur de cet angle a changé à l'occasion de chacune des opérations de maintenance.
  2. L'axe vertical de SNDICE n'est pas parfaitement vertical, le système est globalement décalé d'un petit angle  $\gamma \sim 0.1$  deg. Ce décalage apparaît assez stable dans le temps, il peut être ajusté simultanément pour toutes les sessions.
- SNDICE est située sur une plateforme à 20 m de hauteur, très peu accessible. Sa position absolue dans le dôme n'est pas connue avec certitude. Quelques mesures réalisées avec un télémètre laser ont été faites, permettant de donner un point de départ à l'ajustement du modèle avec une précision de  $\sim 20$  cm ; puis, la position de SNDICE est retrouvée à partir des images de la "planète artificielle".

La position du spot principal n'est pas sensible à la position absolue de SNDICE dans le dôme car elle ne caractérise que les angles du faisceau principal par rapport à l'axe optique du télescope. Pour la déterminer, il faut tenir compte de la position des reflets par rapport au spot principal.



La position  $(x,y)$  du spot principal est mesurée sur une pose en utilisant SExtractor<sup>4</sup> avec une précision légèrement inférieure à 0.5 mm ( $\sim 9''$ ). Les images utilisées sont construites en utilisant le modèle de plan focal décrit dans le dernier paragraphe de cette section, où l'espacement inter-CCD et la taille des pixels sont déterminés avec précision grâce à des mesures d'astrométrie.

La combinaison des images du canal "planète artificielle" et de leur modélisation en utilisant une simulation optique permet la détermination de toutes les constantes de la géométrie du télescope nécessaires à l'étalonnage en flux de l'illumination au plan focal. La démarche est détaillée dans la thèse de Francesca Villa (Villa, 2012).

### Simulation optique d'une carte d'illumination du plan focal

Un logiciel de tracé de rayon implémente un algorithme simple, basé sur les lois de Snell-Descartes. Pour chaque rayon incident, la liste des rayons réfléchis et réfractés par chaque surface est déterminée. La position et l'intensité des rayons qui atteignent le plan focal sont enregistrées. Puisque un seul rayon incident peut générer quelques  $10^4$  rayons réfléchis et réfractés, un système permettant de sélectionner uniquement les rayons qui parviennent au plan focal est implémenté. Cette sélection est rendu possible car il existe une bijection entre éléments d'angle solide du faisceau (en W/sr) et éléments de surface du plan focal (en W/m<sup>2</sup>). Ainsi, il est possible de générer un carte d'illumination (quelques  $10^6$  rayons) en quelques minutes.

La vérification la plus simple consiste à vérifier que le modèle focalise bien les rayons. Cela est vérifié en simulant une illumination complète du miroir avec un faisceau parallèle puis en mesurant la taille du spot obtenu au plan focal. Le focus du modèle peut être ajusté en déplaçant MegaCam (plan focal, fenêtre et filtres) le long de l'axe  $z$ .

Un test plus contraignant consiste à vérifier comment le modèle prédit la position des reflets du spot de la "planète artificielle" en fonction de la position de SNDICE. La figure 6.5 montre les reflets observés pour une exposition, ainsi que les prédictions du modèle. Si une partie des spots sont assez bien identifiée avec des positions prédites à quelques dizaines ou centaines de pixels près, une partie des spots attendus est fautive de plusieurs millimètres. Les réflexions entre la fenêtre des CCDs et la surface L4 sont bien décrites par construction car elles ont servi à reconstruire la position absolue de SNDICE dans le dôme, par contre, toutes les réflexions impliquant la lentille L3 sont mal placées, ce qui paraît indiquer une mauvaise position de la lentille dans le modèle optique actuel<sup>5</sup>.

Le modèle géométrique trouve son application la plus immédiate dans l'automatisation des prises de données car il indique les mouvements à effectuer avec SNDICE pour aligner les axes optiques. Le modèle géométrique et le logiciel de tracé de rayon permettent aussi de déterminer la disposition des CCDs du plan focal.

### Modèle fin du plan focal

Le modèle du plan focal est crucial pour associer à une position  $(x,y)$  donnée par la simulation, un pixel  $(i,j)$  de MegaCam. Il fournit une mesure de la position et de la rotation de chacun des 36 CCDs ainsi qu'un ajustement global de la taille des pixels. MegaCam étant montée et démontée chaque mois, la rotation des CCDs tient compte d'une rotation globale qui peut varier d'une session à l'autre, ainsi qu'un petit déplacement par CCD. C'est sur ce modèle que sont construites les

4. Il s'agit d'un logiciel qui extrait un catalogue d'objets à partir d'une image astronomique.

5. L'optimisation de la simulation optique de l'instrument à partir des données SNDICE est décrite dans la thèse de Francesca Villa (Villa, 2012).

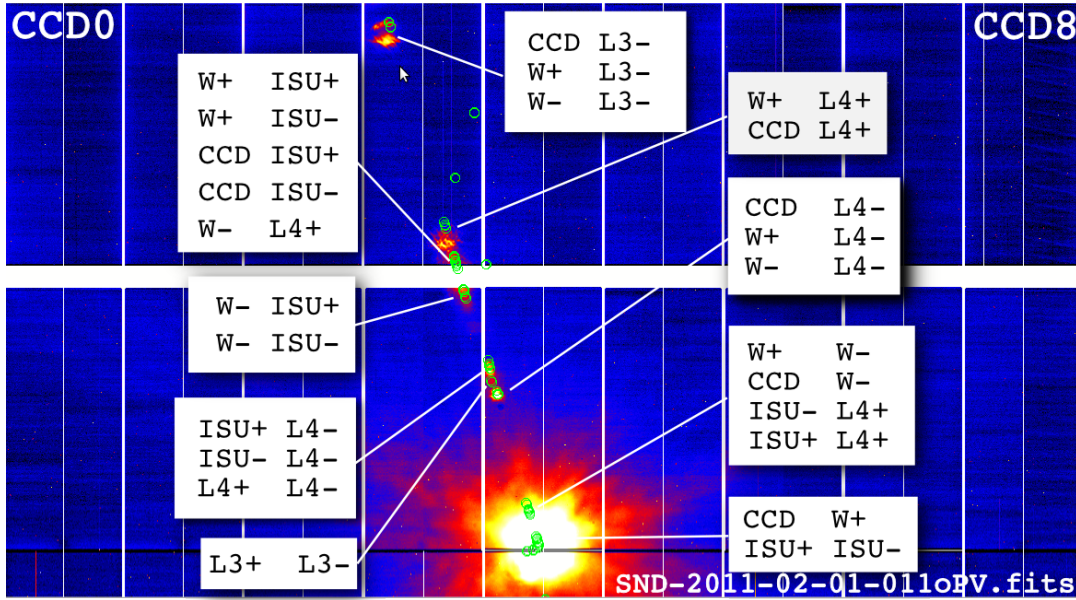


FIGURE 6.5 – Image de la planète ( 2011-02-01, exp 0011, sans filtres, axes optiques presque alignés) superposée aux prédictions du modèle (cercles verts). La tache centrale brillante contient la lumière directe, plus quelques réflexions, essentiellement des surfaces proches. Pour l’alignement, la position du spot principal et de la réflexion CCD&Window ↔ L4- sont utilisées.

images de l’ensemble des 36 CCDs et de la mosaïque, permettant une analyse des basses fréquences spatiales des images SNDICE.

Le modèle contient 109 paramètres : 36 angles de rotation, 72 coordonnées  $X$  et  $Y$  et une taille de pixel. La paramétrisation du plan focal satisfait la transformation suivante :

$$\begin{pmatrix} X_{fp} \\ Y_{fp} \end{pmatrix} = \alpha \begin{pmatrix} \cos\theta_{CCD} & -\sin\theta_{CCD} \\ \sin\theta_{CCD} & \cos\theta_{CCD} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_{pixel} \\ J_{pixel} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} X_{CCD}^0 \\ Y_{CCD}^0 \end{pmatrix} \quad (6.3)$$

Où  $\alpha$  est la taille d’un pixel,  $X_{CCD}^0$  and  $Y_{CCD}^0$  est la position, en mètre, du pixel (0,0) de chaque CCD et  $\theta_{CCD}$  sont les rotations des CCDs.

Ces paramètres sont trouvés en deux étapes. D’abord, à partir des WCS (*World coordinate system*), chaque pixel de chaque CCD est associé à une direction sur le ciel (en utilisant le catalogue USNO, *the Washington Double Star Catalog* - <http://ad.usno.navy.mil/wds/>, d’images de champs d’étoiles prises au zénith pour minimiser la flexion du télescope). Ensuite, en utilisant la géométrie de MegaPrime implémentée dans la simulation, cette direction est convertie en position métrique sur le plan focal.

La figure 6.6 présente la mesure de l’angle de rotation de chaque CCD autour de l’axe optique du télescope lors des différentes poses de la session de février 2010. Elle met en évidence une rotation moyenne globale de MegaCam d’approximativement 0.25 degré.

La mesure du résidu de nos données à notre modèle du plan focal peut être représentée par des flèches. Pour chaque pixel, la flèche exprime l’écart, en norme et en direction, entre la position ajustée et la position mesurée. La figure 6.7 montre qu’en moyenne, l’écart au modèle est de l’ordre de 10 microns, ce qui est inférieur à la taille moyenne des pixels qui est de 13,5 microns. Enfin, la

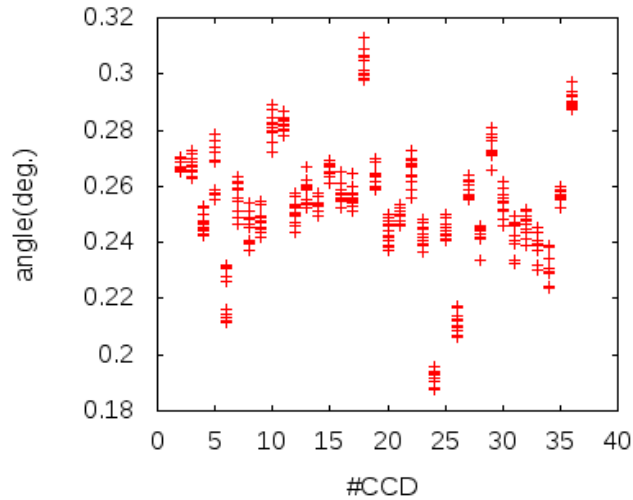


FIGURE 6.6 – Angle de rotation de chacun des 36 CCDs. Il se partage entre une rotation globale, qui varie d’un run à l’autre, et une petite rotation par CCD, stable dans le temps.

figure 6.8 représente les résidus pour une série de pixels distribués régulièrement sur le plan focal. Ces résidus mettent peut-être en évidence une distorsion de certains CCDs (il semble rester une déclinaison globale du plan focal, visible en regardant l’orientation générale des flèches, qui s’inverse entre le haut et le bas du plan focal). Mais la précision de notre modèle étant largement suffisante, il n’est pas nécessaire d’aller plus loin dans la modélisation.

## 6.2 Illumination du télescope par SNDICE

Cette section présente les deux effets optiques qui contribuent au contraste des images de SNDICE prises par MegaCam : les réflexions internes et les taches de diffraction.

### 6.2.1 Réflexions parasites et modélisation des reflets

Les images SNDICE ont permis d’identifier une cause importante des non-uniformités de MegaCam, constatées à l’occasion de l’étalonnage photométrique de SNLS, comme ayant pour origine des réflexions secondaires sur les lentilles du correcteur de champ et sur les filtres. Lorsque ces réflexions ont lieu avec une surface optique courbe, la lumière réfléchie est focalisée sur une zone relativement petite de la caméra, causant une augmentation significative de l’illumination.

Pour étudier l’intensité et la position des reflets, il est nécessaire de ramener les écarts de réponse CCD à CCD à un même niveau commun (figure 6.9), c’est-à-dire, de corriger l’image des différents gains des amplificateurs et des différentes efficacités quantiques moyennes des CCDs. Ce traitement de l’image peut être effectué empiriquement en s’appuyant sur la faible variation spatiale du champ des LEDs. On peut alors ajuster, en minimisant un  $\chi^2$ , un coefficient effectif de normalisation pour chaque amplificateur en imposant comme condition la continuité du champ lumineux.

La figure 6.9 montre l’image avant et après cette opération. Sur l’image brute, le contraste est dominé par les écarts de gains et d’efficacité quantique. Sur l’image traitée (à droite), une réflexion secondaire de la mosaïque des CCDs est visible au centre. Ce traitement de l’image est nécessaire

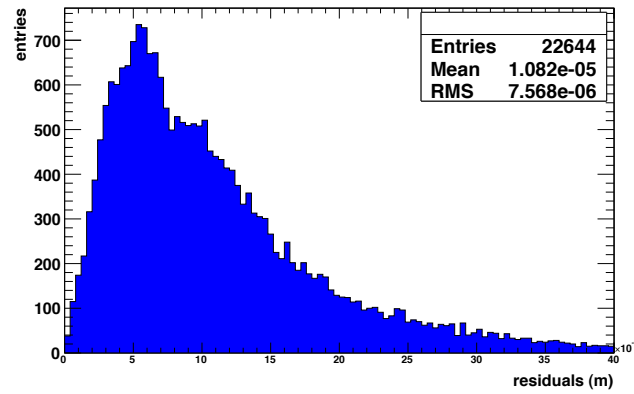


FIGURE 6.7 – Histogramme de la distribution des normes des vecteurs représentés sur la figure 6.8.

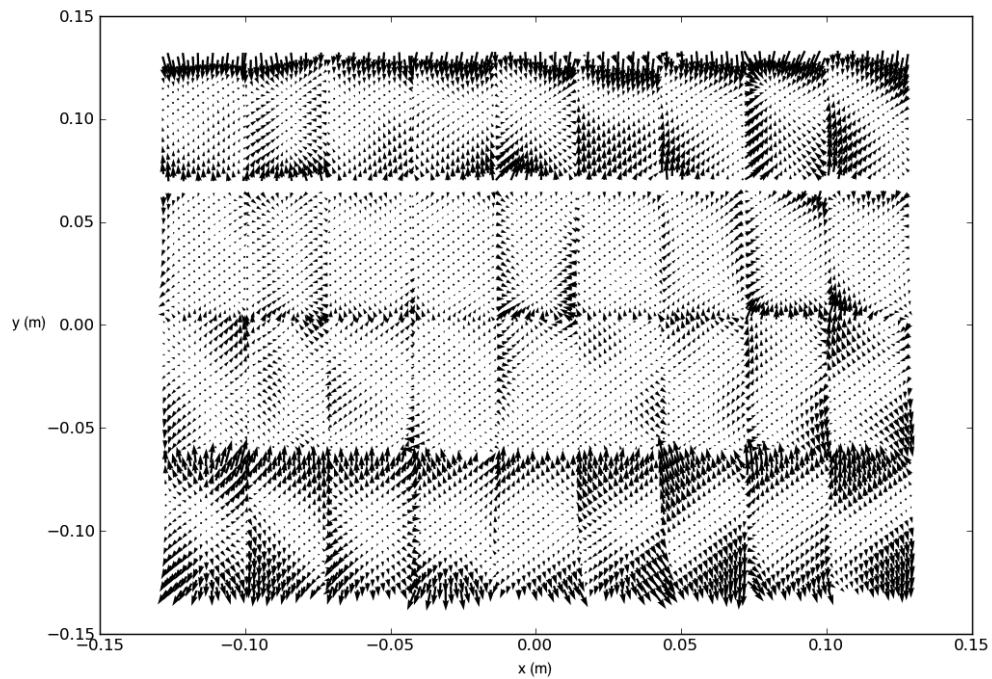


FIGURE 6.8 – Résidus du modèle du plan focal associant les pixels à leurs coordonnées  $X$  et  $Y$ .

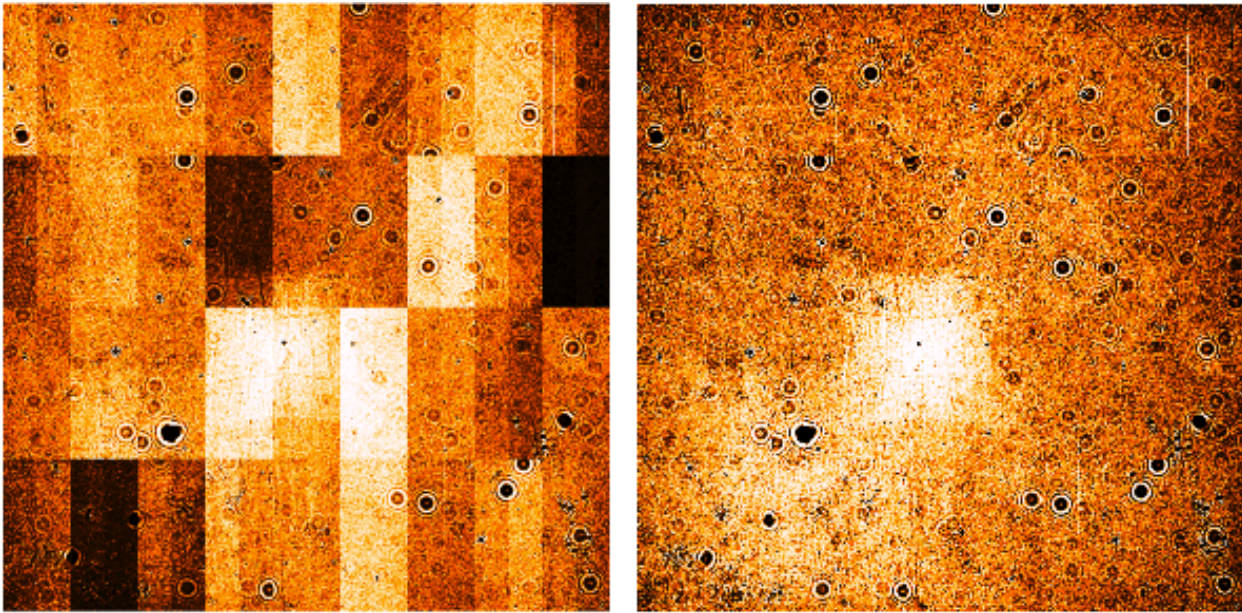


FIGURE 6.9 – Image du 08-07-2010 (dans le filtre  $r_M$ ) de la LED SNDICE GD8. A gauche : avant l’uniformisation de la réponse des 72 demi-CCDs. A droite : après application des 72 coefficients de normalisation. Les réflexions parasites (au centre de l’image) sont plus nettement visibles après la prise en compte des écarts de gains entre amplificateur et d’efficacité quantique entre CCD.)

pour pouvoir ensuite comparer le modèle de la fonction de transfert du télescope donné par la simulation, aux positions et aux intensités des réflexions observées sur les images réelles.

Pour cela, il est aussi nécessaire de connaître la géométrie du système SNDICE-télescope (présentée dans la section précédente<sup>6</sup>) car les positions des reflets dépendent de la zone du miroir éclairé par le cône lumineux. Une fois l’alignement effectué, le modèle permet de prédire la position et l’intensité des réflexions sur les éléments optiques. Les reflets des lentilles sont faibles (inférieurs à 1.5%), par contre, les CCDs et les filtres réfléchissent significativement la lumière à certaines longueurs d’onde, créant d’importants reflets (plusieurs %) (figure 6.10). En tout, 21 chemins de réflexions optiques dont l’intensité relative est supérieure à 1% sont identifiés.

Sur la figure 6.9, en plus d’un reflet au centre de l’image, on constate aussi la présence de nombreuses taches sombres. Elles sont attribuées à de petits défauts présents sur les différents éléments optiques.

### 6.2.2 Défauts optiques

Les défauts optiques font référence à l’ensemble des déformations du front d’onde causée par des défauts localisés sur les différents éléments optiques, que ce soit à cause de la présence d’impuretés (poussière ou autres), ou bien la présence de rayures. La figure 6.11 montre un exemple de visualisation de ces défauts qui causent des taches localisées plus sombres sur une image MegaCam. Il est observé que certaines taches se retrouvent d’une session à l’autre (entourées par des cercles verts), alors que d’autres disparaissent. Le traitement approfondi de ces variations à haute fréquence spatiale de l’illumination est décrit dans le chapitre suivant. Pour l’étude de la transmission de la

6. Elle est nécessaire pour modéliser les reflets, et, lorsque l’analyse sera complète, pour les soustraire.

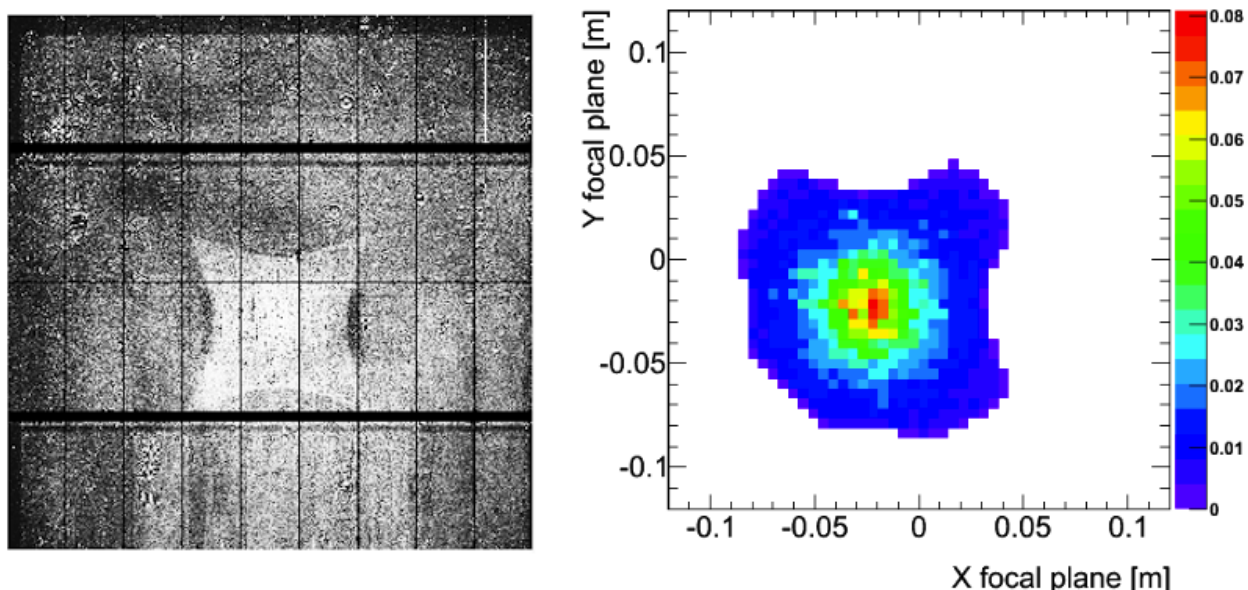


FIGURE 6.10 – A gauche : image avec le filtre  $r_M$  de la LED GD5. Un reflet de la mosaïque de CCDs est visible ainsi que le reflet du filtre sur la lentille L4. A droite : simulation de l'intensité relative ajoutée à la lumière directe à cause de la réflexion entre le filtre et la lentille L4 (intensité moyenne de 3 %).

bande passante, la plupart des taches sont évincées par la division pixel à pixel d'une image avec filtre par une image sans filtre. Les taches restantes, générées par des défauts présents sur le filtre par exemple, sont lissées en ré-échantillonnant l'image en "super-pixels".

### 6.3 Caractérisation des variations spatiales de la bande passante des filtres $g_M$ et $r_M$

Les variations spatiales de courbes de transmissions des filtres ont été fournies, en partie, par le constructeur SAGEM, sous forme d'une série de mesures effectuées sur banc le long d'un rayon du filtre. L'analyse de calibration des champs de SNLS a confirmé cette variabilité des filtres mais avec une faible précision. Nous présentons ici, une première étude effectuée avec les images SNDICE.

La forme de la bande passante des filtres  $g_M$  et  $r_M$  (les deux filtres les mieux échantillonné par les LEDs, cf. 5.3.2) en fonction de la position dans le plan focal est étudiée, avec les LEDs (400, 420, GD2, GD3, GD5) pour le filtre  $g_M$  et avec (GD4, GD3, GD5, GD8, 701) pour le filtre  $r_M$ , en prenant deux images successives, avec et sans filtre<sup>7</sup>. Les rapports pixel à pixel de ces deux images sont présentés par les figures 6.12 et 6.13. Outre une variation spatiale de la transmission qui est évidente, différents reflets sont visibles : leur position et leur intensité dépendent de la couleur de la LED ainsi que des positions relatives des axes optiques de la LED et du télescope. Le reflet de la lentille L3 (la zone plus claire, en forme de losange au centre) est surtout visible sur les illuminations des LEDs émettant aux longueurs d'onde du bord "bleu" des filtres  $g_M$  et  $r_M$ . Le reflet

<sup>7</sup>. Les images contiennent les effets de *plate scale* : ils sont éliminés par la division d'une image avec filtre par une image sans filtre.

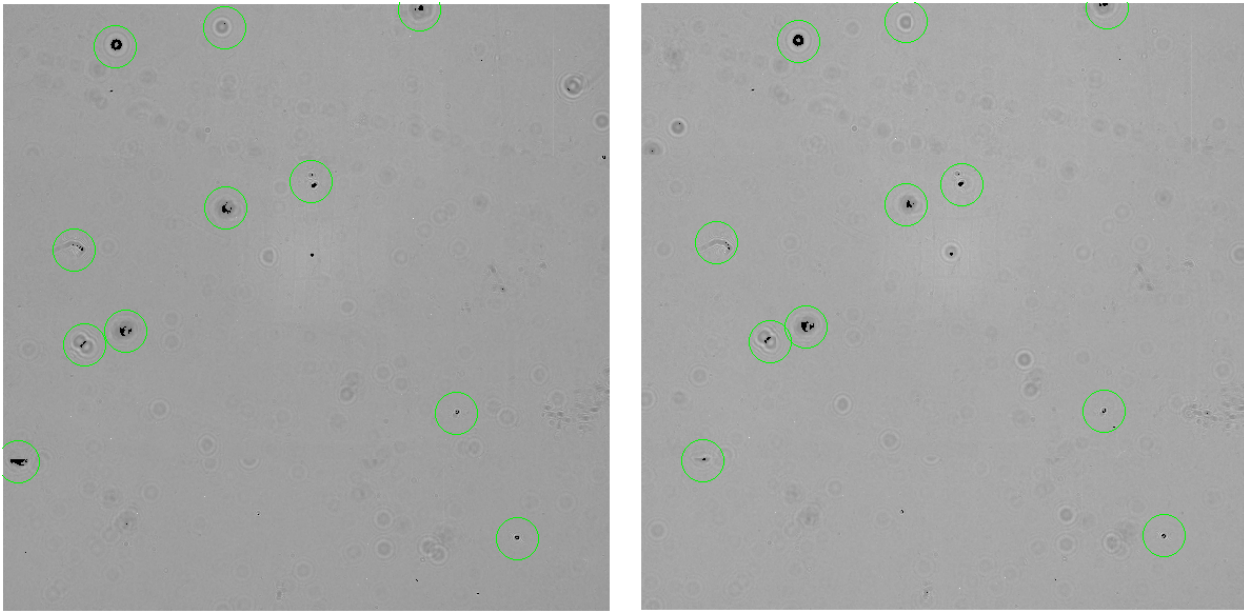


FIGURE 6.11 – Deux images de la LED GD5 prises à 5 mois d'écart avec SNDICE éclairant la même zone du miroir (image de 2010-03-19 à gauche et de 2010-07-08 à droite). Certaines taches se retrouvent d'une session à l'autre (entourées par des cercles verts), alors que d'autres apparaissent et que certaines disparaissent.

de la mosaïque de CCD (rendu visible par les ombres proches des zones inter-CCDs horizontales) est visible sur la plupart des images.

Toutes les images présentent des taches localisées qui n'ont pas été éliminées par la division pixel à pixel. Ces taches pourraient provenir du filtre, ou bien d'un petit décalage d'une surface optique qui causerait une déformation du front d'onde. Ce léger décalage des taches d'une image à l'autre (en pratique, quelques dizaines de minutes séparent l'acquisition des images sans filtre de celles prises avec filtre) est aussi observé au cours de l'analyse du contraste des images lors de la mesure des gains électroniques. Cet effet est bien connu des expériences recherchant des exoplanètes par coronagraphie. Il constitue le facteur limitant le contraste des images et il est traité par diverses techniques d'optique adaptative (Osborn, 2012), (Martinache & al., 2012).

Les résidus de la division d'images dus à un décalage sont écartés par une moyenne spatiale : l'étude se fait à partir de super-pixels de taille  $512 \times 512$  pixels. Pour ce qui est des réflexions, à terme, ce sera le modèle optique du télescope (ajusté à partir des images de la "planète artificielle" et de ses multiples réflexions) qui permettra de les prendre en compte. Dans l'étude préliminaire qui suit, nous avons utilisé les images contenant ces réflexions, sachant qu'elles limitent nécessairement la précision de nos résultats.

Pour les deux filtres,  $g_M$  et  $r_M$ , on voit une zone centrale plus ou moins passante comparative-ment au reste du plan focal : plus passante quand la LED utilisée se trouve sur le bord "rouge" des filtres et moins passante lorsqu'elle se trouve sur le bord "bleu". Ceci s'explique par un décalage de l'ensemble de la bande passante entre le centre des filtres et leurs bords : les filtres se décalent vers le bleu quand on s'éloigne du centre.

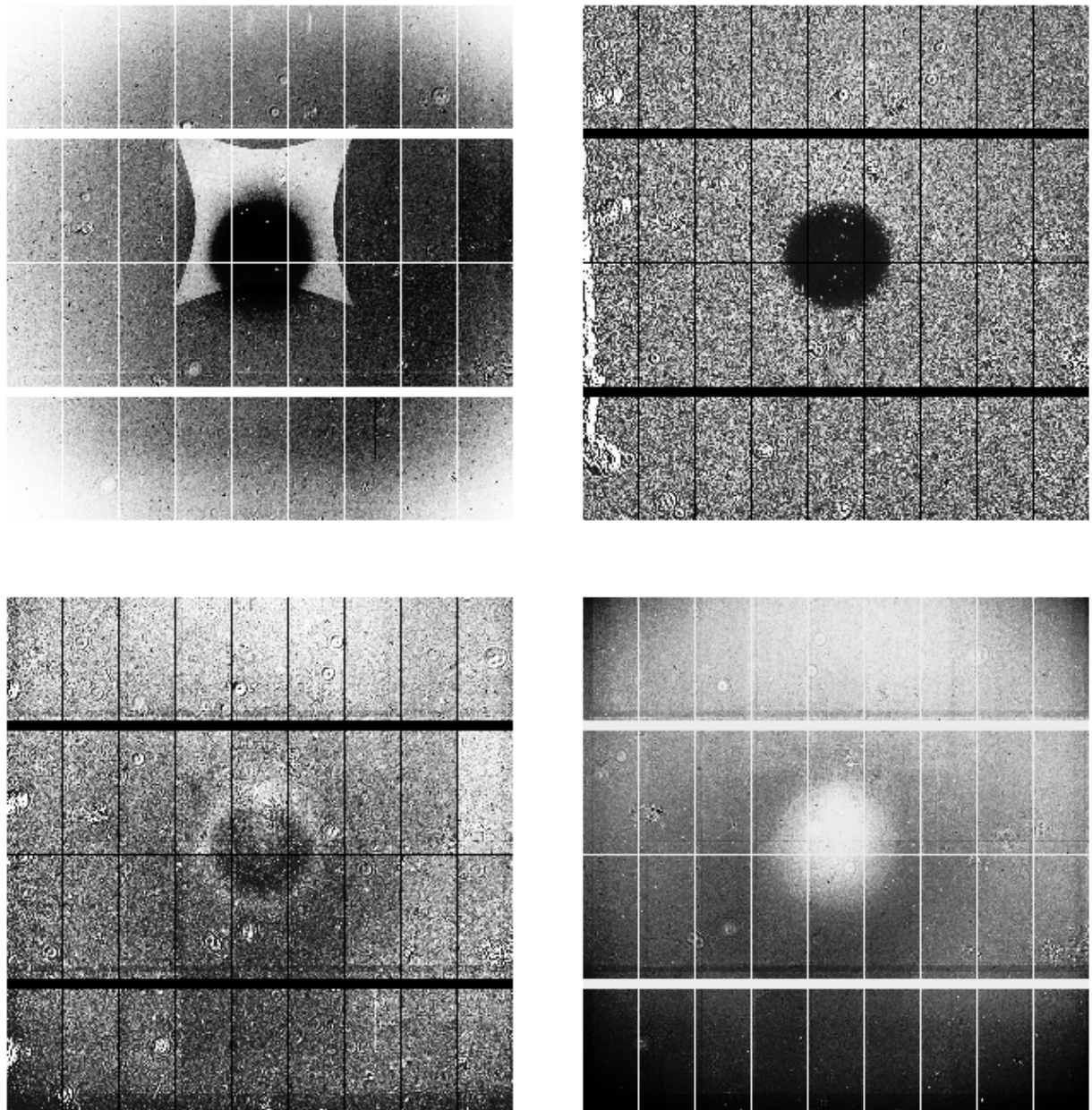


FIGURE 6.12 – Image avec un contraste amplifié de 4 des 5 LEDs utilisées pour éclairer le filtre  $g_M$  lors du run du 14/05/2010 et caractérisant les transmissions du filtre au centre et sur ses bords (l'image produite par la cinquième est similaire à celle en bas à gauche). De haut en bas et de gauche à droite : (1) LED émettant à 407 nm, sur le bord 'bleu' du filtre la variation radiale de transmission et le reflet d'une lentille sont nettement visibles. (2) LED émettant à 475 nm, au centre de la bande passante du filtre, la transmission moyenne est de 85%. (3) LED émettant à 630 nm. (4) LED émettant à 732 nm, la transmission moyenne est de 1%.



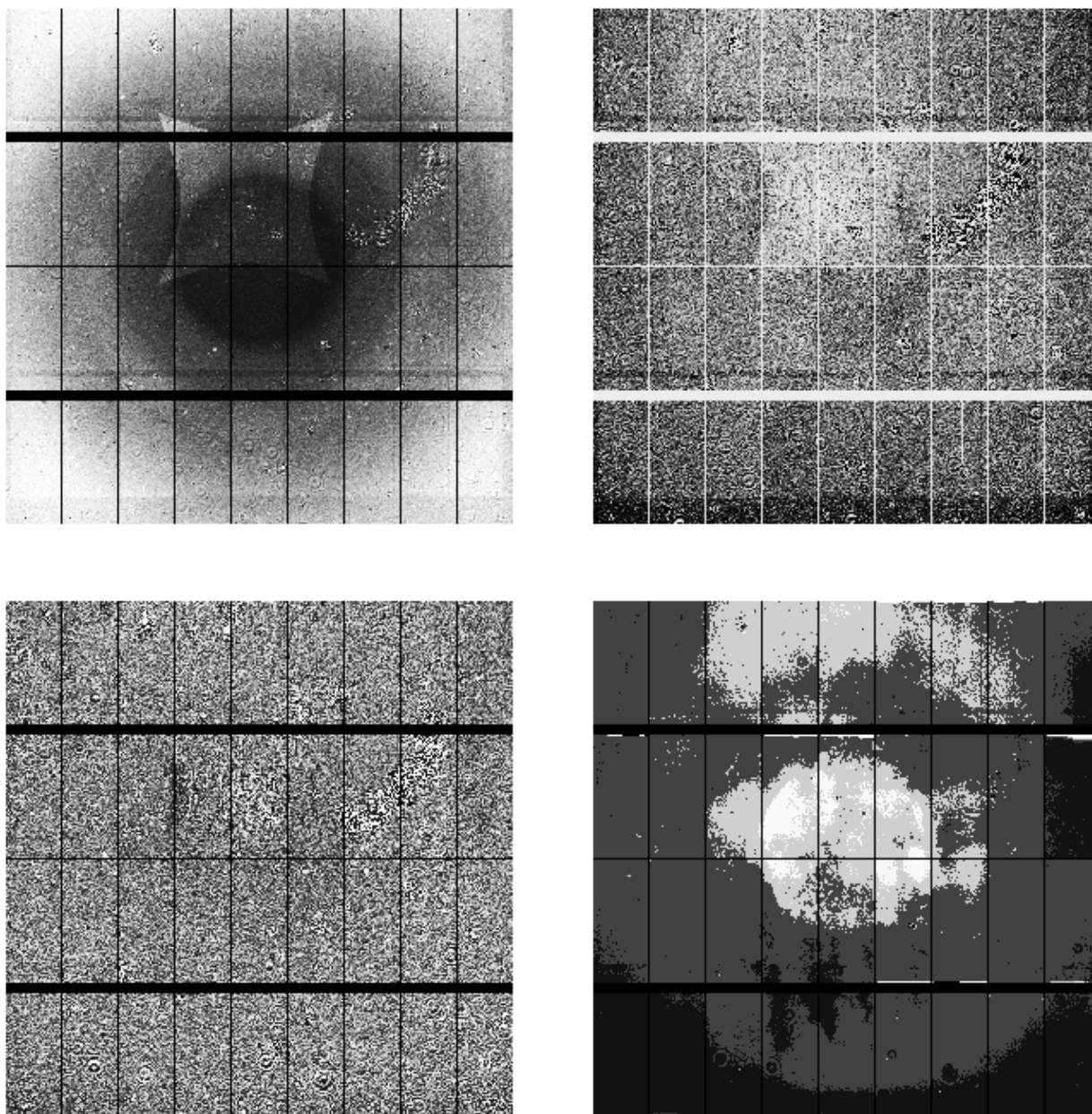


FIGURE 6.13 – Image avec un contraste amplifié de 4 des 5 LEDs utilisées pour éclairer le filtre  $r_M$  lors du run du 08/07/2010 (l'image produite par la cinquième est similaire à celle en bas à gauche). De haut en bas et de gauche à droite : (1) LED émettant à 533 nm, sur le bord 'bleu' du filtre (la transmission moyenne est de 9%). (2) LED émettant à 590 nm, au centre de la bande passante du filtre. (3) LED émettant à 540 nm, le reflet de la mosaïque est visible. (4) LED émettant à 590 nm, la transmission moyenne est de 1%, le centre du filtre transmet mieux au centre du plan focal.

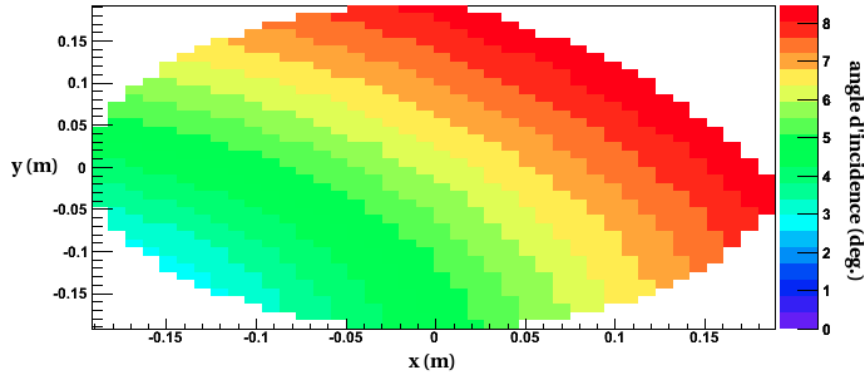


FIGURE 6.14 – Simulation des angles d'incidence des rayons lumineux issus de SNDICE lorsque les axes optiques sont alignés. L'angle d'incidence varie de 5 deg. d'un bord à l'autre du plan focal.

### 6.3.1 Modélisation de la courbe de transmission des filtres $g_M$ et $r_M$

Pour mesurer le rapport de flux dans des bandes passantes différentes avec une précision de quelques ‰ (ce qui est essentiel pour la cosmologie quand on doit comparer des flux d'objets standards dans des bandes différentes), il est nécessaire de connaître la position de la bande passante effective des filtres à quelques Å et de contrôler leur évolution. Le but de cette section est d'évaluer le potentiel de SNDICE dans ce domaine.

La bande passante effective reprend les paramètres de la formule 5.5 en ajoutant la dépendance de la transmission des filtres en fonction de la position et de l'angle d'incidence, soit :

$$T_{mes.}^{LED} = \frac{\int [S_{T,I}^{LED}(\lambda, \vec{r}) QE(\lambda) T_{filtre}(\lambda^*, \vec{r}, \theta = 0) T_{optique}(\lambda)] d\lambda}{\int [S_{T,I}^{LED}(\lambda, \vec{r}) QE(\lambda) T_{optique}(\lambda)] d\lambda} \quad (6.4)$$

$T_{filtre}(\lambda^*, \vec{r}, \theta = 0)$  correspond à la transmission effective d'un filtre interférométrique<sup>8</sup>,  $\lambda^*$  est obtenu à partir de la transformation  $T(\lambda, \theta) = T(\lambda(1 - \frac{\sin^2\theta}{n^2})^{-1/2}, \theta = 0)$  qui tient compte des rayons lumineux sur le filtre.  $n$  est l'indice de réfraction du filtre et  $\theta$  l'angle d'incidence. L'angle moyen sur le filtre des rayons lumineux issus d'une image prise avec SNDICE est du même ordre de grandeur que celui issu de la lumière d'une étoile (de l'ordre de 4 deg.). Par contre, la dispersion des angles d'incidence des rayons de SNDICE cause un décalage global de la bande passante (entre 0.5 nm et 1 nm pour le filtre  $g_M$ ) vers le bleu qu'il faut prendre en compte. La variation de l'angle moyen des rayons d'une image SNDICE d'un bord à l'autre de la mosaïque est de l'ordre de 5 degrés. Cette variation n'est pas négligeable, contrairement à celle du faisceau de science, qui n'est que de 10 milliradians entre le centre et le bord de la mosaïque (figure 6.14).

La modélisation tient compte de la dépendance du flux intégré et du spectre d'émission de la LED en fonction de la température, elle ne tient pas compte des cartes des faisceaux lumineux et considère à la place une illumination uniforme.

La modélisation des transmissions en fonction de la position sur le plan focal pour deux LEDs éclairant le filtre  $r_M$  est reproduite en bas de la figure 6.15. Le graphique de gauche correspond à la LED GD4, éclairant le bord bleu du filtre et le graphique de droite correspond à la LED 701,

8. Le fabricant des filtres interférométriques de MegaPrime a caractérisé les variations spatiales des courbes de transmission en fournissant dix points de mesures de la transmission à incidence normale de 0 cm à 21 cm du centre de chaque filtre.

éclairant le bord rouge du filtre (respectivement, les images en haut à gauche et en bas à droite de la figure 6.13). Chaque CCD est découpé en  $4 \times 9$  super-pixels de  $512 \times 512$  pixels. La transmission moyenne du filtre ainsi que l'angle d'incidence moyen sont déterminés aux coordonnées  $(x, y)$  de la position centrale de chacun des super-pixels. Les graphiques en haut de la figure 6.15 reprennent les 2 images de la figure 6.13 : il est notable que l'accord entre la modélisation et la mesure est meilleur sur le bord bleu du filtre, une zone de la bande passante pour laquelle les reflets sont plus localisés.

La modélisation de la LED 400 éclairant le bord bleu du filtre  $g_M$  (en bas à gauche, figure 6.16) et celle éclairant le centre de la bande passante (GD2, à droite) reproduit assez bien les images réelles, à l'exception du reflet situé au centre de l'image de la LED 400 et les taches présentes sur le bord de l'image de la LED GD2.

Ce tout premier modèle de la variation spatiale de la transmission des filtres, utilisant les images SNDICE et les données de notre banc de calibration, illustre les potentialités de notre outil. Les limites actuelles sont de deux ordres :

- nous avons besoin d'un modèle précis des réflexions optiques (et ce modèle est d'ailleurs nécessaire pour toute étude précise de la transmission d'un télescope),
- notre études de la variation des caractéristiques optiques des LEDs en fonction de la température n'a pas pu se faire sur le prototype en fonctionnement à Hawaii mais sur le prototype jumeau, et cela introduit nécessairement une limite à notre étalonnage, limite qui sera écartée quand nous pourrons re-caractériser le prototype installé à Hawaii à l'automne prochain.

## Conclusion

Le travail présenté dans ce chapitre a permis de déterminer la géométrie du système composé de SNDICE et du télescope. Elle constitue le paramètre essentiel pour sonder les variabilités spatiales de la réponse de l'imageur à partir du faisceau étalonné des LEDs. En particulier, l'alignement des axes optiques de SNDICE et du télescope garantit la reproductibilité de l'illumination du plan focal.

La mise au point de la simulation optique du télescope, entre autre à l'aide de l'étude des réflexions du canal de la "planète artificielle", devra nous permettre de caractériser finement les variations spatiales de la transmission du CFHT et de MegaCam.

Il faut aussi souligner que, si les images SNDICE sont difficiles à analyser, c'est aussi parce qu'elles apportent plus d'informations sur les non-uniformités de la réponse de l'imageur que tous les autres types d'images pour l'étude de l'imageur (champ dense d'étoiles ou écran). D'une part, elles permettent l'étude des réflexions secondaires (décrite dans ce chapitre), mais elles mettent aussi en évidence des déformations du front d'onde de l'illumination, causées par des défauts sur les éléments optique. Ce second aspect est abordé dans le chapitre suivant, à l'occasion de l'étude de la stabilité de l'électronique de lecture de MegaCam.

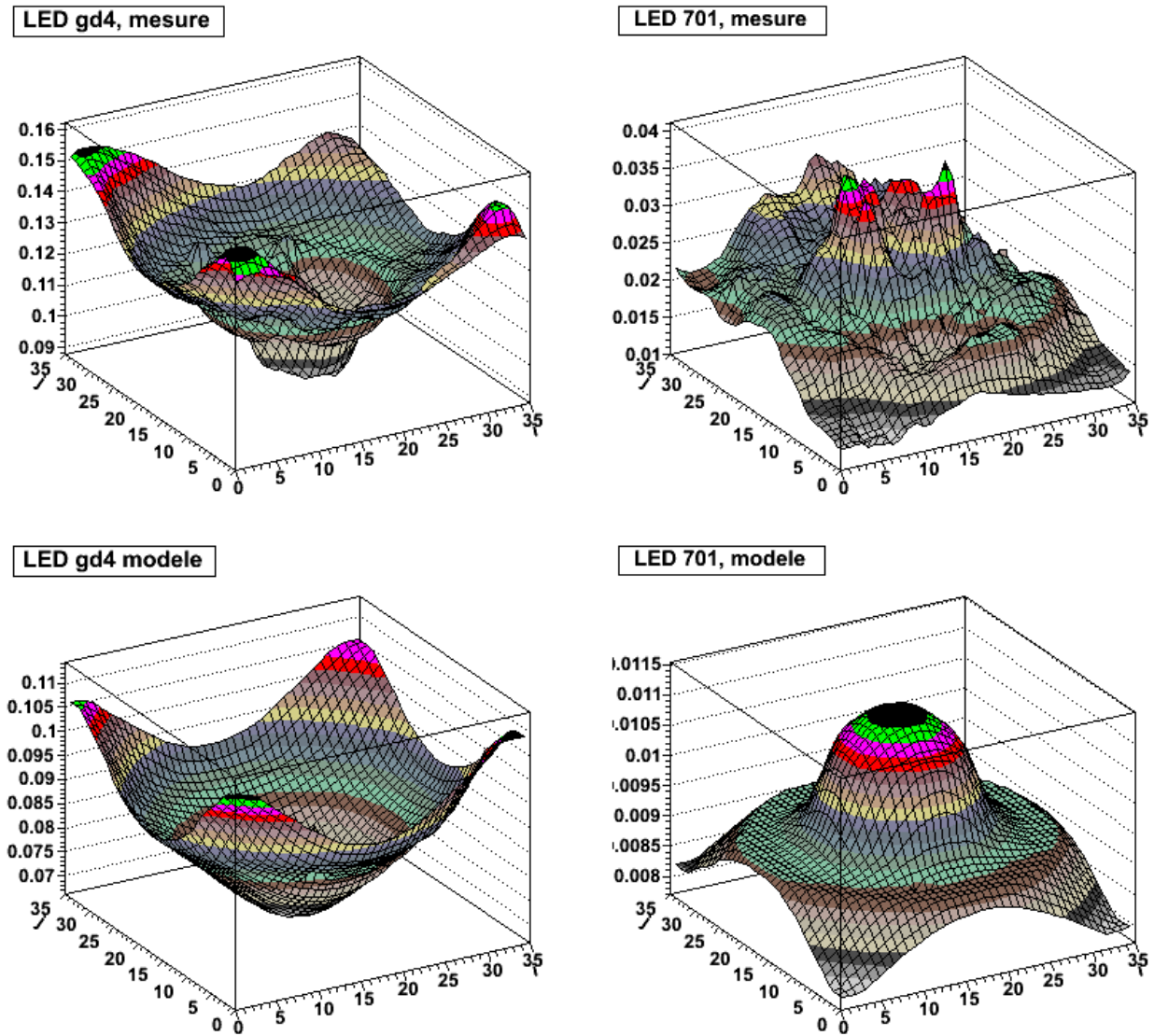
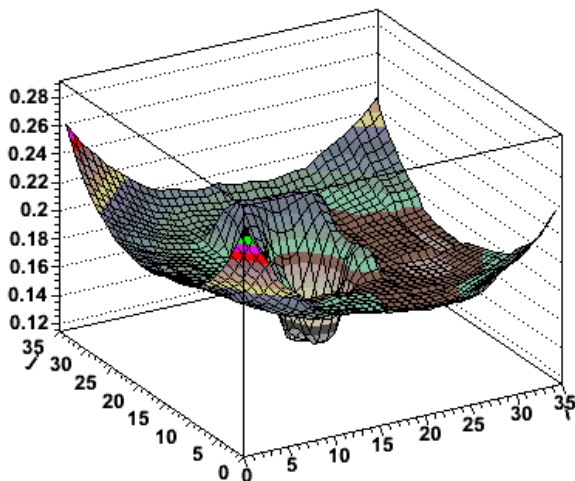
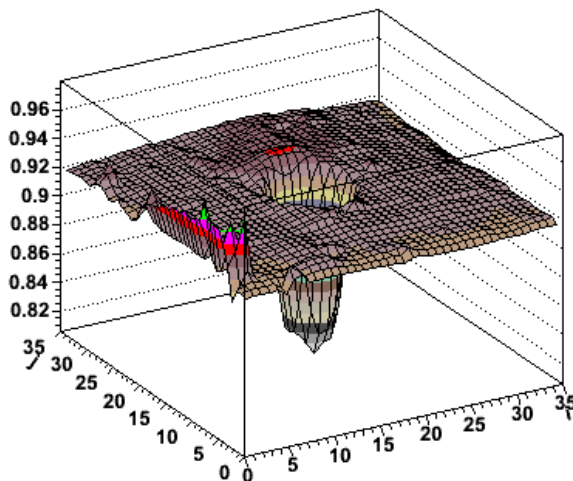


FIGURE 6.15 – Mesures versus modélisation de la transmission du filtre  $r_M$  éclairé par les LEDs GD4 et 701. Les transmissions moyennes mesurées sont nettement plus importantes que celles simulées. Cela s'explique en partie par le surplus de lumière indirecte collecté. La LED GD4 est sur le bord bleu du filtre, une zone de la bande passante où la transmission est moins bonne au centre du filtre. Sur le bord rouge, la transmission dans la zone centrale est au contraire meilleure (LED 701 en bas, à droite). Un comportement que semble reproduire la mesure, mais uniquement en partie, car de très nombreuses réflexions parasites s'ajoutent à l'image (en haut, à gauche).

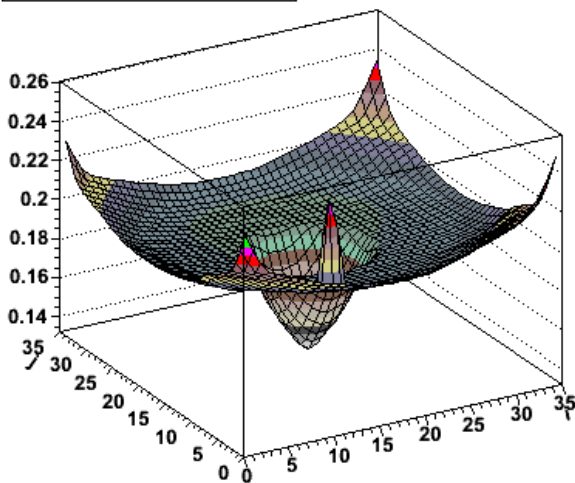
LED I400, mesure



LED gd2, mesure



LED I400 modele



LED gd2, modele

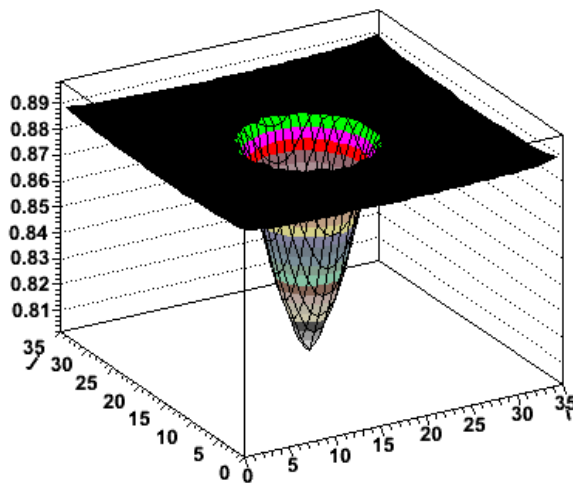


FIGURE 6.16 – Mesures versus modélisation de la transmission du filtre  $g_M$  éclairé par les LEDs 400 et GD2. Le modèle décrit la variation radiale de la transmission des filtres, mais il ne tient pas compte des reflets (comme celui de la lentille L3), visible au centre du graphique représentant l'image de la LED 400 (en haut, à gauche). Le modèle ne reproduit pas non plus l'amplitude moyenne : l'image réelle et la simulation de la transmission du filtre éclairé par la LED GD2 sont en désaccord de 3%.



## Chapitre 7

# Modélisation et suivi de la réponse de MegaCam en illumination directe

Les images MegaCam obtenues en illuminant le télescope du CFHT avec SNDICE sont d'un type radicalement différent des champs "plats" traditionnels. Elles contiennent beaucoup plus d'informations, mais elles nécessitent aussi beaucoup plus de traitement (prises de données, simulation, méthodes mathématiques).

Ce projet devrait aboutir à un étalonnage complet de la réponse du télescope et de sa caméra pour chaque rayon lumineux, transférable par simulation à la réponse à chaque étoile du champ. Cela n'est possible évidemment que parce que SNDICE est une source quasi ponctuelle. Mais cette qualité a aussi pour conséquence de rappeler énergiquement que le modèle de l'optique géométrique n'est qu'une fiction. Une bonne partie de notre travail sera donc consacré aux effets ondulatoires. Ce chapitre présente les méthodes de base de traitement des images, mais n'ira pas jusqu'à l'étalonnage complet. La grande complication de ce travail est due au fait que l'électronique de MegaCam n'est pas, contrairement à ce qui pourrait être attendu, du même niveau de stabilité que SNDICE ( $10^{-4}$ ), mais au moins 100 fois moins bonne.

### 7.1 Modélisation de la réponse de MegaCam à une illumination SNDICE

L'illumination de Megacam par SNDICE est la combinaison du champ émis par SNDICE (étalonné comme expliqué dans le chapitre 4) et de la transmission optique du télescope qui est à définir. Une façon de se représenter le système SNDICE-MegaCam consiste à considérer le chemin des photons depuis la zone émettrice de la LED jusqu'à la collection au plan focal : après avoir été émis comme une onde sphérique, les photons se propagent librement dans l'air jusqu'à ce qu'ils atteignent le miroir primaire et soient réfléchis comme une onde quasi plane, puis subissent différentes séries de transmissions et de réflexions sur les éléments optiques, avant d'atteindre le plan focal où il sont convertis en électrons avec une certaine efficacité dans le CCD. Cette première partie de la réponse obéit à la mécanique quantique. Elle s'exprime en terme de probabilité, soumise aux fluctuations de Poisson (du nombre de photoélectrons), et elle se teste par des estimateurs statistiques. Le reste de la réponse obéit à la physique classique, elle se calcule par la fonction de transfert de l'électronique. Elle est soumise aux fluctuations du bruit électronique qui dépendent de la constante de Boltzmann.

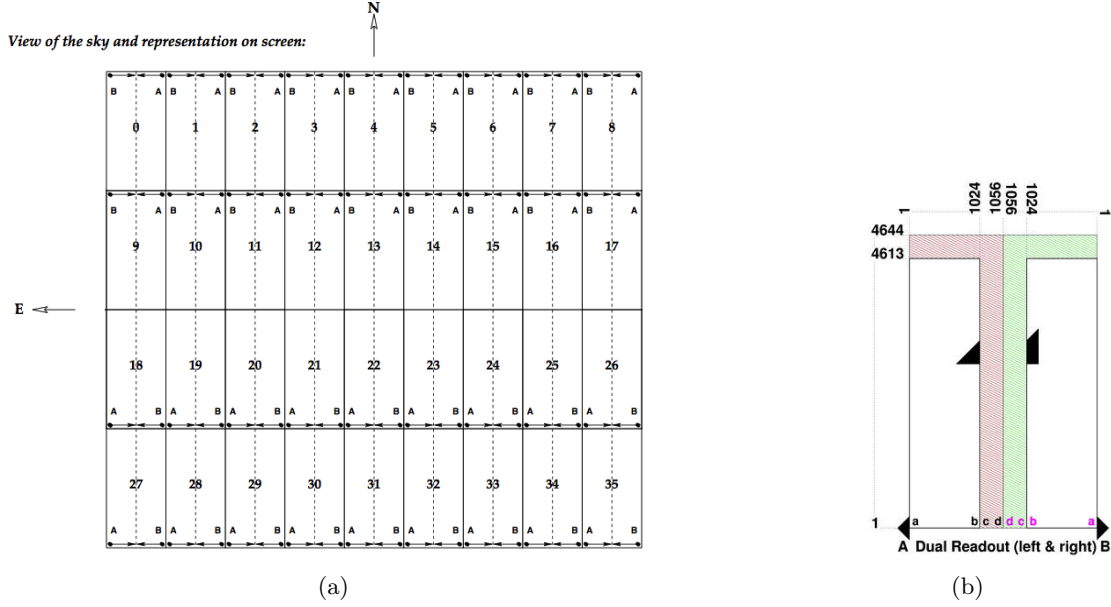


FIGURE 7.1 – A gauche : disposition et numéros de référence des 36 CCDs de MegaCam. La position des amplificateurs de chaque *chip* est indiquée par les flèches à côté des labels A, B de chaque demi-CCD. A droite : l’amplificateur A est lu vers la gauche et l’amplificateur B est lu vers la droite. Les pixels lus par un amplificateur peuvent être repérés par rapport aux coordonnées (x,y) correspondant au numéro de ligne et de colonne. Une image MegaCam est composée de 72 blocks contenant chacun 1024×4611 pixels, plus quelques lectures d’*overscan*, étendant la taille des lignes à 1056 et le nombre de colonnes à 4644 (zones hachurées en rose et en vert).

### 7.1.1 Modèle simple de la réponse de MegaCam

Le modèle d’une image peut se décomposer comme suit :

$$\mathcal{N}_{i,j,k,I}^{ADU} = \phi_{i,j,k,I} \times \varepsilon_{i,j,k,I} \times g_{i,j,k,I} + P_{i,j,k,I} \quad (7.1)$$

avec  $\phi_{i,j,k,I} = I \times a_{i,j,k,I}$

$\mathcal{N}_{i,j,k,I}^{ADU}$  correspond au module carré du champ, mesuré par le nombre d’ADU dans le pixel de la ligne  $i$  et de la colonne  $j$ , du préamplificateur  $k$  et de l’image  $I$ .

$\varepsilon_{i,j,k,I}$  est l’efficacité quantique d’un CCD.

$\phi_{i,j,k,I}$  correspond au nombre de photons parvenant au pixel, soit le nombre total de photons émis par la LED pendant l’exposition de l’image  $I$  multiplié par la probabilité  $a_{i,j,k,I}$ , c’est-à-dire le module carré de la fonction d’onde.

$g_{i,j,k,I}$  et  $P_{i,j,k,I}$  définissent une réponse linéaire de l’électronique.

Ce modèle est typique d’un traitement statistique de signal numérique. Il s’apparente à ceux utilisés pour l’étude d’un détecteur ou d’une caméra. Les images répétées sont considérées comme des tirages répétés d’un ensemble de variables aléatoires. Pour cela, il faut évaluer la stabilité de l’image lors d’une séquence d’expositions pendant laquelle la position relative de SNDICE et du télescope est fixe.

Si le bruit de photon est la seule limite du test de stabilité, alors la comparaison de deux images pixel à pixel est de l’ordre de 0.7% RMS (pour un niveau moyen de 20000 e<sup>-</sup> par pixel, soit un tiers de la gamme des ADC). La comparaison au niveau d’un préamplificateur entier est 2000 fois plus



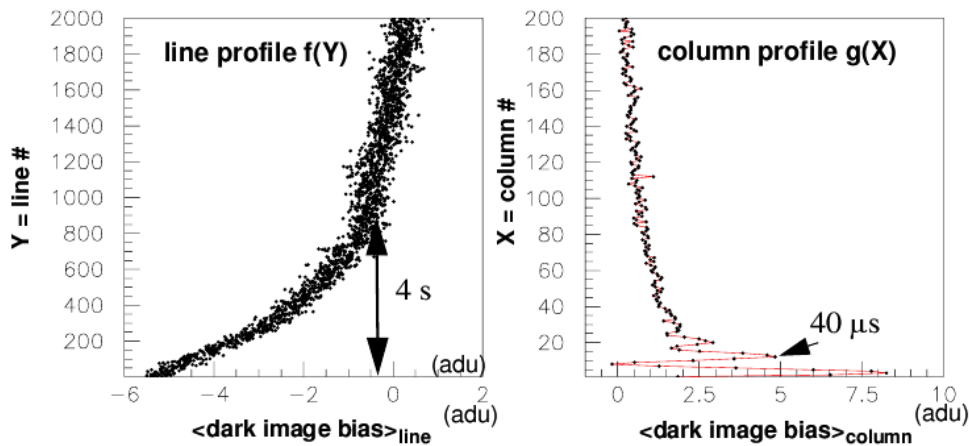


FIGURE 7.2 – Profil horizontal et vertical de la lecture des pixels d’une image d’obscurité à laquelle est soustraite une valeur constante correspondant à la moyenne des pixels de la zone de double overscan. Les images d’obscurité sont affectées par deux variations caractéristiques mettant en évidence des constantes de temps très différentes : l’une affecte les colonnes, l’autre les lignes.

précise, ce qui permet de comparer la variation du gain moyen d’un préamplificateur entre deux images à 3.5 ppm. Au niveau des 72 préamplificateurs d’une image (e.g. pour comparer la variation du flux total de SNDICE) la précision serait de 0.5 ppm.

Pour établir un modèle générique de haute précision des images SNDICE-Megacam, nous avons effectué ce genre de tests sur une séquence de 25 images prises en une heure avec un niveau constant de courant dans la LED GD8 de SNDICE maintenu durant 6 secondes, durée mesurée à quelques microsecondes près par le dispositif appelé « obturateur électronique ». Auparavant rappelons, sur la figure 7.1-a, la façon de reconstituer une image complète à partir des 36 CCD de la mosaïque. L’image vue par chaque CCDs est la réunion des lectures des deux amplificateurs (figure 7.1-b).

## 7.2 Etude du niveau de piédestal de l'électronique

L’électronique CCD de MegaCam a été évoquée dans le chapitre 2 pour montrer que dans son principe, et comme confirmé par une R&D de notre groupe (Barrelet, 2004) (Juramy, 2006), elle pouvait présenter une grande stabilité de gain et de piédestal ( $10^{-5}$ ). En réalité, nous constatons que les stabilités, soit du gain, soit du piédestal, sont de 2 à 3 ordres de grandeur moins bonnes. Si leurs fluctuations sont peut être difficiles à voir avec les champs plats classiques, elles dominent les images SNDICE, ce qui nous oblige à développer des méthodes pour mesurer et tempérer ces fluctuations.

### 7.2.1 Le piédestal

Le piédestal de l’image est relié aux *overscans*. Son niveau peut s’étudier soit à partir des images d’obscurité, prises obturateur fermé, soit à partir du profil des zones d’*overscans* des images d’illumination.

Les images prises avec l’obturateur fermé, mettent en évidence des effets qui proviennent spécifiquement de l’électronique. Il s’agit de structures qui varient d’une dizaine d’ADUs autour d’un

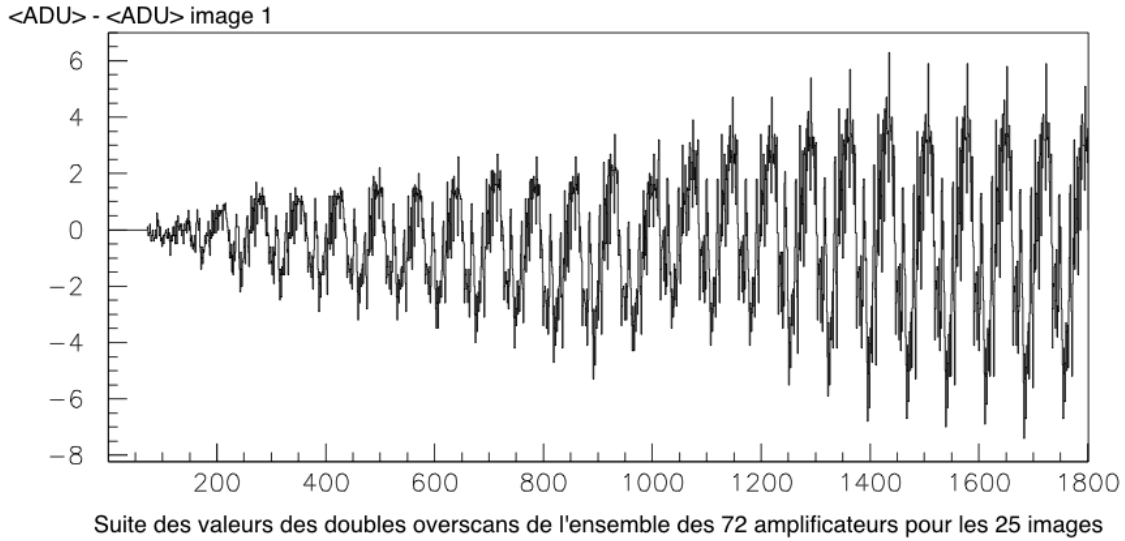


FIGURE 7.3 – Moyenne des doubles *overscans* de l'image courante par rapport à la moyenne des doubles *overscans* de l'image de référence (la première image). L'abscisse " $x$ " correspond au " $k$ "ième pré-amplificateur de l'image " $I$ " tel que :  $x = (72 \times I) + k$

niveau de 1200 ADU et qui dépendent de la ligne ou de la colonne (voir figure 7.2). Cet effet affecte aussi bien la zone d'image que l'*overscan*, il varie peu avec le temps mais change d'un amplificateur à l'autre. Dans le cas d'images éclairées, cet effet est masqué par le bruit, mais il est toujours visible dans l'*overscan*.

La démarche traditionnelle consiste à déterminer une image de piédestal et à la soustraire de toutes les images astronomiques ou images de champ plat prises durant une période. L'utilisation d'une image d'obscurité pour soustraire le niveau de piédestal pixel à pixel à une image éclairée n'est pas recommandée car cela ajoute du bruit, mais on peut ici soustraire un piédestal de ligne  $R_i$  et un piédestal de colonne  $S_j$ . Nous allons voir que cela n'est pas suffisant, car le niveau de piédestal varie d'une image aux suivantes.

### 7.2.2 La dérive du niveau zéro

L'ADU moyen contenu dans la zone de double *overscans* (qui correspond aux pixels pour lesquels  $x \geq 1028$  et  $y \geq 4619$ ) donne la meilleure estimation du point zéro de l'électronique pour l'ensemble de l'image avec et sans illumination ( $y$  compris la zone d'*overscan*), avec une incertitude inférieure à 1 ADU. Cependant cette constante ( $Z_{k,I}$ ) varie indépendamment pour chaque préamplificateur et chaque image (voir figure 7.3).

Pour résumer les études du piédestal, il est possible de représenter le terme correspondant de la formule 7.1 par :

$$P_{i,j,k,I} = R_i + S_j + Z_{k,I}$$

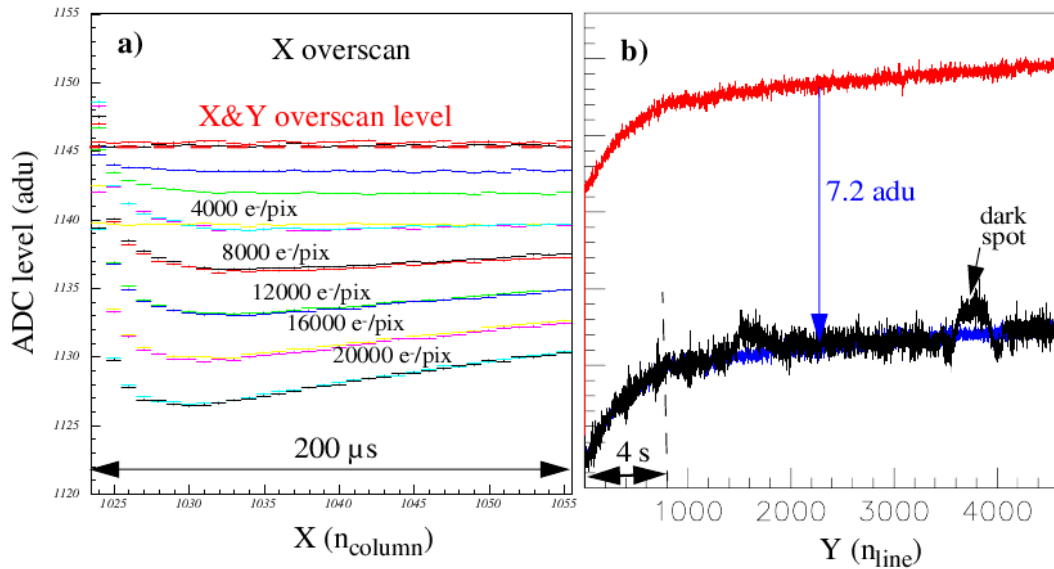


FIGURE 7.4 – Structure de l’overscan en  $x$ . (a) Le profil en  $x$  (en faisant la moyenne en  $y$ ) pour une séquence de 7 illuminations SNDICE avec un temps d’intégration croissant. Le temps de relaxation du niveau du piédestal augmente avec le nombre d’électrons collectés. (b) En rouge, profil  $y$  ( $x$  moyenné) du piédestal d’une image d’obscurité. En noir, profil  $y$  de l’overscan d’une image à haut flux. Les sous structures visibles sont causées par des points plus sombres sur l’image. Lorsque l’overscan de l’image d’obscurité est déplacé de 7.2 ADU (bleu), la forme générale se compare bien à celui à haut flux.

### 7.2.3 La dérive de la ligne de base

L’étude des *overscans* montre que le niveau du piédestal est dépendant de l’illumination des pixels précédents dans la même ligne. La région d’*overscan* en  $x$  en présence d’une illumination graduelle précise, obtenue par l’illumination stable de SNDICE et des temps de pose croissant, est représentée sur la figure 7.4. Au moins deux effets contribuent à modifier la valeur du piédestal. Le premier effet (qui affecte les images de champ plat) consiste en la présence d’un signal résiduel du pixel  $n$  dans le pixel  $n+1$ , il se manifeste ici par un *overshoot*, visible dans la première bande de l’overscan en  $x$  (figure 7.4-a). Le second effet est un *undershoot* (visible sur la même figure). La profondeur de cet *undershoot* est proportionnelle à la charge moyenne présente dans l’image. Elle caractérise la restauration du système électronique dans son état de stabilité, c’est-à-dire, la recharge des capacités de découplage après la lecture complète d’une ligne à un niveau important. L’intervalle de temps de lecture de la zone d’overscan  $x$  est de  $200 \mu\text{s}$ , du même ordre de grandeur que le temps nécessaire pour le transfert en parallèle des pixels d’une ligne. Ce temps est insuffisant pour retrouver le niveau de *reset*, représenté par la ligne hachurée en rouge, juste au dessus de la valeur d’overscan d’une image à bas flux. La montée du piédestal, visible durant la lecture des 1000 premières lignes sur la figure 7.4-b est un processus bien plus lent (autour de 4 s). Il pourrait être d’origine thermique. La relation entre l’overscan et le piédestal à soustraire nécessiterait une étude détaillée de l’électronique de MegaCam.

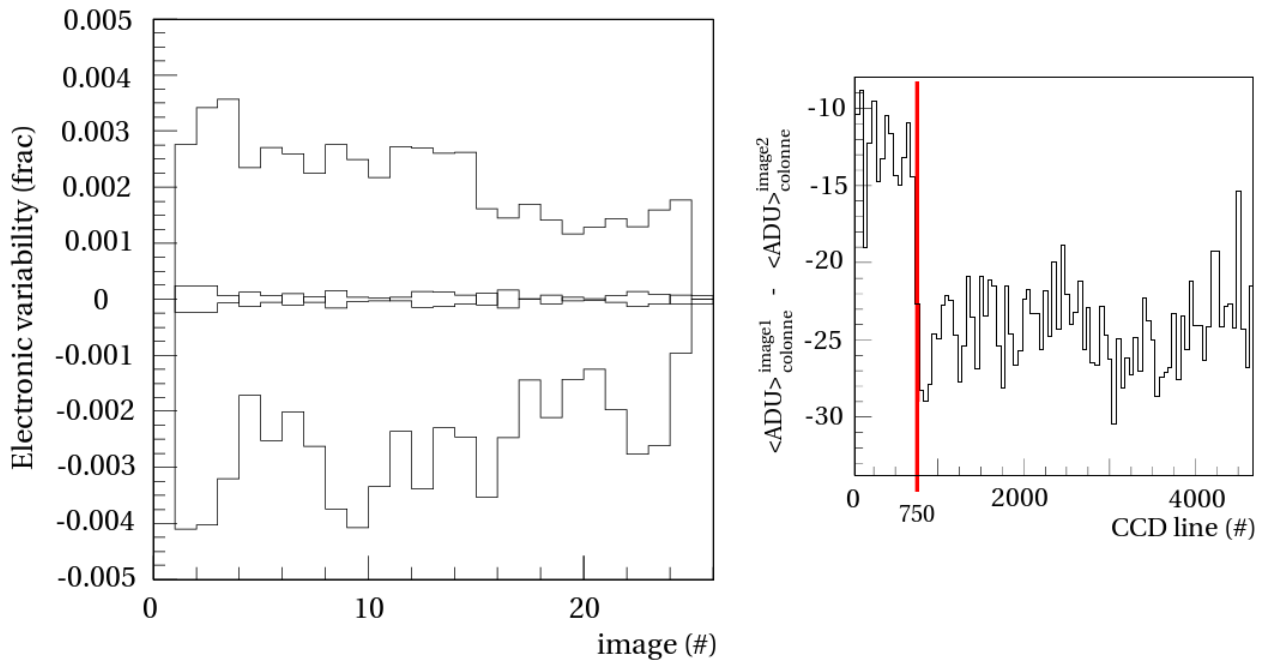


FIGURE 7.5 – A gauche : représentation des variations de gain des amplificateurs les plus instables au cours d’une série de 25 images prises dans un intervalle d’une heure. Les variations maximums sont comprises dans un intervalle de 3‰ à 7‰. La valeur moyenne des variations dz gain est aussi indiquée (dispersion inférieure à quelques  $10^{-4}$ ). A droite : la différence du contenu du CCD pour deux images consécutives en fonction du numéro de ligne présente une rupture à la ligne 750, elle peut s’interpréter comme une variation de 1.6‰ du gain durant la lecture de l’image.

## 7.2.4 L’instabilité des gains

La figure 7.5, à gauche, montre que le gain de l’électronique est instable et varie indépendamment d’un amplificateur à l’autre et d’une image à la suivante. Sur cette figure, la réponse de référence est celle de la dernière image. Les variations extrêmes observées d’une image à la suivante sont de 0.3‰ et atteignent 0.7‰ au bout d’une heure. Heureusement, la moyenne des 72 préamplificateurs reste stable à quelques  $10^{-4}$ , ce qui permettra de constater et d’utiliser la stabilité de l’illumination des LEDs (qui est du même ordre après correction de température à 0.1°C).

Pour pouvoir utiliser les images de SNDICE pour étalonner la réponse de MegaCam, il faudra gommer les effets de cette instabilité de gain. Les méthodes que nous avons trouvées reposent sur l’hypothèse de la stabilité du gain au cours de la lecture d’une image donnée, ce qui s’exprime dans la formule 7.1 par la disparition des indices de ligne et de colonne :

$$g_{i,j,k,I} = g_{k,I}$$

La figure 7.5 de droite montre que la réponse électronique peut pourtant varier brutalement de 0.1‰ pendant la lecture de l’image. Cependant, cet effet est rare dans les images étudiées. Il se traduit par l’introduction d’un bruit dans la comparaison de deux images consécutives, qui s’ajoute quadratiquement au bruit de Poisson.

### 7.2.5 Point de vue sur les problèmes d'électronique

Les problèmes d'électronique que nous avons décrits ont été une surprise très pénalisante pour l'analyse des données SNDICE. Les limitations intrinsèques théoriques du concept de double échantillonnage corrélé (CDS) utilisé par l'électronique MegaCam a été vérifié sur banc avec une précision de  $0.1 e^-$  (rms) (Juramy, 2006) mais sont en fait de  $0.5 e^-$  (rms). Or nous observons une dérive de piédestal jusqu'à  $20 e^-$  par heure et une dérive du signal au tiers de la gamme (soit un dixième du «*full well capacity*») de  $150 e^-$ .

Rappelons que ce que nous appelons piédestal dans le cadre du double échantillonnage corrélé est en fait la différence de deux échantillons successifs du piédestal. Il doit donc être nul (à l'offset rajouté pour fixer la référence de l'ADC près). Or nous le voyons dériver pour tous les amplificateurs dans une échelle du millivolt : cela met en évidence un problème d'implémentation du CDS.

Plus problématique et difficile à corriger est la dérive des gains. Nous n'avons pas d'explication à avancer tant le montage amplificateur paraît simple. Mais les conséquences limitent le suivi de la transmission du télescope, ce qui est le but premier d'un système comme SNDICE. Ce que nous ferons donc dans le reste du chapitre, c'est d'utiliser la stabilité de SNDICE et de la transmission du télescope pour un suivi de l'électronique de Megacam, et non le contraire.

### 7.2.6 Stabilité moyenne de la réponse de l'imageur

L'estimation à priori de la moyenne sur l'ensemble des pixels d'un demi-CCD, pour une illumination donnée, donne une précision de cette moyenne d'une fraction d'ADU pour un niveau de 20 000 ADU. Cela signifie que toute dispersion supplémentaire de la distribution est à expliquer par d'autres facteurs que statistiques.

Le premier facteur à considérer est la reproductibilité de l'illumination, dont la stabilité sur banc a été mesurée comme étant meilleure que  $10^{-4}$ , en tenant compte de la température de la LED. Elle a été aussi testée in-situ dans le dôme du CFHT en utilisant les photodiodes de suivi de chaque LED (figure 6.2 du chapitre précédent), et en les mettant en relation avec la température mesurée au niveau du radiateur des LEDs. La légère variation régulière de température est comprise comme une élévation de la température du dôme (la prise de données se faisant au lever du jour, la température s'élève).

Cette stabilité est également vérifiée par un test résumé par la figure 7.6. Il s'agit de la répétition de 25 illuminations SNDICE sur une durée de 1h. Les 25 images sont obtenues et comparées en utilisant la moyenne des réponses moyennes des 72 amplificateurs (autour de 17 000 ADUs). La dérive observée est attribuée à la combinaison d'effets de température sur l'électronique de SNDICE. Le résidu à une approximation linéaire de cette dépendance en température est de  $1.8 \times 10^{-4}$  RMS, soit, d'après l'étalonnage de SNDICE, environ  $0.1 ^\circ\text{C}$  pour deux images prises à 1 minute d'intervalle.

Au-delà du test de la stabilité du flux intégré de photons de SNDICE et de la stabilité de la réponse moyenne de l'imageur, la figure 7.6 est une mesure de la variation relative due au paramètre  $I$  de la formule 7.1.

### 7.2.7 Efficacité quantique des CCDs

L'efficacité quantique (E.Q.) des CCDs est directement déterminée par les propriétés du semi-conducteur (dopants, réseau cristallin, passivation) et plus encore des couches anti-réfléchissantes. Elle varie donc largement d'un CCD à l'autre, mais elle est supposée stable au cours du temps. La

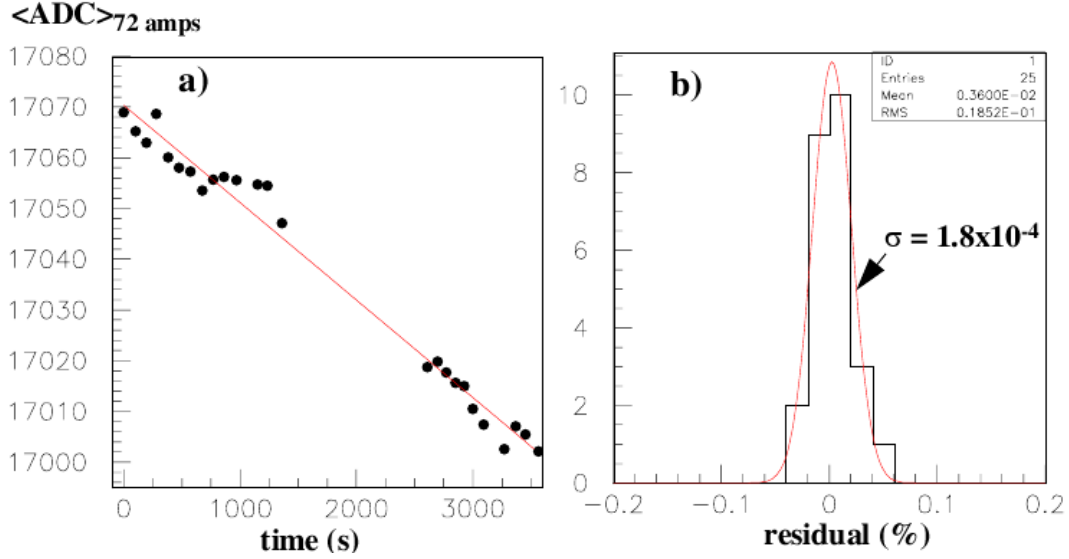


FIGURE 7.6 – (a) La réponse moyenne de MegaCam à une série de 25 images prises pendant une heure montre une légère dérive, attribuée à une variation de la température de la source. (b) La distribution des résidus d’un ajustement linéaire sur ces mesures a un RMS de  $1.8 \times 10^{-4}$ .

dispersion des efficacités quantiques des 36 CCDs de MegaCam est faible grâce à un processus de fabrication et de sélection bien contrôlé par la société E2V.

Nous pouvons la mesurer par la méthode classique consistant à mettre en rapport la fluctuation du contenu d’un pixel et son contenu lui-même. La dispersion des E.Q. des 36 CCDs est de 1.5% RMS (cf. figure 7.7). La même figure 7.7 montre que la différence des E.Q. mesurées sur les côtés gauche et droite d’un même CCD est de 0.3% RMS ce qui correspond à peu près à l’erreur de mesure. Il est donc raisonnable de supposer que l’efficacité quantique d’un CCD est uniforme et stable, par fabrication, mais sans savoir à quel niveau de précision.

Nous obtenons une nouvelle forme de la formule 7.1, où la seule non uniformité spatiale est due à la transmission du télescope. C’est l’hypothèse que nous allons tester dans le paragraphe suivant, en particulier pour mesurer la stabilité de la fonction « image »  $a_{i,j,k,l}$ , c’est-à-dire sa dépendance en  $I$ ,

$$\mathcal{N}_{i,j,k,I}^{ADU} = l \times a_{i,j,k,I} \times \varepsilon_k \times g_{k,I} + R_i + S_j + Z_{k,I} \quad (7.2)$$

### 7.3 Etude de haute précision de l’illumination de SNDICE

La principale innovation à introduire dans le traitement des images est reliée à l’effet de cohérence partielle (Born & Wolf, 1997) de la source, dû au petit diamètre apparent d’une LED, qui fait que les interférences sont visibles (elles existent fondamentalement dans tous les cas, quelle que soit l’illumination considérée). La visibilité des franges d’interférences dépend de la taille apparente de la source vue du plan focal ( $300 \mu\text{m}$  vue à 17 m), elle est aussi limitée par la largeur spectrale de la LED (6-8% FWHM), et par la résolution des CCDs (la taille d’un pixel). La cohérence partielle de l’illumination ne permet pas de considérer un flux lumineux comme uniforme, il faut tenir compte

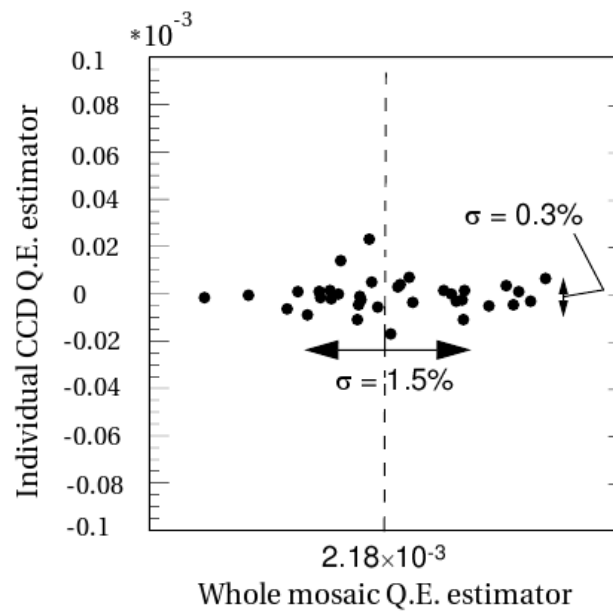


FIGURE 7.7 – Pour les 72 demi-CCD lus par un pré-amplificateur différent, nous avons estimé l'E.Q. moyenne. Ce graphique représente la différence normalisée entre l'E.Q. estimée pour les deux zones de chaque CCD lues par deux pré-amplificateurs différents, en fonction de la moyenne de cette E.Q. sur le CCD. La dispersion verticale (0.3% RMS) de notre distribution met donc bien en évidence que pour un même CCD, l'E.Q. mesurée est identique (cette dispersion est compatible avec une efficacité quantique identique pour les deux moitiés d'un CCD, sachant qu'un estimateur basé sur la statistique de poisson fournit un RMS de 0.2%). La dispersion horizontale (1.5% RMS) est une mesure de la dispersion de l'E.Q. de l'ensemble des CCDs de la mosaïque.

des déformations du front d'onde sur des défauts localisés.

Ces déformations du front d'onde sont décrites par la loi de probabilité distribuant le signal dans les pixels qui est le produit de convolution de :

1. une fonction régulière représentant l'effet d'une optique sans défaut (y compris les réflexions et la transmission des filtres). C'est elle qui intéresse le modèle de l'étalonnage astronomique.
2. Une fonction oscillante (presque) unitaire. Cette seconde fonction représente les franges d'interférences dues aux défauts optiques.

La première fonction s'approche par intégration, une opération de filtrage spatial passe-bas qui donne le même résultat que, si, par exemple, on élargissait la source avec un diffuseur. La seconde fonction s'étudie par filtrage passe haut. Nous allons montrer que les filtres les plus simples sont très efficaces et tout à fait suffisants pour détecter et caractériser les défauts <sup>1</sup>.

Comme telle, elle peut s'utiliser directement pour le contrôle de la qualité optique du télescope, en permettant :

- d'une part, d'établir et de mettre à jour un catalogue des "défauts optiques individuels",
- d'autre part, de mesurer par des méthode statistiques les "défauts optiques collectifs", résultant notamment de l'état de surface du miroir.

Tout ces défauts ont un effet direct sur la photométrie astronomique, un effet difficile à évaluer, diversifié suivant la proximité au plan focal, et probablement supérieur aux estimations intuitives.

SNDICE détecte des défauts optiques qui ne sont pas accessibles par d'autres méthodes. A terme, il pourrait permettre d'établir et maintenir un catalogue des défauts ainsi que de lisser leurs effets.

### 7.3.1 Choix des images et représentation mathématique des interférences

Nous avons choisi la séquence de 25 images étudiées dans les paragraphes précédent pour mettre au point la méthode de traitement des interférences. Elle s'y prête bien, grâce à une bonne reproductibilité des images et parce que le contraste de l'image sous-jacente (appelée « fonction régulière » dans l'introduction) est à peu près négligeable par rapport à celui de la « fonction oscillante », comme on peut le voir sur la figure 7.8, qui présente une image de l'ensemble des CCDs.

Le spectre d'amplitude d'une image SNDICE vu par chacun des 72 demi-CCDs est approximativement gaussien avec un  $\sigma$  de  $\approx 4\%$  (figure 7.9). Ce spectre est principalement dû aux anneaux de diffraction, à diverses échelles et amplitudes, avec les queues de distribution causées par les anneaux les plus sombres. Le bruit de photons dans un pixel contenant typiquement  $2 \times 10^4$  photo-électrons est de 0.7% RMS, soit le sixième du « bruit d'interférence ».

Ces deux bruits sont gaussiens, mais le bruit de photon est spatialement blanc, ce qui veut dire qu'il n'y a pas de corrélation spatiale, alors que le bruit d'interférence présente une forte autocorrélation qui traduit la structure spatiale en anneaux. La visibilité des interférences ( $1/\text{distance}$ ) diminue lorsque la taille apparente de la source augmente, ce qui réduit les hautes fréquences du spectre. De même, plus le spectre de LED s'élargit, plus la visibilité diminue aussi. Enfin, le dernier facteur est la résolution du détecteur : lorsque la distance entre deux anneaux est inférieure à la taille du pixel, la frange disparaît.

---

1. La mise en évidence de ces défauts est une spécificité de l'imagerie de front d'onde et autres imageries en "contraste de phase".



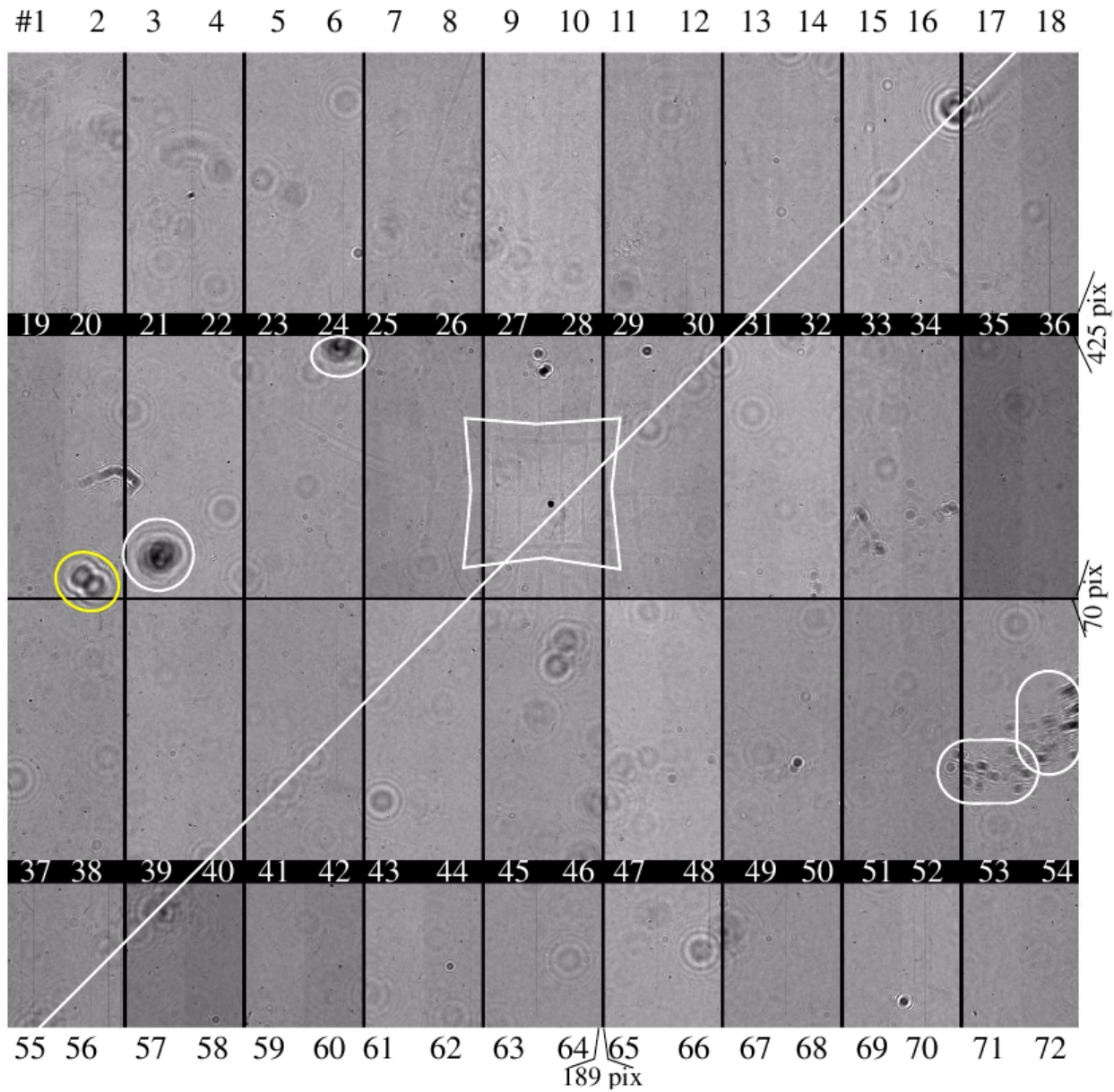


FIGURE 7.8 – Vue générale des 36 CCDs du plan focal. Les effets produisant une distribution anormale au niveau de l'amplificateur sont entourés. La ligne traversant le champ en diagonal indique un alignement de défauts optiques.

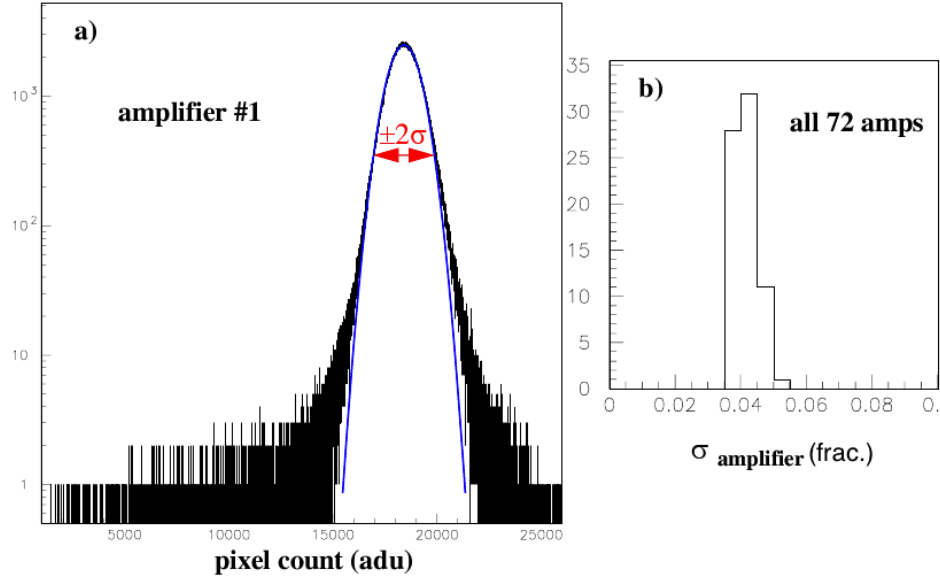


FIGURE 7.9 – (a) Comptage en ADU par un amplificateur du contenu des pixels ( $\sigma$  est le RMS de contraste par définition). (b) La distribution du RMS de contraste sur le plan focal de MegaCam est assez uniformément distribuée autour de 4% pour les 72 amplificateurs.

### Les quatre filtres de dérivation

Les filtres qui permettent une analyse statistique du bruit d'interférence peuvent être introduits de deux façons différentes qui se complètent.

**Dérivation diagonale** Les hautes fréquences spatiales peuvent être filtrées en utilisant une combinaison de deux opérateurs de dérivation diagonale dans un carré de 4 pixels :

$$\delta u = pix_{i,j+1} - pix_{i+1,j}$$

$$\delta v = pix_{i+1,j+1} - pix_{i,j}$$

Ces opérateurs permettent de construire 2 variables :

$$\rho = \|\vec{\nabla}\| = \sqrt{\delta u^2 + \delta v^2},$$

et

$$\theta = \arg \vec{\nabla}.$$

**Division/multiplication de fréquence** Pour réduire la fréquence d'échantillonnage spatial d'un facteur deux en x et en y sans perdre d'information, ces filtres prennent la forme de quatre opérateurs spatiaux :

$$\Sigma_x : (pix_{i,j}, pix_{i+1,j}) \rightarrow (pix_{i,j} + pix_{i+1,j})/2$$

$$\Sigma_y : (pix_{i,j}, pix_{i,j+1}) \rightarrow (pix_{i,j} + pix_{i,j+1})/2$$

$$\Delta_x : (pix_{i,j}, pix_{i+1,j}) \rightarrow (pix_{i,j} - pix_{i+1,j})/2$$

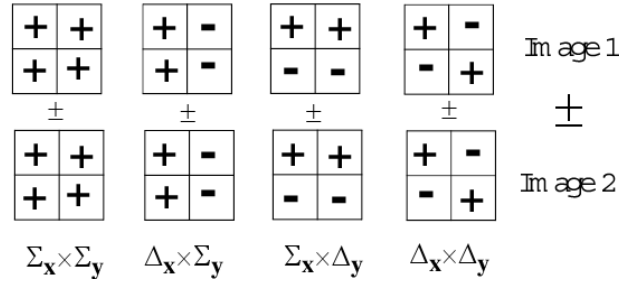


FIGURE 7.10 – Quatre filtres agissant sur un quadruplet de pixel avec un coefficient de  $+1/4$  ou  $-1/4$  (la figure indique la disposition de ces coefficients) sont appliqués à deux images qui sont ensuite combinées.

$$\Delta_y : (pix_{i,j}, pix_{i,j+1}) \rightarrow (pix_{i,j} - pix_{i,j+1})/2$$

L'élément de matrice  $pix_{i,j}$  est la valeur attendue du pixel dans la colonne  $i$  et la ligne  $j$ . Il peut être considéré à un facteur de normalisation près comme la fonction d'image  $a_{i,j,k,I}$  définie plus haut dans la formule 7.2. Il est approximé par une loi gaussienne de valeur moyenne  $pix_{i,j} = \alpha N$  et de largeur  $\sigma_{i,j} = \alpha \sqrt{N}$ .

Les 3 opérateurs de dérivation spatiale du champ ont pour effet de produire des images avec un contraste nettement réduit par rapport à l'image d'origine. Les opérateurs ( $\Sigma$  et  $\Delta$ ) sont combinés par deux (au choix  $\Sigma_x \times \Sigma_y$ ;  $\Delta_x \times \Sigma_y$ ;  $\Sigma_x \times \Delta_y$ ;  $\Delta_x \times \Delta_y$ ) de manière réversible et de sorte à conserver la symétrie  $x \times y$ , ce qui divise par deux le nombre de colonnes et de lignes de l'image initiale. La figure 7.10 visualise l'effet de ces quatre opérateurs sur une matrice  $2 \times 2$  de quatre pixels voisins. Notons algébriquement par  $\alpha, \beta, \gamma, \delta$  les quatre images obtenues à partir de l'image  $a$  :

$$a_{i,j,k,I} \text{ (} i=1 \rightarrow 1024, j=1 \rightarrow 4608 \text{)}, \alpha_{i,j,k,I}; \beta_{i,j,k,I}; \gamma_{i,j,k,I}; \delta_{i,j,k,I} \text{ (} i=1 \rightarrow 512, j=1 \rightarrow 2304 \text{)}$$

$\alpha_{i,j,k,I}$  est l'image résultante du filtrage par ( $\Sigma_x \times \Sigma_y$ ),  $\beta_{i,j,k,I}$  est l'image résultante du filtrage par ( $\Delta_x \times \Sigma_y$ ),  $\gamma_{i,j,k,I}$  est l'image résultante du filtrage par ( $\Sigma_x \times \Delta_y$ ) et  $\delta_{i,j,k,I}$  est l'image résultante du filtrage par ( $\Delta_x \times \Delta_y$ ).

On peut vérifier que les opérateurs ( $\Delta_x \times \Sigma_y$ ) et ( $\Sigma_x \times \Delta_y$ ) ne sont autres que les sommes et les différences des opérateurs  $\delta_u$  et  $\delta_v$  définis plus haut. Cette relation a une interprétation géométrique très simple : ils sont respectivement des approximations des dérivées partielles en  $x$  et en  $y$  calculées sur deux lignes et deux colonnes voisines, c'est-à-dire des deux composantes du gradient. Ils peuvent également être obtenus par rotation de  $\pi/4$  du gradient ( $\delta_u, \delta_v$ ) exprimé dans la base diagonale.

### Les quatre spectres d'amplitude

Nous avons introduit ce paragraphe en présentant un spectre d'amplitude par préamplificateur et par image, celui de  $a_{i,j,k,I}$ , qui contient  $1024 \times 4608$  entrées. Nous le remplacerons maintenant par les 4 spectres de  $\alpha, \beta, \gamma$  et  $\delta$  contenant chacun  $512 \times 2304$  entrées.

- Le premier spectre est pratiquement identique au spectre originel de l'image (cf. figure 7.9-a). Il garde toute l'information sur la composante que nous avons appelé fonction régulière et beaucoup de l'information sur la fonction oscillante, mais le bruit de photon est diminué d'un facteur 2 (à 0.35% rms dans notre image).
- Les deuxième et troisième spectres sont identiques entre eux et identiques aux spectres de  $\delta_u$  et  $\delta_v$  définis plus haut (cf. figure 7.11). Ce sont les spectres des deux composantes du gradient. Ils sont insensibles à la composante régulière de l'image. Ils sont également quasi-gaussiens,

mais leur largeur est le quart (1%) de celle du spectre de l'image. Ce facteur 4 caractérise la fréquence moyenne du spectre de la fonction oscillante qui correspond à  $2\pi \times 4$  pixel.

- o Le quatrième spectre est celui qui est le plus gaussien, avec la largeur la plus faible, égale au sixième (0.7%) de celle du premier. Le rapport signal de la fonction oscillante sur bruit de photon n'est plus que 2. Il peut s'appeler Hessien, de même que les précédents étaient les composantes x et y du gradient, étant donné qu'il approxime la double dérivée partielle en x et en y.

Il faut noter deux propriétés exceptionnelles de la variable aléatoire à quatre dimensions ( $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ ) (en fait pour 25 images de 72 préamplificateurs il y a  $25 \times 72$  variables différentes ayant les mêmes propriétés) :

1. Diagonalité de la matrice de covariance.

Nous l'avons vérifié avec une très grande précision statistique. Cela reflète essentiellement le fait que les longueurs d'onde caractéristiques (24 pixels) sont petites par rapport aux dimensions du CCD. Donc, entre deux niveaux voisins d'amplitude d'un bord à l'autre du CCD, il y a autant de montée que de descente du signal, d'où une moyenne du gradient nulle pour chaque valeur de l'amplitude. Similairement, comme on le voit sur la figure 7.12, il n'y a pas d'orientation privilégiée du gradient, les anneaux d'interférence étant essentiellement circulaires. Donc  $\beta$  et  $\gamma$  ne sont pas corrélés.

2. Egalité des bruits de photon.

Cela résulte du fait que les 4 pixels combinés différemment par les 4 filtres le soient par somme ou par différence. Les variances des sommes ou des différences des 4 variables Poissoniennes sont toujours ajoutées dans le calcul de la variance de chaque filtre, d'où la valeur identique des variances des filtres.

Il n'y a aucun moyen de vérifier ce résultat directement. Il faudra pour cela, dans le paragraphe 7.3.3, comparer les images deux à deux et comprendre les fluctuations d'image à image autres que le bruit de photon.

### 7.3.2 Non-Gaussianités : les défauts optiques individuels

Il est possible de visualiser les effets diffractifs qui causent la dispersion du signal en étudiant l'image d'un quart de CCD dans une échelle de gris couvrant l'intervalle  $[-1.5\mu; +1.5\mu]$  autour de la moyenne (figure 7.13). D'autre part, une partie des effets des anneaux sombres et clairs se moyenne entre eux, comme par exemple dans la zone D ; et la projection en Y du profil en X laisse une variation basse fréquence sur laquelle s'ajoute un bruit haute fréquence. Cette zone D est une illustration typique de ce que nous appelons les défauts "collectifs" et qui constitue un bruit gaussien qui module le signal mesuré par le CCD. La figure 7.14 (droite) montre l'effet de la surbrillance en coussinet d'environ 2.5% due au double reflet plan focal plus lentille. Le résultat consiste en la superposition de la gaussienne correspondant au fond plus sombre et celle correspondant à la zone plus claire.

#### Défauts mineurs

Les projections des pixels sur des lignes ou des colonnes agissent comme un filtre passe bas à une dimension dont l'effet est de réduire le bruit de diffraction de 4% à 1%. Cependant, certains anneaux plus sombres sont encore visibles, comme dans la zone B, ainsi que des effets d'absorption (3%), comme par exemple dans la partie gauche de la zone A, ou la partie plus sombre dans la zone

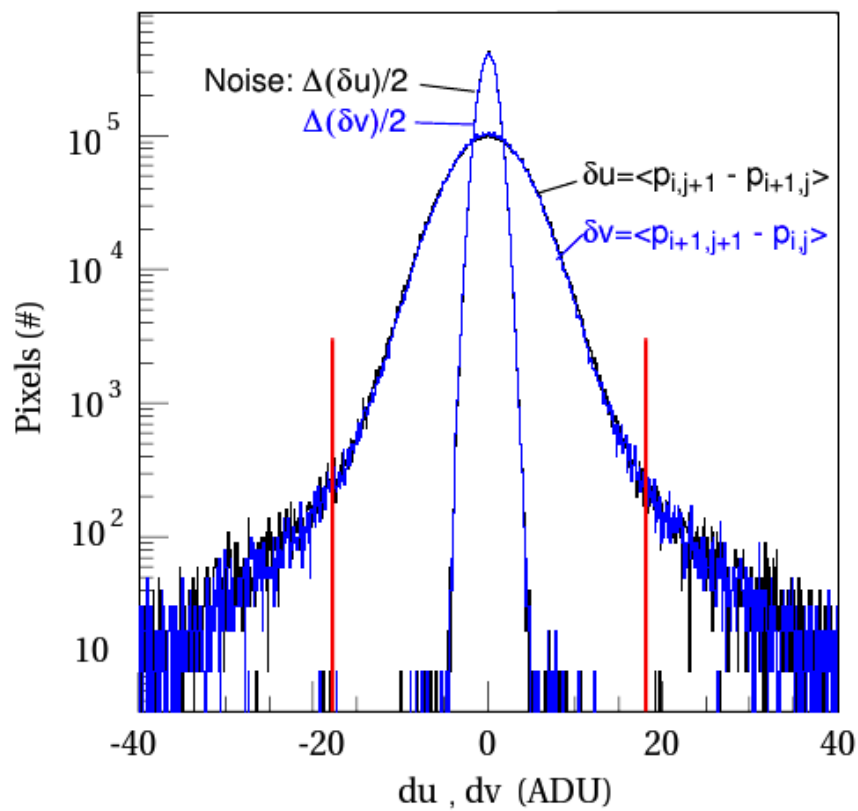


FIGURE 7.11 – Superposition des distributions des 2 opérateurs diagonaux  $\delta u$  (en noir) et  $\delta v$  (en bleu) appliquée à l'ensemble de la surface couverte par l'amplificateur #41. Le bruit sur ces 2 opérateurs est estimé en représentant la demi-somme et la demi-différence de deux images consécutives (qui correspondent à deux lois gaussiennes centrées sur 0 et de rms = 1).

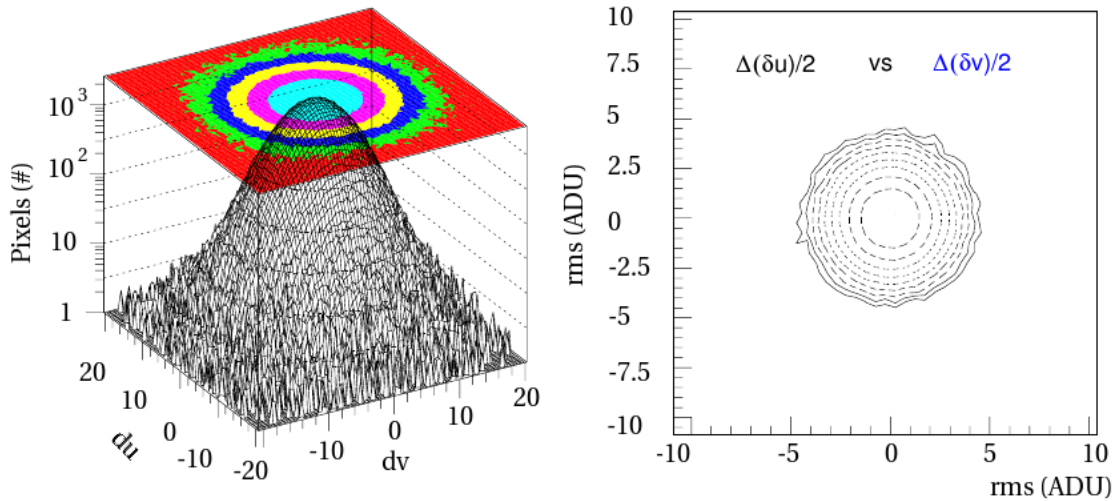


FIGURE 7.12 – Distribution des 2 opérateurs diagonaux  $\delta u$  (en noir) et  $\delta v$  pour l’ensemble des pixels d’un amplificateur (à gauche), et distribution de leurs fluctuations (à droite). Cela indique que les deux estimateurs ne sont globalement pas corrélés, et donc, que les anneaux de diffraction n’ont pas de direction privilégiée à cette échelle. Cela justifie aussi l’utilisation du module  $\rho$  et de l’argument  $\theta$  pour cartographier les contours des anneaux.

C. Cette classe de défauts est de type individuel, mais elle se noie dans le fond gaussien de défauts collectifs. Il y en a environ un millier dans un champ SNDICE, soit 10000 par mètre carré sur le miroir. Ils pourraient être suivis facilement dans le cadre d’un programme de contrôle de qualité.

### Défauts majeurs

Une image de l’ensemble des CCDs est représentée figure 7.8. Les effets n’ayant pas été décrits dans le paragraphe précédent sont entourés. Le spot sombre sur l’amplificateur #21 produit une accumulation dans la partie sombre de la distribution du signal dans les pixels 7.14 (gauche). Le même effet est visible sur l’amplificateur #24, et, dans une moindre mesure, sur les amplificateurs #16 et #20. Sur les amplificateurs #53 et #54, il y a à la fois une accumulation de pixels plus sombres et de pixels plus clairs. Les défauts optiques causant les anneaux de diffraction sont souvent attribués à des poussières. Cette hypothèse paraît insuffisante dans les cas où les anneaux sont alignés tout le long du plan focal (comme par exemple le long de la ligne blanche).

### Défauts proches du plan focal

Les défauts proches du plan focal sont caractérisés par la haute fréquence spatiale des interférences qu’ils provoquent. Ils apparaissent dans les queues de distribution du gradient. Les deux projections de ce gradient sur  $\delta u$  et  $\delta v$  (figure 7.11) sont parfaitement identiques et symétriques autour de 0. La figure 7.12 montre qu’elles ne sont pas corrélées. Les différences  $\Delta(\delta u)$  et  $\Delta(\delta v)$  d’une image à la suivante sont dues à une fluctuation statistique poissonnienne. Ces différences sont superposées aux distributions de  $\delta u$  et  $\delta v$  sur les figures 7.11 et 7.12 pour indiquer le rapport signal/bruit. Ce rapport est suffisamment important pour utiliser les variables  $\rho$  et  $\theta$  pour un algorithme de reconnaissance des figures de diffraction non biaisé angulairement.

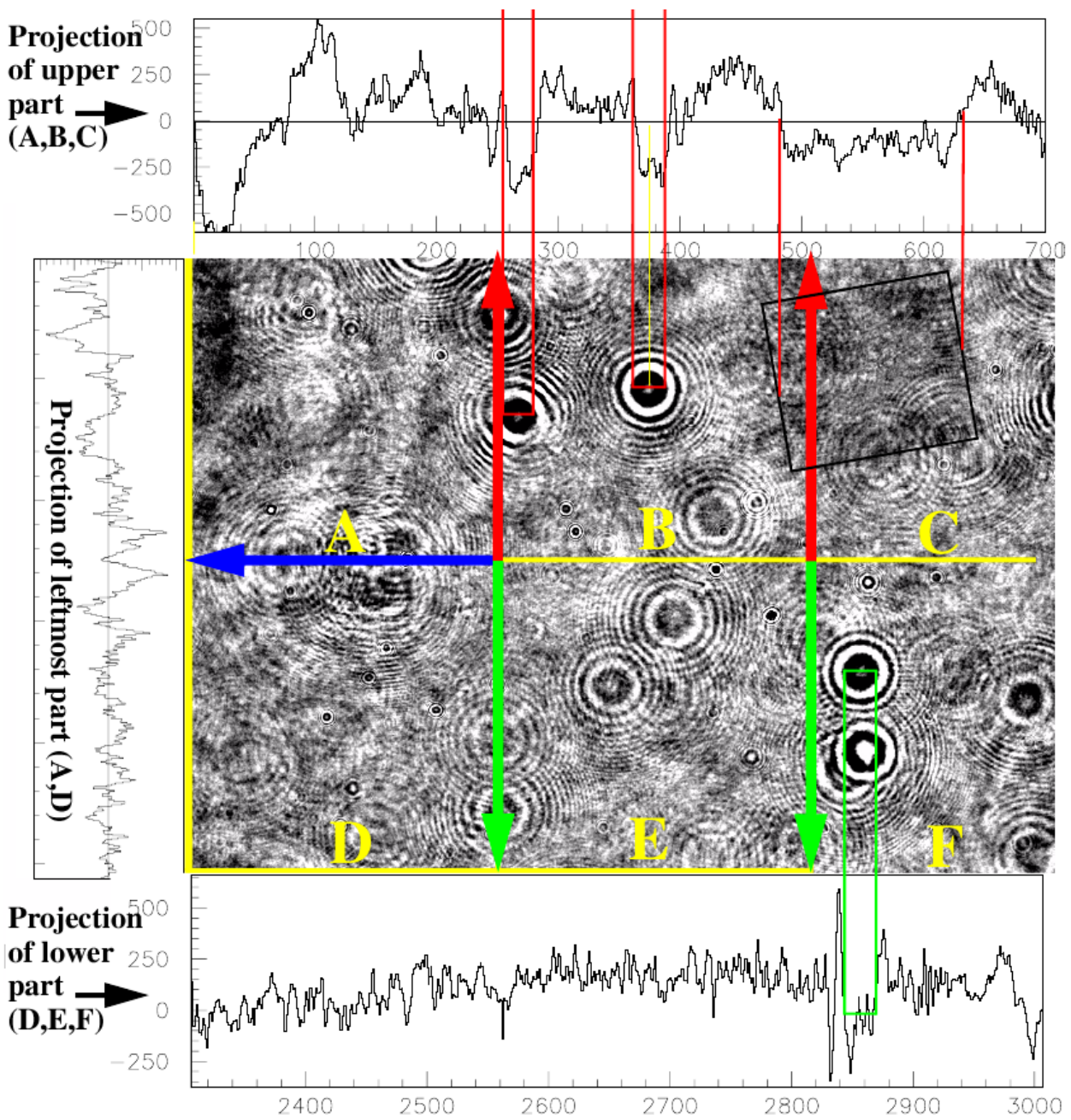


FIGURE 7.13 – Une image est représentée pixel à pixel avec une échelle de gris autour de la moyenne (noir  $\leq -5\%$ ; blanc  $\geq +5\%$ ). Des 'Superpixels' ( $512 \times 512$  pixels) sont nommées de A à F. Les projections des lignes de A-B-C et D-E-F sont représentées en haut et en bas et la projection des colonnes de A et D sont visibles sur la gauche. Les effets des spots circulaires les plus sombres sont encore visibles en B et F. Une zone rectangulaire plus sombre est aussi visible en haut à gauche de C.

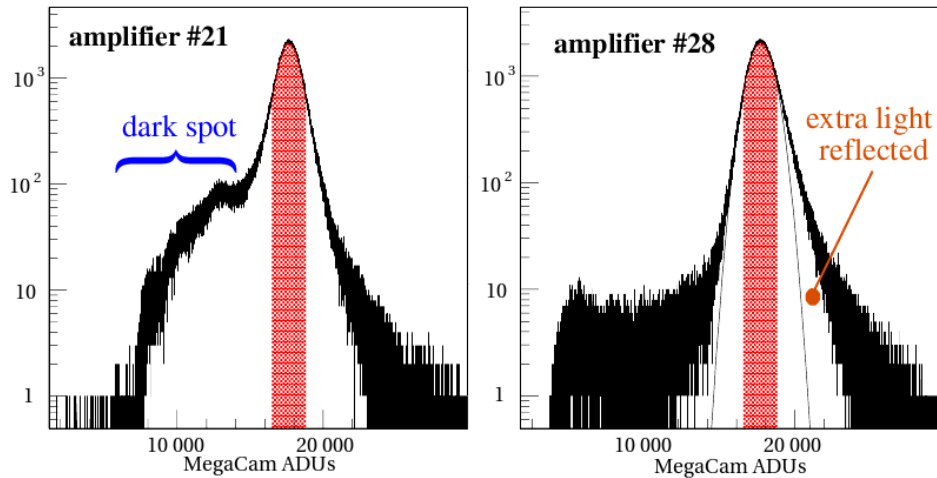


FIGURE 7.14 – L’asymétrie dans les distributions des amplificateurs #21 et #28 est liée aux défauts identifiés sur la figure 7.8.

La figure 7.15 évalue l’efficacité d’une coupure sur  $\rho > 16\sigma$  : cela sélectionne 1 % des pixels. Ces pixels sont répartis en amas de pixel, comme illustré par exemple par la figure 7.16 (à gauche) (l’image originale est présentée à droite). Il s’agit d’un cas typique : l’amas de points est nettement séparé des amas voisins, la figure circulaire est irrégulière, l’orientation locale des gradients, visualisée en utilisant un code de couleur pour l’angle, est correct ; comme anticipé par la figure 7.12 qui indique que l’estimateur de l’orientation  $\theta$  n’est pas biaisé. Cela suggère que le dessin du contour d’un anneau de diffraction à partir de la connexion des points voisins peut être obtenu indépendamment par les deux variables  $\rho$  et  $\theta$ .

Afin de visualiser la méthode appliquée globalement, la figure 7.17 représente toute l’image couverte par le préamplificateur 40 de MegaCam.

### Algorithme de reconnaissance d’une famille d’anneaux concentriques

Le champ de gradient d’une figure de diffraction à symétrie centrale est radial. Cette condition est habituellement exprimée par la linéarité de la pente du champ en un point appartenant à une ligne droite en fonction de l’abscisse de ce point. La figure 7.18 illustre cette propriété pour une figure de diffraction circulaire. La condition de linéarité autorise à déterminer le centre de la figure circulaire par une régression linéaire de la pente en fonction de la position pour une ligne donnée (figure 7.18). La procédure consiste à ajuster l’abscisse à l’origine  $a$  et la pente  $b$ , et à ajuster  $n_{column} = a + b \times \cot g(\theta)$  pour  $n_{line} = c$ .

Les coordonnées du centre M de la tache, sont alors ( $a$ ,  $h = b+c$ ).

Le même type d’analyse peut être effectué avec n’importe quelle orientation des données, comme par exemple, après une rotation de  $\pi/2$  qui échangerait les lignes et les colonnes. On vérifie visuellement que la détection des défauts proches par cette méthode est exhaustive.

En conclusion, cette étude rapide des défauts optiques a le mérite de rappeler que leurs effets, essentiellement diffractifs, ne sont pas pris en compte par les analyses traditionnelles. En particulier, ils ne sont pas vus par les images de champ plat. SNDICE permet de mettre en œuvre des algorithmes de détection simples et efficaces. Il sera donc possible de l’utiliser pour contrôler la



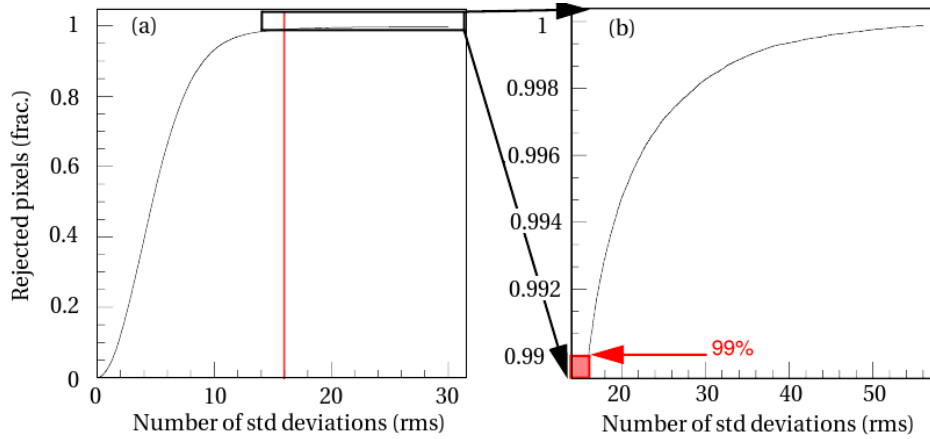


FIGURE 7.15 – Module du gradient de  $\nabla$  exprimé en nombre de déviations standards. Cela permet d'évaluer l'efficacité de la sélection de zones où le gradient est important. Par exemple, la ligne rouge (sur la figure (a)) indique une coupure à  $16\sigma$  qui rejette 99 % des pixels. Cela fournit un algorithme assez pratique car il sélectionne seulement  $\approx 46\,000$  points, avec une précision du gradient local de flux, sur chacun d'eux, supérieure à 7% (S/N).

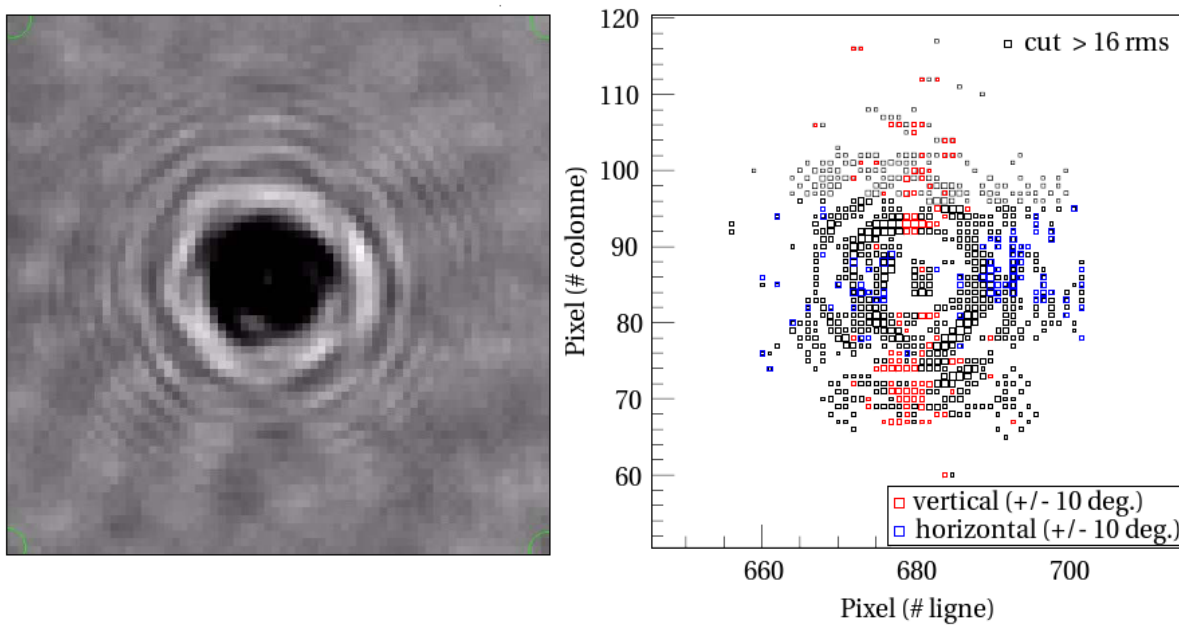


FIGURE 7.16 – A gauche : un carré de  $70 \times 70$  pixels montre une petite tache de diffraction représentée en nuance de gris. Les points correspondant à la coupure  $\|\nabla\| > 16\sigma$  sur le gradient de l'image sont indiqués par des carrés sur la figure de droite (en rouge lorsque le vecteur est approximativement vertical ( $\pm 10$  deg.), et en bleu lorsqu'il est approximativement horizontal). Le capacité de réjection de cette coupure est représentée sur la figure 7.15.

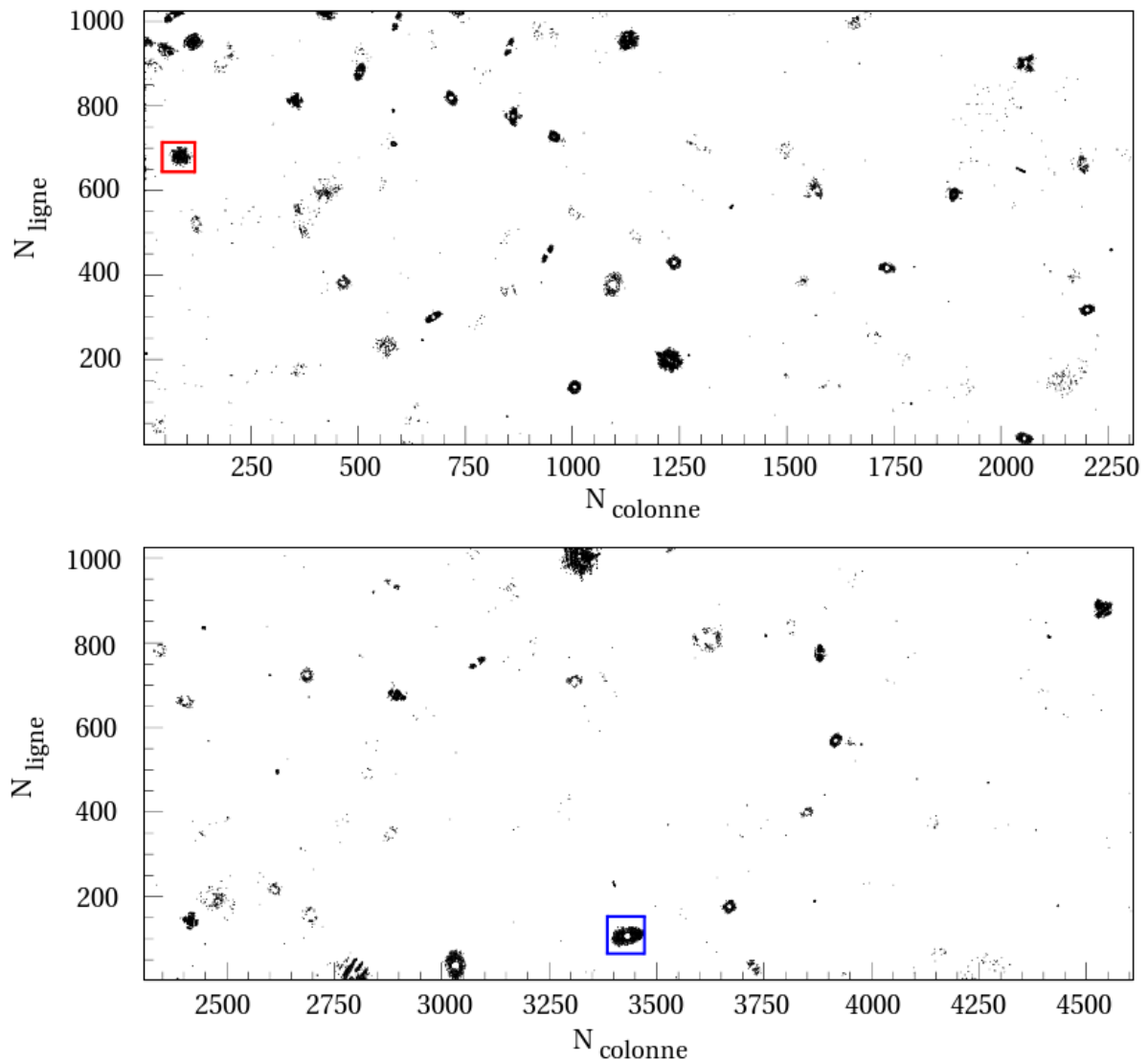


FIGURE 7.17 – Image SNDICE-MegaCam de l’amplificateur 40 (l’image entière a été coupée en deux pour plus de visibilité) filtré par la coupure à  $16\sigma$ . Les petits cadres rouge et bleu correspondent respectivement aux zones agrandies sur les figures 7.16 et 7.18.

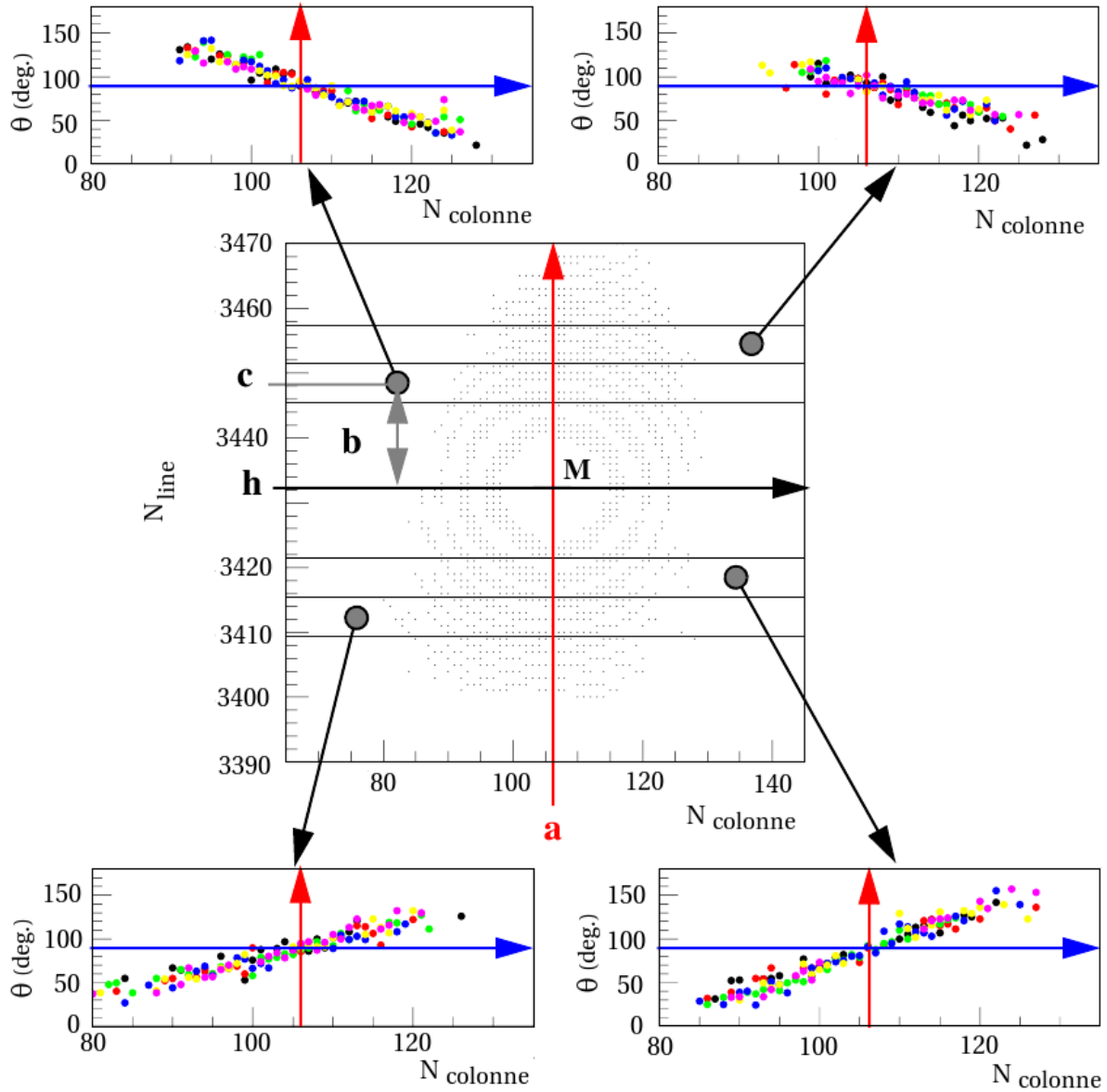


FIGURE 7.18 – Pente dans la direction  $y$  du gradient  $\nabla$  en fonction du numéro de colonne, représentée pour quatre zones d'une tache de diffraction circulaire (indiquée sur le graphique au centre par les points aux delà de la coupure). Chaque zone correspond à une tranche de 6 lignes, représentées par 6 couleurs. Il est possible de vérifier que pour la colonne centrale ( $x = 106$ ), l'orientation de  $\nabla$  est verticale ( $\theta = 90$  deg.).

qualité optique durant la construction d'une caméra et de la suivre, ainsi que celle du télescope, pendant la prise de données.

### 7.3.3 Comparaison des images consécutives et des préamplificateurs

Dans le paragraphe 7.3.1 nous avons modélisé une seule image, restreinte à un seul préamplificateur, par une variable aléatoire normale à 4 dimensions. Nous allons maintenant généraliser le modèle à deux images.

Ayant extrait explicitement dans la formule 7.2 le flux total intégré de l'image, le modèle s'applique non seulement à une série d'images statiques à flux constant, mais aussi à une rampe à flux variable pour étudier la linéarité. La stabilité de l'image sera testée de la même façon dans les deux cas.

Pour cette nouvelle étape l'algèbre va être alourdie, comme elle l'avait déjà été en introduisant 4 filtres. Mais dans les deux cas, cela va se montrer rentable en efficacité.

L'espace vectoriel à 4 dimensions, défini dans le paragraphe 7.3.1, passe à 8 dimensions (celles des 4 filtres appliqués à l'image  $I_1$  puis à l'image  $I_2$ ) et donne deux quadrivecteurs ( $\mathbf{V}_{I_1}, \mathbf{V}_{I_2}$ ) :

$$(\alpha g_{I_1}, \beta g_{I_1}, \gamma g_{I_1}, \delta g_{I_1}, \alpha g_{I_2}, \beta g_{I_2}, \gamma g_{I_2}, \delta g_{I_2}) = (\mathbf{V}_{I_1}, \mathbf{V}_{I_2})$$

Si on fait l'hypothèse que la variable vectorielle à 8 dimensions suit une loi normale, il suffit de calculer la matrice de corrélation  $8 \times 8$ .

Pour tester la normalité de la loi, il faut vérifier les distributions de chacun des couples de composantes. Dans la section 7.3.1, il a été montré que les matrices de covariance  $4 \times 4$  pour une image donnée (c'est-à-dire  $cov(\mathbf{V}_{I_1}, \mathbf{V}_{I_1})$  et  $cov(\mathbf{V}_{I_2}, \mathbf{V}_{I_2})$ ) sont diagonales. Il reste donc à étudier la matrice  $4 \times 4$   $cov(\mathbf{V}_{I_1}, \mathbf{V}_{I_2})$ .

**Terme diagonal ( $\alpha \mathbf{g}_{k,I_1}, \alpha \mathbf{g}_{k,I_2}$ ) d'un préamplificateur  $k$**  Le test de normalité de cette variable 2-D est visualisé sur la figure 7.19. La loi de probabilité conditionnelle  $Pb(\alpha g_{k,I_2}/\alpha g_{k,I_1})$  est visualisée à droite, par l'histogramme des valeurs de  $(\alpha g_{k,I_2})$ , correspondant à une tranche étroite de valeurs de  $(\alpha g_{k,I_1})$ , visualisées à gauche.

Le test de normalité de la loi consiste à vérifier que les histogrammes sur le graphique de droite sont bien gaussiens, puis à déterminer leurs valeurs moyennes et à vérifier qu'elles se trouvent bien sur une droite, qui est la droite de régression et dont la pente fournit le coefficient de corrélation. Et enfin, en principe, de vérifier que le  $\sigma$  des gaussiennes est constant. Ce dernier test ne peut pas fonctionner, car en première approximation, ce  $\sigma$  est proportionnel à l'erreur poissonnienne qui est égale à la racine carrée de l'amplitude. C'est cette relation que l'on tâchera de vérifier.

Les résultats des ajustements sont mis en base de données ainsi que la dispersion des résidus de 0.4 ADU sur un total moyen de 16 200 ADU qui est montrée sur la figure 7.20. La précision relative sur la pente de la droite de régression est donc de  $3 \times 10^{-5}$ , proche de la limite due à la statistique de photon<sup>2</sup>.

Comme indiqué par l'encart dans la figure 7.19, la pente de la droite est égale au rapport des flux intégrés  $I_2/I_1$ . Plus précisément, dans le modèle de la formule 7.2, le rapport des probabilités d'un pixel après soustraction du piédestal est :

$$\frac{I_2 \times a_{i,j,k,I_2} \times g_{k,I_2}}{I_1 \times a_{i,j,k,I_1} \times g_{k,I_1}} \quad (7.3)$$

2. Notons qu'il faut une grande rigueur dans l'ordonnancement des calculs numériques pour obtenir cette précision.

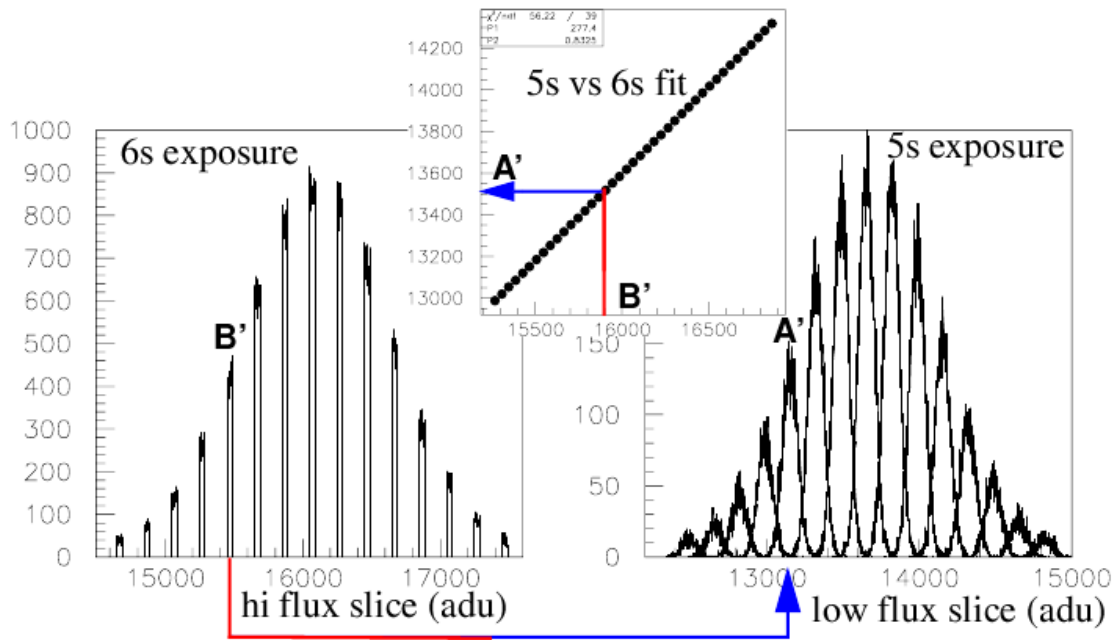


FIGURE 7.19 – Les tranches rectangulaires du contenu des pixel de l'image (6 s) de référence (à gauche) sont transformées en gaussienne dans l'image courante (5 s, à droite) à cause de l'augmentation relative du bruit poissonien. Seul une tranche sur cinq sont représentées. La valeur moyenne et la largeur des tranches de l'image courante sont représentées en fonction de la valeur moyenne de l'image de référence dans l'insert central. La distribution des résidus est montrée figure 7.20.

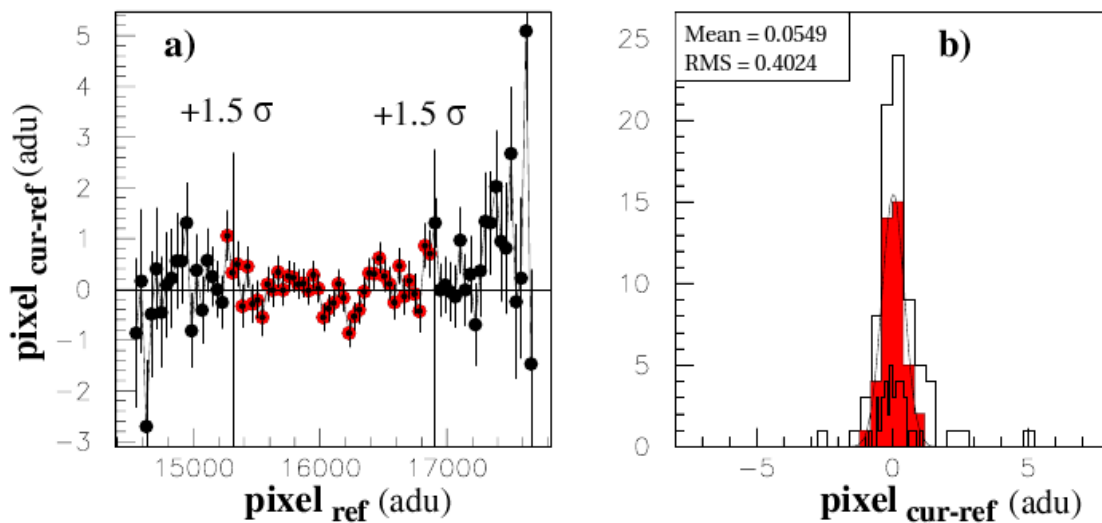


FIGURE 7.20 – Résidus de l'ajustement linéaire sur les points de la figure 7.19; (a) en fonction de la quantité d'ADUs dans les pixels de l'image de référence. Les barres d'erreur indiquent le bruit poissonien. (b) Résidus projetés sur un histogramme montrant une dispersion de 0.4 ADU (en rouge,  $\pm 1.5\sigma$  autour de la valeur la plus probable).

Deux cas se présentent :

1. soit l'image est stable et donc  $a_{i,j,k,I}$  ne dépend pas de  $I$ . La pente de la droite de régression ne dépend que du rapport des flux multiplié par le rapport des gains.
2. Soit l'image est instable et il se rajoute un bruit (essentiellement un « bruit d'interférence ») que nous allons devoir traiter dans notre modèle.

Dans notre analyse réelle, qui traite des pixels à travers 4 filtres, ce qui compte, c'est la dépendance en  $I$  des pixels filtrés. On verra que le Hessien ( $\delta$ ) est presque indépendant, le gradient en  $x$  ( $\beta$ ) peu dépendant, et le gradient en  $y$  ( $\gamma$ ) très dépendant.

**Termes non diagonaux** Les termes non diagonaux de la matrice ( $cov(\mathbf{V}_{I_1}, \mathbf{V}_{I_2})$ ) ne sont pas tous nuls : ils le seraient si le bruit était seulement Poissonnien. En fait, nous allons voir dans la suite qu'ils fournissent la meilleure estimation du bruit d'interférence.

### 7.3.4 Analyse d'un ensemble d'images successives et de l'ensemble des préamplificateurs

La solution générale pour généraliser le modèle à l'ensemble des 72 préamplificateurs et à 25 images (c'est la plus grande collection d'images répétitives que nous ayons) consisterait à considérer toutes les paires possibles d'images, c'est-à-dire une matrice  $100 \times 100$  pour chacun des 72 préamplificateurs. Heureusement il a suffi de comparer la première image aux 24 suivantes et de confirmer en comparant la dernière aux 24 précédentes, ce qui revient à constituer la première ligne et la dernière colonne de la matrice.

Nous reprenons la variable synthétique déjà utilisée dans la figure 7.3 (allant de 1 à 1800 et égale au numéro de préamplificateur (1 à 72), plus 72 fois le numéro d'image, moins 1 (images 0 à 24)).

Pour chaque paire de variable étudiée, on réalise, comme indiqué dans le paragraphe précédent, les ajustements de la valeur moyenne et de l'écart type de la deuxième variable en fonction de la première. Les paramètres ajustés et les écart types des résidus des deux ajustements sont stockés en fonction de la variable synthétique dans autant de vecteurs synthétiques, de dimension 1800.

**Instabilité des gains** La première application est l'étude de l'instabilité des gains. Le vecteur synthétique correspond à l'abscisse au centre de la distribution gaussienne (comme celle de la figure 7.19-gauche) de la droite de régression ajustée dont l'équation est donnée par la formule 7.3. En retranchant des 72 valeurs d'une image  $I$ , celles de la première, et en divisant par la valeur moyenne de ces 72, il est obtenu les fluctuations potentielles de gain qui sont visualisées sur la figure 7.21.

**Bruit d'interférence** La seconde application est la mise en évidence du bruit d'interférence. C'est le cas exemplaire du vecteur synthétique correspondant à la pente de la droite de régression de la variable  $\gamma$  d'une image quelconque en fonction de la variable  $\alpha$  de la première image (cf figure 7.22). Une pente positive du gradient en  $y$  VS l'amplitude correspond à un décalage dans le sens  $y$  croissant de la composante ondulatoire de l'image (ou négative pour  $y$  décroissant). Le vecteur synthétique, en bleu sur la figure 7.22, est alternativement positif pour les 18 premiers CCD, et négatif de la même amplitude, pour les 18 derniers. La clef de cet effet, impossible à attribuer à une autre cause, réside dans le positionnement des CCDs : les 18 premiers sont tête en haut et les autres tête en bas (figure 7.1, à gauche).

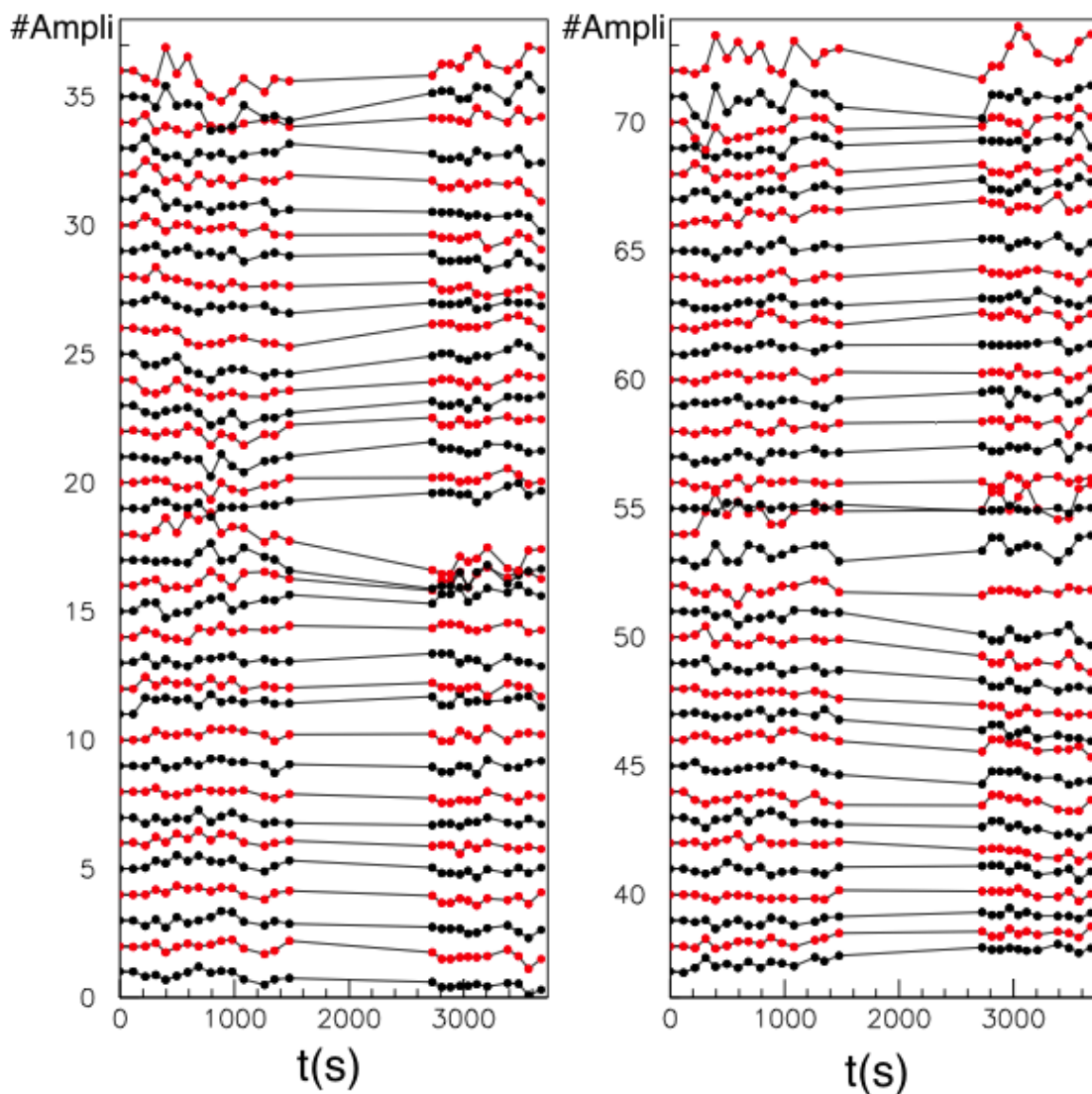


FIGURE 7.21 – Variations des gains ( $g$ ) pour l'ensemble des images et l'ensemble des amplificateurs par rapport au gain moyen de l'image de référence (image1) représentées en 72 séquences temporelles (temps en minute, une séquence par amplificateur, canaux impairs en noirs et pairs en rouges).

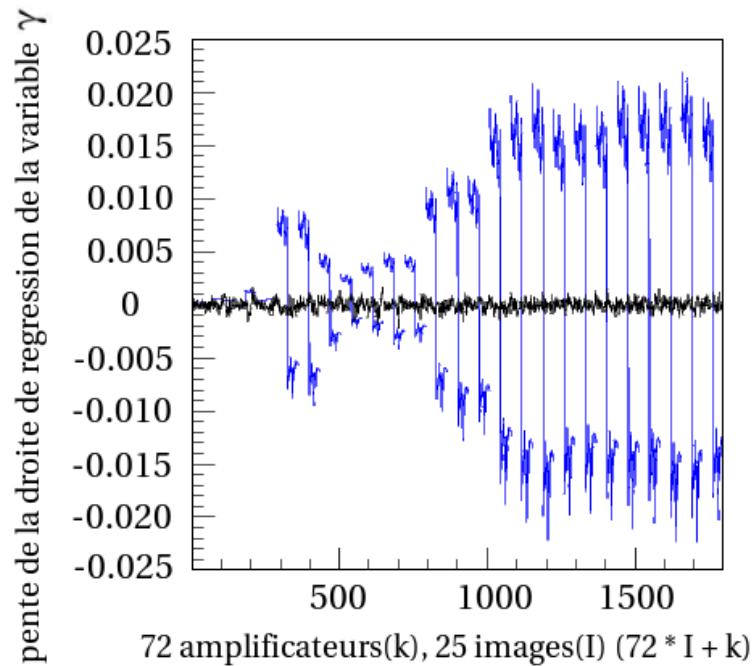


FIGURE 7.22 – Variations des pentes des droites de régression de l'opérateur de dérivation verticale pour l'ensemble des images et l'ensemble des amplificateurs par rapport au pente de l'image de référence (image1) représentées en séquences de  $25 \times 72$  variations. Le signal brut est représenté par la courbe bleue sur lequel on voit une alternance de 36 pentes positives suivies de 36 pentes négatives correspondant respectivement aux demi images supérieures et inférieures. Le signal noir représente les pentes corrigées par un modèle très simple et économique (un coefficient de pente par canal et un coefficient de glissement vertical par image).



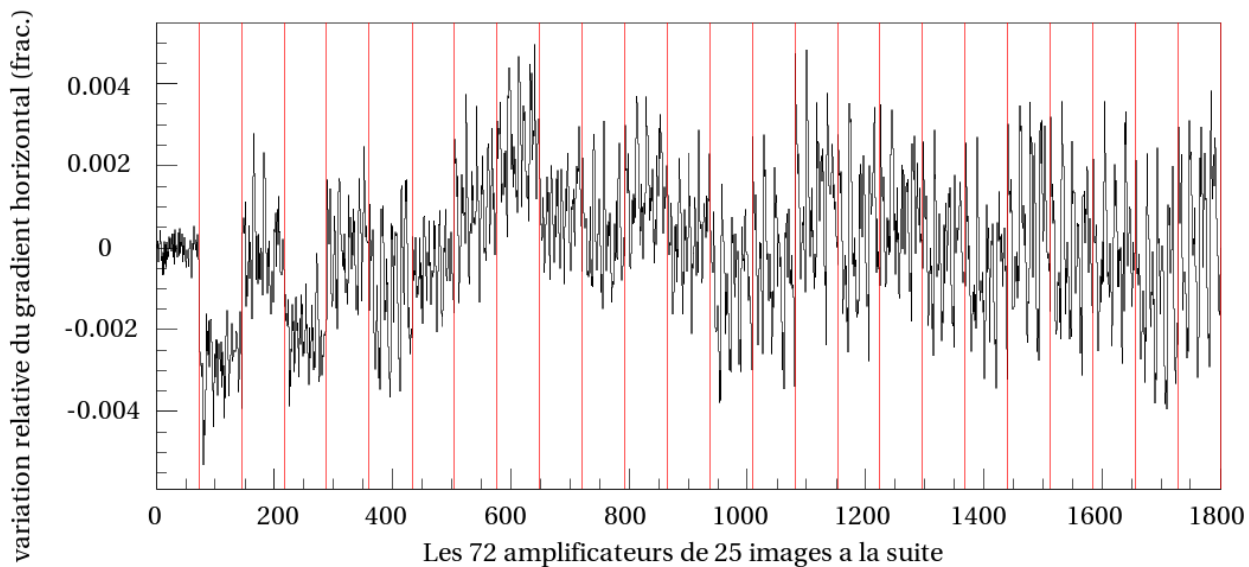


FIGURE 7.23 – Variations des pentes des droites de régression de l'opérateur de dérivation en  $x$  ( $\beta$  versus  $\alpha$ ). les CCDs sont lus alternativement de gauche à droite et de droite à gauche. Un glissement en  $x$  indiscutable (8 fois plus petit que le déplacement en  $y$ ) provoque une alternance de signe pour les canaux impairs et pairs consécutifs. Il a été corrigé sur cette figure pour ne laisser voir que les glissements de lignes de CCD successives. Contrairement aux glissements en  $y$ , il n'y a pas de glissement cohérent de toute l'image, mais des glissements locaux un peu chaotiques.

La numérisation de cet effet se réalise par un ajustement attribuant à chaque préamplificateur un coefficient de sensibilité relative à la moyenne des préamplificateurs, et à chaque image une amplitude de déplacement par rapport à l'image d'origine. Cet algorithme, avec 72 paramètres en  $k$  et 24 paramètres en  $I$  (moins 1 de normalisation), permet d'ajuster les 1800 composantes du vecteur synthétique, et dans notre exemple, les résidus (en noir sur le figure 7.22) sont compatibles avec les erreurs statistiques. Ce résultat est surprenant car il montre un déplacement en  $y$  de la fonction oscillante de l'image coordonné sur tout le plan focal. Le même traitement effectué sur la régression  $\beta$  versus  $\alpha$  (7.23) donne le même type de signature indiscutable gauche-droite au lieu de haut-bas (figure 7.1, à droite), les CCDs étant alternativement lus de gauche à droite et de droite à gauche. L'effet en  $x$  est 8 fois plus faible qu'en  $y$  et n'est coordonné que sur une fraction du plan focal.

En appliquant intégralement l'algorithme précédent aux largeurs des spectres des quatre filtres ( $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ ), soit respectivement environ 16000, 150, 150 et 100 ADU, nous trouvons un résultat étonnant de précision représenté sur la figure 7.24 (les ADU calculés sont renormalisés à 100 pour la première image). Les cercles rouges sur la figure de gauche indiquent l'évolution du filtre  $\delta$  qui correspond à un suivi du flux total intégré, insensible à un déplacement des franges en  $x$  ou en  $y$  (ronds rouge, graphique de droite). Les filtres  $\beta$  et  $\gamma$  sont légèrement sensibles au bruit d'interférence (cercles verts et noirs, graphique de droite). Cette évolution suit exactement celle du filtre  $\alpha$  (ronds bleus). Les deux signaux complètement indépendants tirés de chaque image suivent à  $0.5 \times 10^{-4}$  la même fonction de flux  $I$  dépendant seulement de la température, comme supposé par le modèle de la formule 7.2.

Un enseignement essentiel peut se tirer de la figure 7.24 : Le filtre  $\delta$  n'est sensible qu'au bruit de Poisson, surtout si on ne considère que deux images successives. L'erreur quadratique moyenne tirée

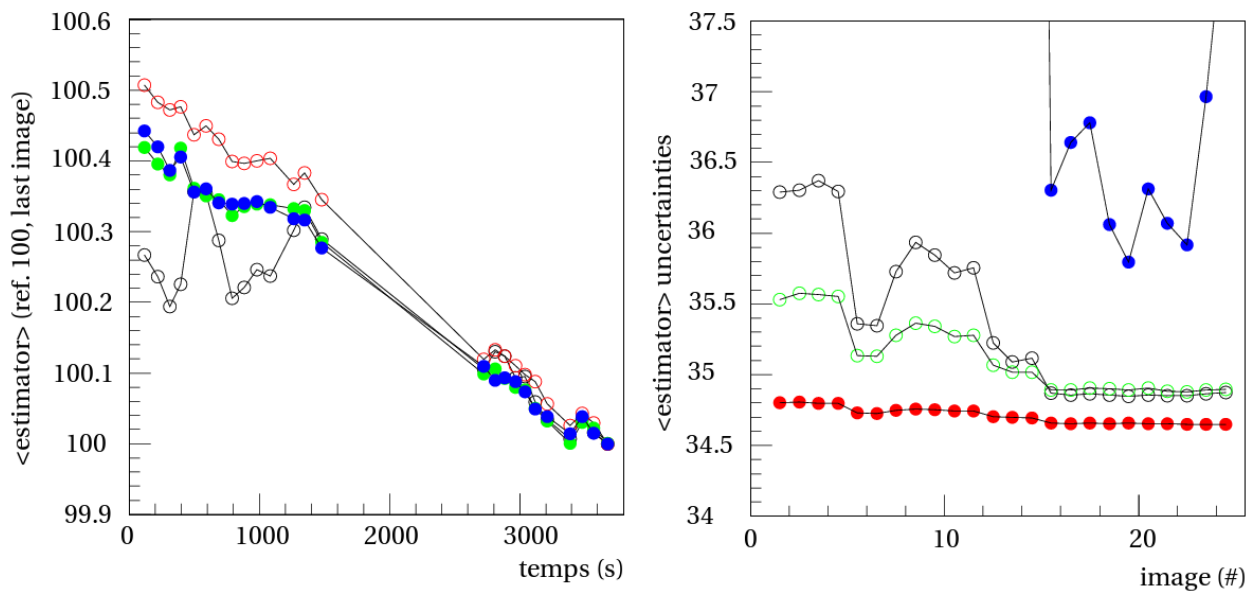


FIGURE 7.24 – A gauche : filtre  $\delta$  en rouge, filtre  $\alpha$  en bleu et opérateurs  $\beta$  et  $\gamma$  en vert et en noir. A droite : incertitudes sur les estimateurs (RMS exprimées en ADU). Toutes les quatre contiennent la même composante de bruit de Poisson (34.6 ADU) à laquelle s'ajoutent quadratiquement les différents bruits avec des coefficients différents dus à l'effet du filtrage spatial sur ces bruits. La principale composante commune est clairement le bruit d'interférence qui affecte très peu le filtre  $\delta$  et beaucoup  $\alpha$ . L'absence de bruit d'interférence dans la séquence d'images de 15 à 25 laisse apparaître une autre composante non identifiée qui fait la différence entre  $\beta$  et  $\gamma$  d'une part et  $\alpha$  avec  $\delta$  d'autre part.

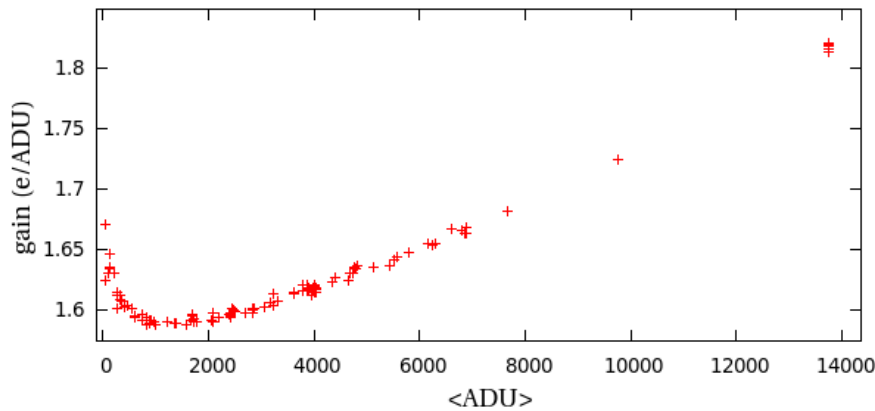


FIGURE 7.25 – Mesure du gain de l’amplificateur n°25 en fonction du flux. Cette figure représente l’ensemble des mesures de gains de l’amplificateur n°25 en fonction du flux moyen. Elle réunit toutes les illuminations SNDICE de MegaCam en l’absence de filtre, indépendamment de la position relative des LEDs par rapport au télescope, de la LED utilisée, de l’intensité du courant LED ou encore du temps de pose.

de la différence des estimateurs de deux images consécutives fournit donc la meilleure estimation possible du gain électronique par comparaison entre la valeur moyenne des amplitudes de quatre pixels contigus et leur fluctuations de Poisson. Cette constatation nous a conduits à prendre des images de SNDICE par paires et à en tirer une valeur instantanée du gain électronique pour en tirer un suivi des instabilités de l’électronique. Cette étude est présentée dans le paragraphe suivant.

### 7.3.5 Etude des fluctuations statistiques en fonction du flux - mesure du gain de l’électronique

La mesure classique du gain repose sur le rapport du flux moyen sur la variance. Si la variance n’est que la conséquence du bruit de Poisson, on a alors un estimateur du gain. En utilisant toutes les données MegaCam-SNDICE sur près de deux années, on peut étudier comment, en moyenne, le gain d’un pré-amplificateur donné semble varier en fonction du flux incident. A priori, toute non-linéarité est la trace d’une composante non-poissonnienne du bruit. Or, nous mesurons une corrélation entre l’estimateur du gain et le flux moyen sur tous les amplificateurs. Cela est illustrée pour l’un deux par la figure 7.25. Cette figure représente l’ensemble des mesures de gains de l’amplificateur n°25 en fonction du flux moyen. Elle réunit toutes les illuminations SNDICE de MegaCam en l’absence de filtre, indépendamment de la position relative des LEDs par rapport au télescope, de la LED utilisée, de l’intensité du courant LED ou encore du temps de pose<sup>3</sup>. En deçà de 2000 ADU l’erreur sur la moyenne est dominée par l’estimation du piédestal. Au delà, cette erreur est négligeable et c’est la variation relative de la variance par rapport au flux qui détermine la pente visible entre 2000 ADU et 14 000 ADU sur la figure 7.25.

Cette dépendance de l’estimateur statistique du gain n’a pas encore été interprétée<sup>4</sup>. La très faible dispersion des données permet de dire qu’il s’agit d’un effet systématique à comprendre, et qui s’exprime par une estimation de la variance en fonction du flux dans un sens inattendu.

3. Par ailleurs, la linéarité du flux moyen mesuré par MegaCam en fonction de l’illumination est meilleure que 1% sur l’ensemble de la gamme (Boulade, 2002).

4. Une corrélation similaire a été constatée lors de l’étalonnage du spectrographe de champ utilisé pour l’expérience SNfactory (Da Silva Pereira, 2008).

### Conclusion

Ce chapitre rassemble plusieurs méthodes statistiques permettant un suivi de l'instrument MegaCam en essayant de contourner les fluctuations intrinsèques de l'électronique. Par ailleurs, nous avons mis en place les premiers éléments qui permettront de décomposer les images MegaCam-SNDICE en différentes composantes principales permettant de caractériser et suivre l'instrument MegaCam (gain, piédestal, sources de diffractions, variation de la transmission optique. . .). L'étude des variations à hautes fréquences spatiales du contraste des images permet de mettre en évidence les taches de diffraction présentes sur les images MegaCam-SNDICE, ce qui est nécessaire à leur analyse pour deux raisons : d'une part les grosses taches sont identifiées puis écartées des mesures de transmission du télescope ; d'autre part, l'ampleur des déplacements des nombreuses petites taches sert d'indicateur de la reproductibilité de l'illumination des paires d'images utilisées pour le suivi de l'électronique.

# Conclusion et perspectives

Le premier résultat de cette thèse, c'est la mise au point d'un banc spectro-photométrique répondant aux exigences en précision pour le transfert de l'étalonnage des photodiodes de références aux champs lumineux émis par les LEDs (chapitres 4 et 5). Cet étalonnage des LEDs a permis de démontrer que la stabilité de l'illumination produite satisfaisait les exigences en précision d'un instrument de suivi de la réponse instrumental des grands télescope optiques. Ce travail constituait la première étape clé du projet SNDICE et un article présentant ces résultats est en cours de rédaction.

Le second résultat important est obtenu grâce au *design* original de SNDICE (une illumination directe et partielle du miroir primaire (chapitre 3)) : il s'agit de la mise en évidence des reflets générés par les éléments optiques du télescope, associée au développement d'un modèle d'optique géométrique pour simuler la fonction de transfert du télescope (chapitre 6). Cette caractérisation et ce modèle n'auraient pas pu être obtenu avec les autres types de sources lumineuse observées par les télescopes.

L'étape suivante du projet SNDICE, qui consiste à amener la précision de l'étalonnage en flux des instituts d'étalonnage jusqu'au télescope, est en cours. D'une part, les mesures des illuminations effectuées par la CLAP restent à analyser, et d'autre part, l'analyse des images produites par le dispositif installé au CFHT a mis en évidence une variabilité de quelques pour mille de l'électronique de MegaCam, ce qui limite fortement le potentiel de SNDICE pour l'étalonnage et le suivi de MegaCam (chapitre 7). Cette étude a aussi été l'occasion de développer des outils d'analyse permettant de traiter les aspects ondulatoires de la propagation du front d'onde lumineux dans le télescope. La poursuite de ce travail pourrait amener à estimer l'erreur à attribuer aux petits, mais nombreux, défauts des éléments optiques dans la photométrie d'un objet astrophysique.

Le projet SNDICE se terminera à l'automne 2012 par le rapatriement du dispositif installé au CFHT et son ré-étalonnage au laboratoire. Cela permettra de mesurer la variabilité du champ lumineux émis par les LEDs depuis leur installation en 2008. Cela servira aussi à produire l'analyse finale des données in situ, en remplaçant les données d'étalonnage du dispositif jumeau conservé sur le banc optique par ceux du dispositif du CFHT.

Toutes ces analyses visent 2 objectifs qui participent à l'enjeu à venir d'un étalonnage photométrique sub-pourcent des SNIa (chapitre 1) : d'abord un étalonnage relatif de la transmission du télescope d'une bande spectrale à l'autre, puis, dans un second temps, un étalonnage absolu en utilisant la CLAP.

- L'étalonnage relatif de la transmission du télescope (éléments optiques et filtres) en fonction de la position  $(x, y)$  sur le plan focal et en fonction de la longueur d'onde moyenne de chaque LED de SNDICE est associé à un suivi de la réponse de l'électronique. Cet étalonnage relatif aboutira donc à la détermination de la transmission ouverte (c'est-à-dire, sans filtre) du télescope et de MegaPrime :  $T_{OT}(\lambda, x, y)$ ; ainsi que la mesure de la transmission des filtres

$u_m, g_m, r_m, i_m, z_m : T_f(\lambda, x, y)$ . Le produit des deux fonctions donnera la transmission instrumentale relative. Le coefficient de normalisation globale correspondant à un étalonnage absolu sera déterminé dans un deuxième temps. La qualité de cet étalonnage instrumentale pourrait être évaluée en le comparant à un étalonnage stellaire classique (champ dense d'étoiles), c'est-à-dire, étant donné un modèle d'atmosphère commun aux deux méthodes, en comparant la variabilité apparente (en fonction de  $(x, y, \lambda, t)$ ) d'une étoile de référence telle que suivie par l'une et l'autre méthode. Pour atteindre cet objectif, il reste encore à mettre en place avec une précision au ‰ la procédure de "soustraction" de l'ensemble des réflexions secondaires pour l'ensemble des images SNDICE.

- o L'étalonnage absolu est nécessaire pour mettre en commun les observations des différents télescopes et instruments utilisés pour peupler de SNIa un même diagramme de Hubble. Dans un schéma de calibration instrumental abouti, on peut alors imaginer que ces télescopes aient tous une CLAP proche du plan focal et une source d'illumination du genre de SNDICE. Pour faire concorder les observations d'objets astrophysiques, il faudra alors aussi tenir compte de la surface de la pupille d'entrée de chaque instrument, c'est-à-dire, au CFHT, de la surface effective du miroir primaire. Un moyen de la mesurer avec notre dispositif SNDICE / CLAP consisterait à observer une étoile de référence (dont la PSF est préalablement déterminée par les images CCD) avec la CLAP de chaque télescope.

Un premier protocole d'étalonnage absolu pourra être étudié très prochainement : un nouveau projet similaire à SNDICE, et appelé SkyDICE, est en cours pour l'étalonnage et le suivi de l'expérience SkyMapper<sup>5</sup>. Un dispositif analogue à la tête de LED et la CLAP de SNDICE a été étalonné au printemps 2012 sur le banc optique mis au point au cours de cette thèse puis installé au début de l'été sur le télescope<sup>6</sup>.

---

5. SkyMapper est un sondage ayant pour objectif un relevé du ciel austral multi époque et multi couleur, il sera effectué par un télescope installé à "Siding Springs Observatory" en Australie et constitué d'un miroir de 1.35m et d'une caméra ayant un champ de vue de 5,7 degrés carrés, réparti sur 268 millions pixels.

6. La tête de LED et la CLAP de Skydice profitent des connaissances acquises avec SNDICE : la tête de LED utilise plusieurs canaux plus fins de "planètes artificielles", et la CLAP intègre un ASIC de lecture plus performant.

# References

- ALBERT, & AL. 2009 (August). *Satellite Mounted Light Sources as Photometric Calibration Standards*. [18](#)
- AUNE, S., & AL. 1999. MegaCam : the next generation wide-field camera for CFHT. *SPIE - Munich*, Oct. [14](#)
- AUVERGNE, M., & AL. 2009. The CoRoT satellite in flight : description and performance. *Astronomy and Astrophysics*, **506**(oct), 411–424. [14](#)
- BARRELET, E. 2004 (nov). *Dual Gain Clamp and Sample ASIC*. LPNHE 2004-11. [58](#), [151](#)
- BARRELET, E. 2007 (apr). *Test of a low current amplifier ASIC for Cooled Large Area Photodiode*. LPNHE 2007-04. [39](#), [72](#)
- BARRELET, E. 2008a (jan). *Angular Alignment and Control of SNDICE with the Canada-France-Hawaii Telescope*. LPNHE 2008-01. [127](#)
- BARRELET, E. 2008b. Direct Illumination LED Calibration for Telescope Photometry. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **585**, 93–101. [5](#)
- BELY, PIERRE. 2003. *The Design and Construction of Large Optical Telescopes*. AA library. [11](#), [18](#)
- BETOULE, M. 2012. Improved photometric calibration of the SNLS and the SDSS supernova surveys. *arXiv*, June. [26](#)
- BOHLIN, R. C., & GILLILAND, R. L. 2004. Hubble Space Telescope Absolute Spectrophotometry of Vega from the Far-Ultraviolet to the Infrared. *Astronomical Journal*, **127**(June), 3508–3515. [23](#)
- BORGEAUD, P., & AL. 2000. The 40 CCDs of the MegaCam Wide Field Camera : Procurement, Testing and First Laboratory Results. *SPIE*, **4008**. [15](#), [17](#), [58](#)
- BORN, M., & WOLF, E. 1997. *Principles of Optics : Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*. Cambridge University Press. [156](#)
- BOULADE, O. 2002. Report on the testing of the MegaCam CCDs and proposal for the population of the MegaCam CCD mosaic. *DSM-DAPNIA*, July. [20](#), [177](#)
- BOULADE, O., & AL. 1998. MegaCam : the next generation wide-field camera for CFHT. *SPIE*. [14](#)
- BOULADE, O., & AL. 2000. Development of MegaCam, the next generation wide-field imaging camera for the 3.6m Canada-France-Hawaii Telescope. *SPIE*. [14](#)
- BROWN, EPPELDAUER, LYKKE. 2006. Facility for spectral irradiance and radiance responsivity calibrations using uniform sources. *Applied Optics*, **45**(32). [74](#)

- CONLEY, A., & AL. 2011. Supernova constraints and systematic uncertainties from the first three years of the supernova legacy survey. *ApJS*, **192**. 25
- DA SILVA PEREIRA, RUI. 2008 (Décembre). *Nearby Supernova Factory : Etalonnage des données de SNIFS et courbes de lumière spectrophotométriques de supernovae de type Ia*. Ph.D. thesis, Université Paris Diderot. 177
- DELEPORTE, E. 2009. *Notes de cours Dispositifs Quantiques et Nanosystèmes*. M2 DQN Paris 7 - Denis Diderot. 35, 36
- DEPOY, MARSHALL ;. 2005 (October). *Flattening Scientific CCD Imaging Data with a Dome Flat Field System*. arXiv :astro-ph/0510233v1. 30
- DOI, & AL. 2010. Photometric response functions of the SDSS imager. *arXiv*. 30, 62
- E. BUDDING, O. DEMIRCAN. 2007. *Introduction to astronomical photometry*. 2nd edition edn. Cambridge University Press. 23
- FOURMANOIT, NICOLAS. 2010 (Mai). *Analyse des 5 ans de données de l'expérience SuperNovae Legacy Survey*. Ph.D. thesis, ED 517, UPMC. 12
- FOX, N.P. 1991. Trap detectors and their properties. *Metrologia*, **29**, 197–202. 74
- GENTILE, T. R., & AL. 1996a. National Institute of Standards and Technology high-accuracy cryogenic radiometer. *Applied optics*, **35**(Mar.), 1056. 74
- GENTILE, T. R., & AL. 1996b. Realization of a scale of absolute spectral response using the National Institute of Standards and Technology high-accuracy cryogenic radiometer. *Applied optics*, **35**(Aug.), 4392. 72, 74
- GRANTHAM, VEST ;. 2003. Response of a silicon photodiode to pulsed radiation. *Applied Optics*, **42**(25), 5054. 32
- GUY, J., & AL. 2007. SALT2 : using distant supernovae to improve the use of type Ia supernovae as distance indicators. *Astronomy and Astrophysics*, **466**(Apr.), 11–21. 24
- GUY, J., & AL. 2010. The Supernova Legacy Survey 3-year sample : Type Ia Supernovae photometric distances and cosmological constraints. *A and A*, **523**(October 25). 7, 25, 79
- HAND, ERIC. 2012. Gemini's twin telescopes reboot. *Nature*, January. 19
- HARTMAN, J. D., & AL. 2005. Pushing the Limits of Ground-based Photometric Precision : Submillimagnitude Time-Series Photometry of the Open Cluster NGC 6791. *Astronomical Journal*, **130**(Nov.), 2241–2251. 14
- HICKEN, M., & AL. 2009. Improved Dark Energy Constraints from ~100 New CfA Supernova Type Ia Light Curves. *Astrophysical Journal*, **700**(Aug.), 1097–1140. 28
- HOWELL, STEVE B. 2006. *Handbook of CCD astronomy*. 2nd edition edn. Cambridge University Press. 56
- HUBBLE, E. 1929. A relation between distance and radial velocity among extra-galactic nebulae. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, Mar. 21
- J. DE KAT, P. ABBON. 2000. The 40 CCDs of the MegaCam Wide Field Camera : design and first tests of the front end electronics. *SPIE*, **4008**, 427–438. 58
- JURAMY, CLAIRE. 2006 (Septembre). *Métrologie des supernovae de type Ia pour la cosmologie : instrumentation et analyse calorimétrique*. Ph.D. thesis, UPMC. 33, 55, 58, 151, 155
- KAISER, M.E., & AL. 2010. ACCESS : Enabling an Improved Flux Scale for Astrophysics. In : ARXIV :1001.3925v1 (ed), *18th Annual CALCON Technical Conference*. 29



- KENT, KAISER. 2009 (March). *Photometric Calibrations for 21st Century Science*. 28
- KESSLER, R., & AL. 2009. First-Year Sloan Digital Sky Survey-II Supernova Results : Hubble Diagram and Cosmological Parameters. *Astrophysical Journal Supplement Series*, **185**(Nov.), 32–84. 28
- LANDOLT, A.U. 1992. UBVRI photometric standard stars in high magnitude range 11.5-16.0 around the celestial equator. *Astronomical Journal*, **104**(July), 340. 23, 24
- LARASON, T. C. ; HOUSTON, J. M. 2008. Spectroradiometric detector measurements : Ultraviolet, visible, and near infrared detectors for spectral power. *NIST Special Publication*, **250-41**. 74
- LARASON, T. C., & AL. 1996. The NIST high accuracy scale for absolute spectral response from 406 nm to 920 nm. *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.*, **101**(Mar.), 133. 74
- MARTINACHE, F., & AL. 2012. Speckle control with a remapped-pupil PIAA-coronagraph. *arXiv :1206.2996v1*, June. 141
- MCLEAN, IAN. 2002. A golden era for astronomy : The advent of CCDs and infrared arrays. *Experimental Astronomy*, **14**, 25–32. 14
- OSBORN, J. 2012. Adaptive pupil masking for quasi-static speckle suppression. *arXiv :1206.3222v1*, June. 141
- PALMER, C. 2005. *Diffraction gratings handbook*. Newport Corporation. 104
- PERLMUTTER, S., & AL. 1999. Measurements of omega and lambda from 42 high-redshift supernovae. *Astrophysical Journal*, **517**(June), 565–586. 21
- POUSSET, N. 2009. *Caractérisation du rendu des couleurs des nouvelles sources : les diodes électroluminescentes*. Lasers, métrologie, communications, CNAM. 33
- REGNAULT, & AL. 2009. Photometric Calibration of the Supernova Legacy Survey Field. *Astronomy and Astrophysics*, **12446**(Aug). 5, 7, 13, 26, 132
- RIESS, A., & AL. 1998. Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant. *Astronomical Journal*, **116**(Sept.), 1009–1038. 21
- ROSENCHER, VINTER. *Optoélectronique*. second edition edn. Dunod. 35
- SCHAEFER, ZALEWSKI, GEIST. 1983. Silicon detector nonlinearity and related effects. *Applied Optics*, **22**(8). 51
- SCHUBERT. 2006. *Light emitting diodes*. Cambridge. 40, 41, 42, 86, 118
- SHOCKLEY, W. 1959. *Electrons and holes in semiconductors*. seventh printing edn. D.Van Nostrand Company, Inc. 34
- STUBBS, & AL. 2010 (Mar). *Precise Throughput Determination of the PanSTARRS Telescope and the Gigapixel Imager using a Calibrated Silicon Photodiode and a Tunable Laser : Initial Results*. 30, 62
- SULLIVAN, M., & AL. 2011. SNLS3 : constraints on dark energy combining the supernova legacy survey three-year data with other probes. *ApJ*, **737**. 5, 7
- THULLIER, & AL. 2003. The solar spectral irradiance from 200 to 2400 nm as measured by the SOLSPEC spectrometer from the ATLAS and EURECA missions. *Solar Physics*, **214**(1). 24
- VASANELLI, A. 2009. *Notes de cours Dispositifs Quantiques et Nanosystèmes*. M2 DQN Paris 7 - Denis Diderot. 37, 53
- VERNER, BURFORD ;. 1965. *Semiconductor junctions and devices*. McGraw-Hill. 35, 51

VILLA, F. 2012 (sep). *Calibration photométrique des imageurs grand champ. Analyse des données SNDICE*. Spécialité : Particules, cosmologie, UPMC. [135](#)