HAL
open science

Cosmologie observationnelle avec le large synoptic survey telescope. Elaboration du banc détalonnage de la caméra et simulation d'oscillations acoustiques de baryons

Alexia Gorecki

To cite this version:

Alexia Gorecki. Cosmologie observationnelle avec le large synoptic survey telescope. Elaboration du banc détalonnage de la caméra et simulation d'oscillations acoustiques de baryons. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université de Grenoble, 2011. Français. NNT : 2011GRENY044 . tel-00637463

HAL Id: tel-00637463

https://theses.hal.science/tel-00637463

Submitted on 2 Nov 2011

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.

UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Cosmologie Observationnelle**

Arrêté ministérial : 7 Août 2006

Présentée par

Alexia Gorecki

Thèse dirigée par **Aurélien Barrau**

préparée au sein du **Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie**
et de **l'école doctorale de Physique**

Cosmologie observationnelle avec le Large Synoptic Survey Telescope.

Elaboration du banc d'étalonnage de la caméra et simulation d'oscillations acoustiques de baryons.

Thèse soutenue publiquement le **4 Octobre 2011**,
devant le jury composé de :

Mr, Jean-Paul Kneib
OAMP, Président
Mr, Pierre Antilogus
LPNHE, Rapporteur
Mr, Emmanuel Gangler
LPC, Rapporteur
Mr, François-Xavier Désert
IPAG, Examinateur
Mr, Kyan Schahmaneche
LPNHE, Examinateur
Mr, Aurélien Barrau
LPSC, Directeur de thèse

À ma famille

Table des matières

Remerciements **5**

Introduction **7**

1 Le modèle standard cosmologique et l'énergie noire **11**
1.1 Des équations d'Einstein aux équations de Friedmann 11
1.1.1 Le contenu énergétique classique de l'Univers 13
1.1.2 Les mesures de distance et de luminosité 15
1.1.3 Mise en évidence de l'expansion accélérée de l'Univers 17
1.2 Quelques modèles d'énergie noire 20
1.2.1 Champ scalaire de quintessence 21
1.2.2 Gravité modifiée $f(R)$ 22
1.2.3 Modèle inhomogène 24
1.2.4 Constante cosmologique 24
1.2.5 L'énergie du vide 25
1.3 Reconstruction de l'énergie noire 27
1.3.1 Reconstruction directe 28
1.3.2 Reconstruction paramétrique 29
1.4 Dynamique de la formation des structures et spectre de puissance de la matière 31
1.4.1 Un mot sur les perturbations primordiales 31
1.4.2 La dynamique des perturbations de densité de matière 32
1.4.3 Fonction d'auto-corrélation et spectre de puissance 35
1.4.4 Fonction de transfert 36
1.5 Les sondes observationnelles 38
1.5.1 Les lentilles gravitationnelles faibles 38
1.5.2 Les oscillations acoustiques de baryons 44
1.5.3 Les amas de galaxies 51
1.5.4 Les supernovae de type Ia 53
1.6 Les mesures des paramètres cosmologiques. 54

2 Le télescope LSST **57**
2.1 Les programmes scientifiques 57
2.1.1 L'énergie noire 57
2.1.2 Le système solaire 58
2.1.3 Les transitoires 59
2.1.4 La structure de la Voie Lactée 59
2.1.5 Résumé des contraintes 59
2.2 L'instrument 60
2.2.1 Les sites 60

2.2.2 Le télescope . . . 61
2.2.3 La caméra . . . 63
2.2.4 Acquisition, traitement et stockage des données . . . 69
2.3 Etalonnage photométrique de LSST . . . 70
2.3.1 Système photométrique . . . 70
2.3.2 Procédure d'étalonnage . . . 72
2.3.3 Systèmes d'étalonnage . . . 73
2.4 La collaboration LSST . . . 75

3 Le banc d'étalonnage de la caméra de LSST 79
3.1 L'étalonnage de la caméra . . . 79
3.1.1 La nécessité d'un banc d'étalonnage . . . 80
3.2 Le cahier des charges . . . 81
3.3 Le mode 'Première Lumière' . . . 82
3.4 Le mode 'Faisceau Large' . . . 83
3.4.1 Principe . . . 83
3.4.2 Montage Expérimental . . . 83
3.4.3 Conditions et protocole expérimentaux . . . 86
3.5 Le mode 'Faisceau Fin' . . . 91
3.5.1 Principe . . . 91
3.5.2 Montage expérimental . . . 95
3.5.3 Protocole expérimental . . . 96
3.6 Les mesures de stabilité du faisceau . . . 96
3.6.1 Variabilité du profil . . . 97
3.6.2 Torsion de la fibre . . . 100

4 Simulation d'un catalogue de galaxies 103
4.1 Le catalogue "théorique" . . . 103
4.1.1 Les types spectraux . . . 104
4.1.2 L'extinction par le milieu inter-stellaire . . . 106
4.1.3 L'extinction par le milieu inter-galactique . . . 110
4.1.4 Les fonctions de luminosité . . . 111
4.1.5 La procédure . . . 113
4.2 Le catalogue photométrique . . . 115
4.2.1 La magnitude apparente théorique . . . 115
4.2.2 La magnitude apparente "observée" pour LSST . . . 117
4.3 Résultats et validation sur les données réelles . . . 122
4.3.1 GOODS . . . 123
4.3.2 CFHTLS . . . 124

5 Les redshifts photométriques 131
5.1 La méthode d'ajustement d'un spectre . . . 131
5.1.1 Expression générale . . . 132
5.1.2 Etalonnage de la densité *a priori* . . . 134
5.1.3 Ajustement des spectres gabarits . . . 137
5.1.4 Les estimateurs du redshift photométrique . . . 139
5.1.5 Rapport de vraisemblance . . . 142
5.1.6 Résultats CFHTLS . . . 147
5.1.7 Résultats LSST . . . 154

5.2 Méthode multivariée 156
5.3 Conclusion 164

6 Précision sur l'échelle BAO avec LSST 165
6.1 Les étapes de la simulation 165
6.1.1 Le catalogue photométrique doté de structure 165
6.1.2 Reconstruction du spectre de puissance 168
6.1.3 Estimation de l'incertitude sur $P(k)$ 169
6.2 Résultats préliminaires 170
6.2.1 Reconstruction de l'échelle BAO 172
6.2.2 Reconstruction du paramètre w d'énergie noire 173
6.3 Conclusion 175

Conclusion 177

Remerciements

Ce travail de thèse a été réalisé au Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie. Je tiens donc à remercier Serge Kox, le directeur du laboratoire, pour m'avoir accueilli dans d'excellentes conditions de travail. Je remercie également Laurent Derome, pour m'avoir reçu dans le groupe AMS-CREAM-LSST, qui comme son nom l'indique, tente de couvrir avec succès, des domaines allant du rayonnement cosmique jusqu'à la cosmologie théorique.
Je remercie toute l'équipe technique qui a travaillé sur le projet du CCOB, et plus particulièrement, Myriam Migliore pour son enthousiasme, sa gentillesse, sa présence et son assiduité à synthétiser le travail de manière régulière.
Je tiens à remercier l'équipe du LAL, pour m'avoir confié une grande part du projet BAO. Un grand merci à Alexandra Abate pour ses qualités scientifiques, la rigueur de ses explications et de sa démarche scientifique. Je souhaite exprimer toute ma gratitude envers Réza Ansari qui passa du temps à discuter des problèmes rencontrés, à me conseiller, et m'orienter vers des voies souvent moins encombrées que celles parfois empruntées.
Un grand merci à Aurélien Barrau pour m'avoir encadré durant plus de trois années. J'ai beaucoup apprécié ses qualités scientifiques et sa culture débordante. Il m'a donné l'opportunité de travailler sur différents aspects de la cosmologie, et m'a donné la liberté de choisir le domaine qui me scia le mieux. Enfin, sa façon toute particulière de regarder et d'aborder la science me permit souvent de remettre en questions des évidences.
Je tiens à adresser ma gratitude aux membres de mon jury, et plus particulièrement à Pierre Antilogus et Emmanuel Gangler qui ont eu la lourde tâche de rapporter ce manuscrit.
Je remercie tous mes re-lecteurs, pour leur efficacité, vu le travail que je leur ait donné. En particulier, je remercie mon père qui eut le courage de tout relire attentivement.

Je remercie de tout mon coeur mes amis, ceux du laboratoire et ceux d'ailleurs. Merci à Raoul pour avoir égaillé mes années universitaires. Tout simplement Merci pour ton amitié. Un double merci pour mes copains de bureaux inséparables, Julien et Benoît alias Proton, sans qui les journées de travail auraient été certainement moins belles. Et puis un troisième merci à Thomas, qui avec les deux autres, ont réalisé la plus belle affiche de thèse à mes yeux. Merci pour ta différence, ta pêche et ta bonne humeur. Je remercie aussi Dele et Manu, pour leur bureau chaleureux, synonyme de pause de 16h.
Je suis reconnaissante envers mes maîtres du C++ : Benoît Clément, Yohann, Laurent, Antje et surtout Proton, qui eurent la patience de m'aider et de m'enseigner leurs précieuses connaissances.
Même si ça n'est peut être pas l'endroit le plus approprié, je veux remercier mes collègues de l'Université, Frédéric, Eric, Benoît et Yannick qui m'ont fait confiance, et qui m'ont permit d'enseigner des cours très intéressants durant c'est trois ans de monitorat.

Je remercie maintenant ma famille pour m'avoir soutenue, écoutée, guidée et supportée. Encore une fois merci à mon père, mon exemple, sans qui ma route aurait été certainement différente et plus difficile. Merci à ma mère pour son affection, sa tendresse et ses merveilleux

petits plats. Merci à ma soeur Elvina, pour notre complicité, et ses dons de manipulation qui me maintinrent en forme. Merci à mon frère Stanislas et sa tendre amie Pauline, pour avoir mis au monde leur petit bijou nommé Izïa.
Et enfin, un simple paragraphe pour remercier Fabien est bien trop ridicule. Il a enchanté chacune de mes journées. Il me fascine et je l'admire. J'espère l'accompagner et le soutenir encore longtemps dans des aventures fabuleuses.

Introduction

Le développement de la théorie de la relativité générale et du modèle standard de la physique des particules, ainsi que les observations des galaxies, des éléments formés lors de la nucléosynthèse primordiale et du fond diffus cosmologique (CMB) ont conjointement participé à l'élaboration du modèle standard de la cosmologie durant le XXième siècle. La cosmologie est dorénavant considérée comme une science de précision. Le modèle standard cosmologique décrit l'histoire de l'Univers, de ses tous premiers instants jusqu'à nos jours. Le modèle permet également de rendre compte des divers constituants énergétiques qui composent l'Univers et dictent la dynamique de ce dernier. Les observations menées jusqu'à présent ont permis de montrer que l'Univers était en expansion. Il est même en expansion accélérée ! Cette observation, tout à fait inattendue, ne peut être expliquée simplement si l'on ne considère que les constituants "connus". Une nouvelle composante ou constante doit ainsi être introduite, on l'appelle l'**énergie noire**. Etonnamment, l'énergie noire constitue environ 70% du contenu énergétique total de l'Univers. Le reste étant constitué d'environ 25% de matière noire elle aussi inconnue, 4% de baryons, de photons et de neutrinos. La matière noire serait de la matière froide, non-baryonique, agissant seulement *via* la force gravitationnelle. Bien que les effets gravitationnels de l'énergie noire et de la matière noire soient mis en évidence, nous ne connaissons pas leur nature physique. Autrement dit, la presque totalité de l'Univers est encore mystérieuse. La cosmologie moderne est donc face à deux grands défis : découvrir la nature de la matière noire et de l'énergie noire.
Pour tenter de répondre à ce dernier problème, il est nécessaire de mesurer le taux d'expansion de l'Univers en fonction du redshift cosmologique. Ce dernier rend compte de la variation de la distance entre deux objets dans l'Univers durant la propagation de la lumière d'un objet à l'autre. La mesure directe du taux d'expansion n'est pas possible, mais ce dernier est sensible à deux observables : la distance de luminosité et la croissance des sur-densités de matière dont sont issues notamment les galaxies. Les supernovae de type Ia ont permis de mesurer la première quantité, dans l'Univers proche. C'est d'ailleurs en partie grâce à elles que l'expansion accélérée l'Univers a été mise en évidence durant la fin des années 90. La croissance des structures est quant à elle plus difficile à mesurer, mais il existe des observables cosmologiques permettant de la sonder. Ces principales sondes sont les lentilles gravitationnelles faibles, le comptage d'amas de galaxies, et les oscillations acoustiques de baryons (BAO). Ces dernières seront abordées en détail dans ce manuscrit.
A l'instar des anisotropies en température du CMB, les positions des galaxies les unes par rapport aux autres ont gardé l'empreinte des ondes acoustiques créées dans le plasma primordial de matière noire, de baryons, d'électrons et de photons. Les ondes de pression dans ce plasma, les BAO, sont issues de la compétition entre la pression de radiation des photons sur les baryons et l'attraction gravitationnelle entre la matière noire et les baryons. La forme de l'onde dans le fluide s'est figée au moment du découplage entre les photons et les baryons. Cette longueur privilégiée a été observée dans la fonction de corrélation des galaxies rendant compte de la distribution spatiale des galaxies. C'est une longueur physique qui tient

compte de la croissance des structures et suit l'évolution cosmique. C'est pourquoi la mesurer à différentes époques permet de retracer le taux d'expansion sensible à l'énergie noire.
Afin de réaliser les mesures des différentes observables, une nouvelle génération d'instruments a vu le jour ces dernières années. Parmi eux, le Large Synoptic Survey Telescope (LSST) est un projet américain, dans lequel l'IN2P3 participe activement. Ses premières prises de données sont prévues pour 2020. Ce télescope, opérant dans le domaine optique, fait partie de la classe des "8 mètres" et aura un champ de vue remarquablement grand. La moitié de la sphère céleste sera couverte avec une profondeur et une précision inégalées. Sa caméra, de plus de trois milliards de pixels, sera la plus précise et la plus imposante jamais construite. Les six filtres de LSST et la qualité des capteurs CCD permettront une photométrie très précise. Par conséquent, les redshifts photométriques estimés grâce aux magnitudes dans les six bandes photométriques devraient être entachés d'une faible incertitude. Les redshifts photométriques étant centraux à toute analyse de physique liée à l'énergie noire, une attention particulière sera portée sur leur estimation.

Cette thèse présente à la fois un aspect expérimental et phénoménologique. Les travaux effectués portent sur la conception d'un banc d'étalonnage de la caméra de LSST et sur une simulation des BAO. Le banc d'étalonnage aura pour objectif de caractériser la réponse relative de la caméra avec une grande précision, et de valider le montage des éléments optiques à partir des réflexions multiples créées au sein de la caméra. Quant à la simulation des BAO, elle permettra de prédire la précision avec laquelle les paramètres de l'équation d'état de l'énergie noire seront mesurés avec LSST. L'accent sera mis sur l'étude des techniques de reconstruction du redshift photométrique.

Le modèle standard de la cosmologie sera développé dans un premier chapitre. Différents modèles d'énergie noire seront exposés. Les techniques de reconstruction des paramètres d'énergie noire seront ensuite décrites. Un rappel sur la dynamique de la formation des structures sera proposé. Les quatre sondes énoncées ci-dessus et leurs observables seront présentées et permettront de comprendre en quoi elles sont sensibles à l'énergie noire. Enfin, un très bref état des mesures des paramètres cosmologiques conclura ce chapitre.
Le télescope LSST sera présenté dans un second chapitre. Les programmes scientifiques qui engendrent un certain nombre de contraintes instrumentales seront décrits. Une présentation de l'étalonnage du télescope LSST dans son ensemble sera exposée. Ceci nous amènera au troisième chapitre dédié au banc d'étalonnage de la caméra de LSST. Le CCOB (*Camera Calibration Optical Bench*) a pour principaux objectifs d'effectuer un étalonnage relatif de la caméra seule, et d'établir un modèle d'images fantômes de la caméra. Pour parvenir à cela, nous avons identifié plusieurs modes de fonctionnement du CCOB. L'un des éléments clés de l'étalonnage relatif repose sur la stabilité du profil du faisceau lumineux utilisé. Les premières mesures optiques de stabilité temporelle du faisceau permettant de valider en partie le schéma de principe du CCOB seront finalement exposées.
Les trois chapitres suivants sont consacrés à l'aspect phénoménologique de ce travail. En collaboration avec des chercheurs du LAL (Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire), nous développons une simulation des BAO. Elle permettra de prédire la précision avec laquelle l'échelle des BAO sera mesurée avec LSST, ce qui donnera la précision sur la reconstruction de paramètres de l'équation d'état de l'énergie noire. La simulation s'échelonne en étapes, allant de la génération d'un catalogue de galaxie théorique à partir d'un spectre de puissance de la matière jusqu'à la reconstruction de l'échelle des BAO. Le chapitre 4 décrit la production d'un catalogue photométrique de galaxies. Le chapitre suivant traite des techniques d'estimation du redshift photométrique. Nous présenterons la méthode d'ajustement des spectres

et celle des réseaux de neurones. Un test statistique novateur qui a pour but de rejeter les mauvaises reconstructions sera exposé. Enfin, l'ensemble des étapes de la simulation seront exposées dans le chapitre 6. Des résultats très préliminaires obtenus avec une simulation sur une petite portion du ciel permettront d'illustrer la méthode.

Afin que ce manuscrit reste cohérent, le travail effectué en lien avec la gravité quantique à boucle sera seulement mentionné dans les quelques lignes qui suivent. Cette théorie récente tente de concilier les deux grandes théories du vingtième siècle : la théorie de la relativité générale et la mécanique quantique. Les conditions de densité d'énergie et les échelles spatiales sont telles durant les premiers instants de l'Univers, que les effets quantiques et gravitationnels interviennent dans l'évolution dynamique de l'espace-temps. Ainsi, l'Univers primordial et les observables auxquelles nous avons accès, telles que le CMB et peut-être plus tard les ondes gravitationnelles primordiales, sont des observables de choix pour tester les théories de la gravité quantique. Le travail mené consista à évaluer l'effet des corrections d'inverse-volume sur le spectre des perturbations tensorielles primordiales. Ces corrections proviennent de termes faisant intervenir l'inverse de la métrique spatiale, et sont causées par la procédure de quantification de la contrainte Hamiltonienne. Nous avons mis en évidence une déviation de l'amplitude et de l'index du spectre dans la limite infra-rouge par rapport à la relativité générale.

Chapitre 1

Le modèle standard cosmologique et l'énergie noire

Here comes the sun

Here comes the sun, Nina Simone

Dans ce chapitre, nous présenterons tout d'abord le modèle standard cosmologique et les observations qui ont permis la découverte de l'accéleration de l'expansion de l'Univers. Cet effet peut être interprété, soit comme une nouvelle forme de matière, soit comme une modification de la théorie de la gravitation. Dans les deux cas, on peut associer cet effet à un fluide appelé 'énergie noire', possédant une équation d'état effective. Ainsi, quelques modèles physiques tentant d'expliquer l'accéleration de l'expansion de l'Univers seront présentés. Puis, des méthodes indépendantes du modèle permettant de reconstruire les paramètres de l'équation d'état de l'énergie noire à partir des observations seront décrites. Avant d'exposer les principales observables qui permettront de sonder l'accélération de l'expansion de l'Univers avec le télescope LSST, la dynamique des structures menant à la formation des galaxies sera détaillée. Enfin, nous conclurons sur l'état des mesures de quelques paramètres cosmologiques qui nous intéresseront principalement dans la suite de ce manuscrit.

1.1 Des équations d'Einstein aux équations de Friedmann

Les mesures de vitesse d'éloignement des galaxies menées par Edwin Hubble, les premières observations du fond diffus cosmologique ainsi que l'étude de la nucléosynthèse primordiale ont abouti à l'émergence de la cosmologie en tant que science de précision, et ont contribué à l'élaboration d'un modèle standard. Afin de pouvoir expliquer l'évolution de l'Univers, un cadre théorique ainsi que des hypothèses sur la forme et le contenu énergétique de l'Univers doivent être posés. Dans le cadre du modèle standard de la cosmologie, les hypothèses faites sur l'Univers sont les suivantes :

- L'Univers est homogène, c'est-à-dire qu'il n'y a pas d'endroit privilégié.
- L'Univers est isotrope, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de direction privilégiée. Par exemple, l'expansion de l'Univers montre que les galaxies s'éloignent les unes des autres, avec une vitesse qui ne dépend pas de la direction d'observation.

Le cadre mathématique permettant de décrire l'évolution de l'Univers est la théorie de la relativité générale. Son élaboration fut conduite par Albert Einstein entre 1907 et 1915, et l'un des principaux aspects de la théorie est que la gravitation n'est pas une force, mais qu'elle

est la manifestation de la courbure de l'espace-temps induite par la présence d'objets massifs ou d'une certaine forme d'énergie. L'une des conséquences de cet effet est que la mise en mouvement des objets astrophysiques contenus dans l'Univers ne dépend pas de leur nature, mais de leur masse, ou plus généralement de leur énergie. Afin de satisfaire au principe de la relativité généralisée (ou principe de covariance généralisée) qui stipule que les lois de la Physique sont les mêmes dans tous les référentiels, la formulation de la théorie nécessite d'exprimer les grandeurs physiques sous forme tensorielle, permettant ainsi de s'affranchir du système de coordonnées.
L'équation d'Einstein de la relativité générale met en relation deux termes : la courbure avec le tenseur $G_{\mu\nu}$ et le contenu avec le tenseur énergie impulsion $T_{\mu\nu}$. Les indices tensoriels μ et ν se réfèrent aux coordonnées de l'espace-temps (t, x, y, z). Le tenseur géométrique $G_{\mu\nu}$, appelé tenseur d'Einstein, s'exprime à l'aide du tenseur métrique $g_{\mu\nu}$ qui permet de mesurer les distances, de manière indépendante du choix du système de cordonnées. Quant au tenseur énergie-impulsion $T_{\mu\nu}$, il contient les caractéristiques de la matière contenue dans l'espace-temps. L'équation d'Einstein s'écrit :

$$G_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}, \tag{1.1}$$

où la constante gravitationnelle $G = 6.67\ 10^{-11}\ \mathrm{m^3 kg^{-1} s^{-2}}$ indique l'intensité du couplage entre masse-énergie et la courbure de l'espace, et c est la vitesse de la lumière dans le vide. Dans la suite, on adoptera $c = 1$ comme il est souvent d'usage en relativité générale ou encore en physique des particules. Notons qu'avec l'ajout d'un terme proportionnel à la métrique, noté $\Lambda g_{\mu\nu}$, l'équation 1.1 reste en accord avec les hypothèses. Nous verrons par la suite quel sens donner à ce terme.
Sachant cela, l'isotropie et l'homogénéité de l'Univers d'une part, et la théorie de la relativité générale d'autre part, Friedmann a établi deux équations portant son nom, gouvernant l'évolution de la géométrie de l'Univers. Il faut tout d'abord préciser l'expression du tenseur métrique. Dans le cadre d'un univers homogène et isotrope, le tenseur métrique $g_{\mu\nu}$ peut s'exprimer simplement en terme des coordonnées sphériques localisant un objet (χ, θ, ϕ) à un instant donné t[1]. L'intervalle infinitésimal ds^2, invariant par changement de coordonnées, s'exprime en fonction de la métrique Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker, qui vérifie les hypothèses ci-dessus :

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t)\left[d\chi^2 + f(\chi)(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2)\right] \ ,$$

avec :

$$f(\chi) = \begin{cases} \sin(\chi) & \text{si } k = 1, \\ \chi & \text{si } k = 0, \\ \sinh(\chi) & \text{si } k = -1. \end{cases}$$

où a est le facteur d'échelle nécessaire pour quantifier l'expansion de l'Univers (par convention $a(t_0) = 1$ aujourd'hui), k est le terme de courbure de l'espace à 3-dimensions, pouvant prendre la valeur 1 si l'Univers est courbé positivement, -1 s'il l'est négativement et 0 s'il est plat.
Concernant le contenu énergétique, les différentes composantes que l'on explicitera dans la

[1] t est le temps cosmologique, mesuré par une horloge comobile, c'est-à-dire une horloge qui suit l'expansion de l'Univers.

suite sont supposées être des fluides suivant une équation d'état polytropique. Autrement dit, l'équation d'état ne dépend que de deux paramètres, la masse volumique ρ et la pression p, reliées par une constante $w = p/\rho$. Ainsi, s'il l'on considère n types de fluides différents, le tenseur énergie-impulsion s'écrit comme la somme de chaque tenseur pour le fluide i, qui lui-même s'écrit dans le référentiel approprié :

$$T_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} \rho & 0 & 0 & 0 \\ 0 & p & 0 & 0 \\ 0 & 0 & p & 0 \\ 0 & 0 & 0 & p \end{pmatrix}$$

La conservation de l'énergie ($\nabla_\mu T^{\mu\nu} = 0$) impose la relation suivante :

$$\frac{\dot{\rho}}{\rho} = -3(1+w)\frac{\dot{a}}{a} \ . \tag{1.2}$$

On peut montrer que l'équation d'Einstein, en prenant la métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker et le tenseur énergie-impulsion ci-dessus, s'écrit sous forme de deux équations non linéaires appelées les équations de Friedmann, données par :

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{k}{a^2} \ , \tag{1.3}$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p) \ . \tag{1.4}$$

Afin de connaître l'évolution du facteur d'échelle a, il faut spécifier la relation qui lie p à ρ pour chaque type de matière.

1.1.1 Le contenu énergétique classique de l'Univers

L'équation 1.2 peut être intégrée en :

$$\rho \propto \exp\left[-3\int_0^{\ln(a)} (1 + w(a'))d\ln(a')\right] \ , \tag{1.5}$$

et dans la cas où w est une constante on a $\rho \propto a^{-3(1+w)}$. On peut distinguer deux types de fluide :

- La matière, pour laquelle il n'y a essentiellement pas de terme de pression, de telle sorte que $w_m = 0$. Le terme de 'matière' se réfère à tout type de matière non-relativiste. Il comprend donc la matière ordinaire : les baryons et les électrons, mais aussi la matière noire. Cette dernière est de la matière dont nous n'avons pas encore découvert la nature, mais dont nous connaissons les effets. En particulier, elle interagit gravitationnellement avec son environnement[2]. Dans la suite, on considérera la matière noire comme des particules ayant une faible température, n'interagissant que de manière gravitationnelle et par force faible.
- Le rayonnement qui qualifie notamment les photons et les neutrinos ainsi que la matière ultra-relativiste. On a alors $w = \frac{1}{3}$. Ainsi la densité d'énergie d'un fluide radiatif décroît plus rapidement que celle de la matière ordinaire en fonction du facteur d'échelle.

[2]De nombreuses expériences de détection directe ont vu le jour ces dernières années, qui devraient, avec les mesures indirectes du LHC contraignant notamment les paramètres SUSY (Supersymétrie), apporter des réponses quant à la nature de la matière noire (souvent dénommée par DM pour *Dark Matter* en anglais).

La composition de l'Univers dicte l'évolution du facteur d'échelle a. Afin de simplifier l'écriture des équations, il est utile de définir certaines quantités. Tout d'abord, le fameux paramètre de Hubble H qui représente le taux d'expansion de l'Univers :

$$H = \frac{\dot{a}}{a} \ ,$$

où le point correspond à $\frac{d}{dt}$. On peut définir le paramètre de décélération :

$$q = -\frac{\ddot{a}a}{\dot{a}^2} \ ,$$

et le paramètre de densité :

$$\Omega_i(t) = \frac{8\pi G}{3H^2}\rho_i(t) = \frac{\rho_i(t)}{\rho_{crit}(t)} \ ,$$

avec $\rho_{crit}(t) = \frac{3H^2}{8\pi G}$. Dans la suite, la variable t sera souvent omise, mais il faut garder à l'esprit que les ρ_i et ρ_{crit} sont des fonctions du temps. On peut poser $\rho_k = -\frac{3k}{8\pi G a^2}$, pour mettre les équations de Friedmann sous une forme simplifiée. Le terme w_k associé à l'équation d'état effective de la courbure est égale à $-1/3$. Considérant les différents types de fluide énoncés ci-dessus, la première équation de Friedmann (1.3) peut s'écrire comme :

$$\begin{aligned} H^2 &= \frac{8\pi G}{3}\sum_{i=1}^{3}\rho_i, \\ \Leftrightarrow 1 &= \Omega_m + \Omega_r + \Omega_k \ , \end{aligned} \tag{1.6}$$

où l'indice i de la première expression correspond à la matière non relativiste, au rayonnement et à la courbure, et où le redshift z est tel que $a = (1+z)^{-1}$. Notons que les équations 1.6 ne sont pas vérifiées par les observations, et qu'il est nécessaire d'ajouter une forme supplémentaire de 'matière' associée à un terme Ω_Λ. Nous verrons dans la suite pourquoi ce terme doit être ajouté. Une autre forme de l'équation de Friedmann qui s'avérera relativement pratique par la suite est :

$$\begin{aligned} H^2(z) &= H_0^2\sum_{i=1}^{3}\Omega_{i,0}(1+z)^{n_i} \ , \\ H^2(z) &= H_0^2 E(z)^2 \ , \end{aligned} \tag{1.7}$$

où $n_i = 3(1+w_i)$, et où l'on a posé :

$$E(z) = \sqrt{\sum_{i=1}^{3}\Omega_{i,0}(1+z)^{n_i}} \ .$$

Pour la matière, on a $n_m = 3$, pour la courbure $n_k = 2$ et pour le rayonnement $n_r = 4$. Cette relation est vraie dans le cas où w_i est une constante, sinon, il faut remplacer $(1+z)^{n_i}$ par l'argument de l'exponentielle de 1.5, en changeant la variable a par $1/(1+z)$.
Prendre la dérivée de H par rapport au temps comobile t conduit à la forme suivante pour la seconde équation de Friedmann (1.3) :

$$\dot{H} = -4\pi G\sum_i(1+w_i)\rho_i \ . \tag{1.8}$$

Sachant que $\dot{H} = \frac{\ddot{a}}{a} - \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2$, il apparaît que H peut être décroissant, même si $\ddot{a} > 0$. C'est ce qu'on observe dans notre Univers. La densité volumique d'un fluide radiatif décroît beaucoup plus rapidement que celle d'un fluide de matière non relativiste, ce qui implique que la matière fini toujours par dominer. Imaginons un univers de type Einstein-de Sitter, dans lequel il ne régnerait que de la matière non-relativiste avec une courbure nulle. Un tel univers serait en expansion infinie, et posséderait un paramètre de Hubble sans cesse décroissant, et pourrait, *a priori* décrire notre Univers. Cependant, on verra par la suite que les observations du fond diffus cosmologique et des supernovae de type Ia tendent à défavoriser un tel modèle.
Afin de pouvoir effectuer des mesures dans un espace courbe à 4 dimensions, il est nécessaire d'introduire les définitions de mesures de distance et de luminosité.

1.1.2 Les mesures de distance et de luminosité

La distance comobile r permet de définir différentes mesures de distance, selon le type d'observation que l'on souhaite effectuer. Une longueur comobile est par définition une longueur qui ne change pas avec l'expansion de l'Univers. Ainsi, si λ_c est la longueur d'onde comobile d'une source lumineuse, alors la longueur d'onde physique émise par la source est $\lambda_{phys} = a(t)\lambda_c$. L'accroissement de la taille de l'Univers conduit à l'allongement de la longueur d'onde observée par un observateur. Soit un signal lumineux émis à $t < t_0$, t_0 étant le temps t aujourd'hui, alors on a $\lambda_{phys} = \lambda_{emis} = a(t)\lambda_c$. L'observateur à $t = t_0$ voit quant à lui, la longueur d'onde $\lambda_{obs} = \lambda_{phys} = \lambda_c$, puisque $a(t_0) = 1$ par convention. Il vient :

$$\lambda_{obs} = \frac{1}{a(t)}\lambda_{emis} \ .$$

On définit le décalage vers le rouge z, désigné par la suite par le terme anglais *redshift*, de la manière suivante :

$$z = \frac{1}{a(t)} - 1 \ .$$

La distance propre est définie pour un instant donné et ne tient pas compte du temps de propagation de la lumière de la source à l'observateur. C'est la distance physique instantanée qui nous sépare d'un objet à un instant donné. Elle est donnée par :

$$d_p(t) = a(t)\chi \ .$$

La vitesse d'éloignement de l'objet est donnée par :

$$v = \dot{d}_p \ , \tag{1.9}$$

$$v = H d_p \ . \tag{1.10}$$

Rappelons que χ est une coordonnée comobile, par définition, elle ne varie pas avec le temps. On retrouve la fameuse loi de Hubble si l'on évalue 1.9 aujourd'hui : $v = H_0 d_p$.
La distance propre n'étant pas observable, on peut tout de même définir la distance séparant deux objets faisant un angle θ et ϕ entre eux. Cette distance est égale à :

$$r(t) = a(t)f(\chi) \ . \tag{1.11}$$

Dans la cas d'un univers plat, $r = a(t)\chi$.
Sachant que $H = \dot{a}/a$ et que pour un événement de type lumière $ds^2 = 0$, on peut en déduire que :

$$\chi(z) = \frac{1}{a_0}\int_0^z \frac{dz'}{H(z')} \ . \tag{1.12}$$

Un observateur séparé d'une distance comobile r d'une source lumineuse de luminosité L mesure un flux F :

$$F = \frac{L}{4\pi d_L^2} \ , \tag{1.13}$$

où $d_L = (1+z)r(t_0)$ est la distance luminosité. En effet, le flux diminue comme l'inverse du carré de la distance, mais il diminue également à cause de l'expansion de l'Univers entre l'émission et la réception, le facteur d'échelle ayant été multiplié par $1+z$. On a donc une relation simple permettant d'exprimer la distance luminosité en fonction du redshift, et de l'évolution des différents composants de l'Univers à travers le paramètre de Hubble :

$$d_L = (1+z)\int_0^z \frac{dz'}{H(z')} \ . \tag{1.14}$$

La distance de diamètre angulaire d_A est, comme son nom l'indique, définie à partir d'un angle. Considérons deux objets séparés par une distance x, observés sous un angle Θ, et à une distance $r(t_e)$ définie comme à l'équation 1.11, au moment de l'émission. La distance de diamètre angulaire est définie comme étant égale à :

$$d_A = \frac{x}{\Theta},$$

or le terme de droite est égal à $r(t_e)$, donc en prenant en compte l'expansion de l'Univers ($r(t_e) = r(t_0)/(1+z)$), il vient :

$$d_A = \frac{r(t_0)}{1+z} \ .$$

La relation liant la distance de diamètre angulaire à la distance luminosité est :

$$d_L = (1+z)^2 d_A \ . \tag{1.15}$$

La luminosité des objets astrophysiques est caractérisée par la magnitude. Cette dernière quantifie l'intensité lumineuse avec laquelle on perçoit un objet astrophysique de luminosité L, et de flux mesuré sur Terre F. La magnitude apparente est donnée par :

$$m = -2.5\log\left(\frac{F}{F_0}\right) \ , \tag{1.16}$$

où F_0 est le flux d'un objet de référence. Quant à sa luminosité intrinsèque, elle est évaluée grâce à la magnitude absolue qui est une mesure du flux de l'objet s'il était rapporté à 10pc de la Terre :

$$M = -2.5\log\left(\frac{L}{4\pi(10\ \mathrm{pc})^2 F_0}\right) \ . \tag{1.17}$$

Les équations 1.16 et 1.17 permettent d'introduire le module de distance :

$$MD = 5\log\left(\frac{d_L}{10}\right) \ ,$$

de sorte qu'on ait la relation :

$$m - M = MD \ . \tag{1.18}$$

1.1.3 Mise en évidence de l'expansion accélérée de l'Univers

Dans cette partie, nous allons évoquer les observations qui ont permis de montrer qu'il existe une composante supplémentaire, autre que la matière et le rayonnement.

Le fond diffus cosmologique

Pour plus de détail sur ce qui suit, le lecteur est invité à se référer à la thèse de Matthieu Tristram [1] et de Sebastian Linden [2].
La dynamique de l'Univers étant dictée par sa composition, des mesures de distance ou de luminosité d'objets astrophysiques suivant l'évolution cosmologique sont des moyens de connaître l'évolution du facteur d'échelle avec le temps. Un seul type de mesures ne permet pas de déterminer la courbure et la composition de l'Univers en même temps.
La valeur du paramètre de courbure Ω_k est bien contrainte par les mesures d'anisotropie en température du fond diffus cosmologique (noté CMB pour *Cosmic Microwave Background radiation*). Cette *mer* de photons qui baignent l'Univers a été découverte par Penzias et Wilson en 1964 et a été une observation décisive corroborant le modèle du Big Bang. D'abord dans un état de densité et de température extrême, proche des conditions de Planck, l'Univers aurait subi une phase d'expansion exponentielle, c'est la phase d'inflation discutée dans la suite. L'inflation a eu lieu suite au Big Bang, il y a 13,7 milliards d'années. Après l'inflation, les photons étaient en équilibre avec le plasma de baryons et d'électrons environnant par la réaction de photoionisation $e+p \leftrightarrow H+\gamma$ se déroulant à une température supérieure à 3700 K (≈ 0.3 eV). Aujourd'hui, l'expansion de l'Univers a induit un décalage vers le rouge de leur longueur d'onde, et par conséquent une baisse de leur température. Les photons CMB constituent le meilleur corps noir jamais observé, avec une température $T_{CMB} = 2.725 \pm 0.001$ K. Des légères déviations par rapport à la température du corps noir sont cependant observées. Ces anisotropies en température reflètent l'interaction entre les photons et des sur-densités de matière primordiales du plasma de baryons et d'électrons. Durant cette phase où l'Univers était opaque, c'est-à-dire que le libre parcours moyen des photons était plus petit que la taille de l'Univers, des ondes de pressions se sont formées. Une description plus détaillée de ce phénomène sera faite dans la partie 1.5.2. On peut tout de même évoquer que ces ondes acoustiques résultent de la compétition entre le potentiel de gravitation tendant à faire s'effondrer la matière sur elle-même, et la pression de radiation exercée par les photons sur la matière baryonique. Dans les zones de sur-densité de matière, les photons gagnent en énergie et donc en température. A l'inverse, dans des zones de sous-densité, leur température baisse. Ainsi, les fluctuations primordiales de matière laissent leur empreinte sur la température des photons CMB.
Bien que les anisotropies en température soient locales, un traitement statistique est nécessaire pour pouvoir tirer des informations globales telles que l'intensité des anisotropies ou leur échelle spatiale. La fonction de corrélation à deux points de la température permet de mettre en évidence l'intensité des anisotropies en fonction de l'échelle angulaire. Les mêmes informations sont présentes dans le spectre de puissance, qui est la décomposition en harmoniques sphérique de la fonction de corrélation à deux points. Les mesures réalisées au bout de sept ans de prise de données du satellite WMAP révèlent le spectre de puissance des anisotropies de la figure 1.1. Les pics correspondent aux longueurs d'ondes λ_n du plasma primordial, dans

lequel la vitesse du son c_s est telle que :

$$\begin{aligned} c_s &= \sqrt{\frac{dp}{d\rho}}\,, \\ \Rightarrow c_s &= \left[3\left(1+\frac{3}{4}\frac{\Omega_b}{\Omega_r}\right)\right]^{-\frac{1}{2}}\,. \end{aligned} \tag{1.19}$$

Seuls les photons et les baryons ont été considérés pour établir cette équation. En effet, la matière noire n'interagissant pas avec les photons, sa densité volumique n'intervient pas dans le calcul de c_s. La longueur d'onde comobile pour l'indice n est la longueur parcourue par l'onde acoustique dans le fluide pendant le temps t_{rec}. Cet instant t_{rec} correspond au moment où le libre parcours moyen des photons est plus grand que la taille de l'Univers, et les électrons se combinent aux noyaux pour former les atomes : c'est la recombinaison. Cette époque correspond au moment où la température est égale à $T_{rec} \approx 3000$ K, correspondant à un redshift $z_{rec} = T_{rec}/T_{CMB} \approx 1100$.
La longueur d'onde comobile s'écrit comme $\lambda_n = c_s t_{rec}/n$. Cette longueur d'onde se traduit en angle $\theta_n = \lambda_n/d_A(z_{rec})$ sur le ciel, et en indice $l = \pi/\theta_n$ dans la décomposition en harmonique sphérique. Comme $d_A \propto \frac{1}{1+z} f(\int_0^z \frac{dz'}{H(z')})$, on voit que, non seulement la position d'un pic donnée par l est sensible au rapport de la densité de baryons sur la densité de photons aujourd'hui à travers c_s, mais elle est aussi sensible à la courbure de l'Univers, par la fonction f et à l'évolution cosmique à travers le paramètre de Hubble.
En ajustant le spectre mesuré par un spectre attendu pour un univers contenant de la matière et des photons, il apparaît que :

- la densité totale est proche de 1, ce qui implique $\Omega_k \approx 0$, et que l'Univers est plat. La courbure agit sur le spectre de puissance de la manière suivante : l'angle sous lequel on voit un objet d'une certaine taille serait plus grand dans un univers courbé positivement que dans un univers plat. Le spectre serait ainsi décalé vers les petits multipôles.
- La densité de baryons mesuré est de l'ordre de 0.045. Plus la densité de baryons est élevée, plus les pics sont hauts et étroits. Plus il y a de baryons pour interagir avec les photons, plus les anisotropies en température sont prononcées.

Le meilleur ajustement indique que la densité de matière noire a été mesurée à 0.27. Comme la densité totale mesurée est proche de 1, que la composante de rayonnement est aujourd'hui largement sous-dominante, et que la densité de matière est quant à elle proche de 0.3, il faut qu'il y ait une composante supplémentaire. On l'appelle ***énergie noire***.

Les Supernovae de type Ia

Les mesures de supernovae de type Ia (SNIa) ont été déterminantes pour prouver l'existence d'une forme de matière ou d'énergie supplémentaire. Décrites plus en détail dans la partie 1.5.4, on peut tout de même évoquer les mesures réalisées à ce jour. Les SNIa sont des explosions thermonucléaires de naine blanche dont la masse est fixe et bien determinée. Elles ont la particularité de présenter une courbe de luminosité pouvant être étalonnée. Ce sont des chandelles standards, ou plus exactement 'standardisables'. Il est ainsi possible de connaître la distance de luminosité grâce aux équations 1.13 et 1.16. Les équipes du Supernovae Cosmology Project et du High-z Supernovae Team, ont étudié le diagramme de Hubble montrant l'évolution du module de distance des SNIa, calculé à partir de 1.18, en fonction du redshift. Le diagramme de la figure 1.2 montre l'évolution du module de distance en fonction du redshift pour les données de Riess *et al.*[6] et Perlmutter *et al.*[7]. Les données ne favorisent pas les modèles cosmologiques avec seulement une composante de matière, la composante de rayonnement étant négligeable aujourd'hui. La ligne en pointillé est la prédiction

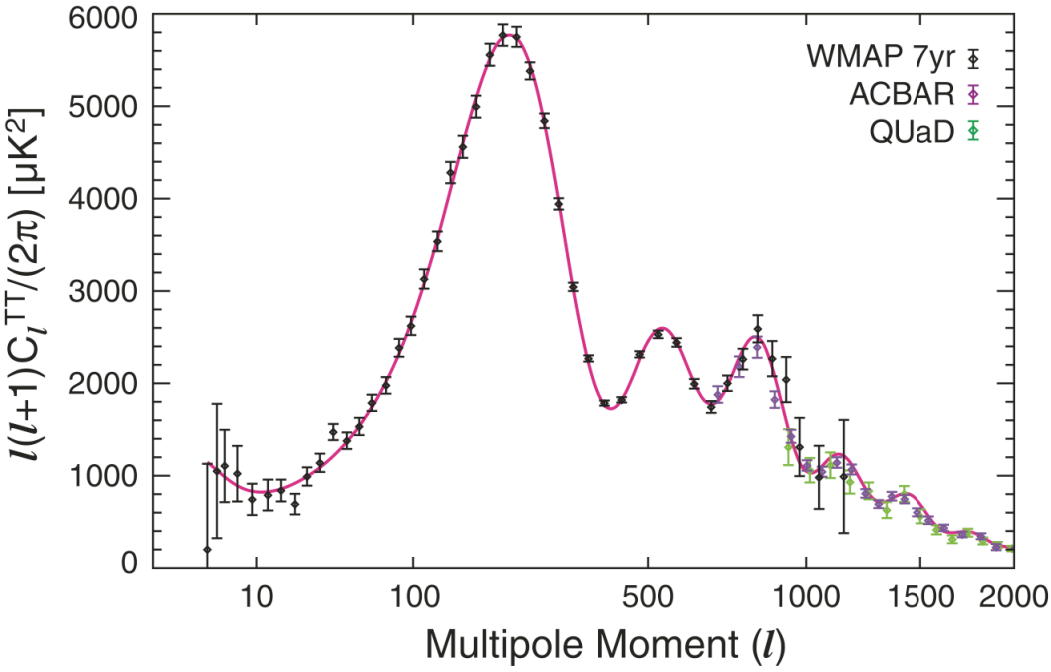

FIG. 1.1 – Spectre de puissance des anisotropies en température du fond diffus cosmologique mesuré par WMAP 7 [3]. Les points à grands multipôles correspondent aux expériences ACBAR (Reichardt *et al.*[4]) et QUaD (Brown *et al.*[5]).

pour $\Omega_m = 0.3$ et celle avec les tirets pour $\Omega_m = 1$. En effet, la moyenne de la différence entre les données et le modèle cosmologique attendu est de 0.28 mag. Les mesures plus récentes des expériences SNLS (Astier *et al.*[8]) et ESSENCE (Miknaitis *et al.*[9]) ont confirmé ces résultats. La distance comobile nous séparant d'une SNIa serait plus grande que celle attendue si nous vivions dans un univers fait uniquement de matière et de rayonnement. Cela indique que **l'expansion de l'Univers est en accéleration**. Cette dynamique peut être reproduite par l'ajout d'un terme constant à l'équation d'Einstein : la constante cosmologique. Cette constante cosmologique peut être vue de manière effective soit comme une nouvelle forme de matière soit comme une modification de la gravité. Elle est nécessaire pour que les équations de Friedmann puissent reproduire les données expérimentales. Dans la partie 1.1, il a été évoqué qu'ajouter un terme constant proportionnel à la métrique $g_{\mu\nu}$ aux équations d'Einstein ne modifiait pas la démarche. Nous verrons les interprétations physiques possibles de ce terme dans la partie 1.2. Les équations de Friedmann 1.6 deviennent alors :

$$\begin{aligned} H^2 &= \frac{8\pi G}{3}\rho_m + \rho_r + \rho_k + \rho_\Lambda \ , \\ &\Leftrightarrow 1 = \Omega_m + \Omega_r + \Omega_k + \Omega_\Lambda \ . \end{aligned} \tag{1.20}$$

Dans l'équation 1.20, un paramètre de densité $\Omega_\Lambda = \rho_\Lambda/\rho_{crit}$ peut être vu comme étant associé à une nouvelle forme de matière ou d'énergie effective. On l'appelle ***énergie noire*** et sa nature est encore inconnue. Le tenseur énergie-impulsion $T^\Lambda_{\mu\nu}$ associé à l'énergie noire est tel que $8\pi G\rho_\Lambda = \Lambda$, donc la densité volumique est une constante : $\rho_\Lambda = 1/8\pi G\Lambda$.
L'équation 1.5 implique $w_\Lambda = -1$ dans le cas où ρ est constant. Un changement de taille de l'Univers laisse la densité volumique ρ_Λ constante.

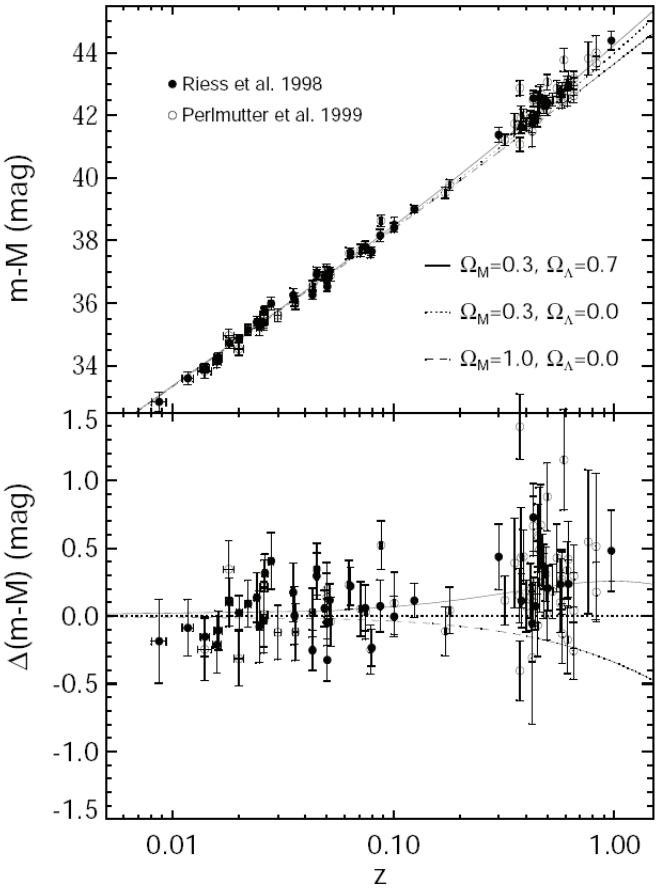

FIG. 1.2 – Diagramme de Hubble de Supernovea de type Ia étudiées par les membres du Supernovae Cosmology Project et du High-z Supernovae Team. La figure du haut montre l'évolution du module de distance en fonction du redshift. Les traits pleins correspondent à la prédiction pour trois ensembles de paramètres cosmologiques, comme indiqués par la légende. Le meilleur ajustement correspond à $\Omega_{\Lambda,0} = 0.7$ et $\Omega_{m,0} = 0.3$. La figure du bas correspond à la différence entre les données et la prédiction pour un modèle avec $\Omega_{\Lambda,0} = 0$ et $\Omega_{m,0} = 0.3$. La moyenne de la différence entre les données et ce modèle est de 0.28 mag. Les données expérimentales ne favorisent pas ces valeurs de $\Omega_{\Lambda,0}$ et $\Omega_{m,0}$. Figure extraite de Riess *et al.*[10]

1.2 Quelques modèles d'énergie noire

Nous avons vu dans la partie 1.1.3 que pour reproduire les observations du CMB et des SNIa, un modèle d'univers ne comportant qu'une compostante de matière et de rayonnement ne suffit pas. L'ajout d'un terme effectif aux équations d'évolution 1.6 est nécessaire pour ajuster correctement les données. Comme ρ_m décroît comme la puissance 3 du facteur d'échelle, que ρ_γ décroit comme la puissance 4, et que nous observons les effets de l'énergie noire aujourd'hui, cette dernière composante a commencé à dominer l'Univers, et va continuer dans le futur. Cette composante est donc dominante aujourd'hui, avec $\Omega_{\Lambda,0} = 0.7$, il n'est pas déplacé de dire que nous ne connaissons pas la nature de la majeure partie de notre Univers. Pour avoir un ordre de grandeur de la densité volumique d'énergie noire, on peut faire un calcul simple : sachant que $\rho_{\Lambda,0} = \Omega_{\Lambda,0}\rho_{c,0}$, et que $\rho_{c,0} = \frac{3H_0^2}{8\pi G} \approx 10^{-29}$ g.cm^{-3} (en prenant $H_0 \approx 74$ km.s^{-1}Mpc^{-1}), on a $\rho_{\Lambda,0} \approx 10^{-29}$ g.cm^{-3}. Cette valeur est extrêmement faible, et il est difficile de l'expliquer dans le cadre du modèle standard de la physique des particules. On verra dans la suite qu'une si petite valeur peut cependant exister dans un cadre théorique plus large que celui du modèle standard. Une modification de la gravité, l'introduction d'un nouveau champ, la remise en question de l'hypothèse de l'homogénéité, ou encore l'introduction d'une nouvelle constante fondamentale de la Physique permettent d'expliquer l'accélération de l'expansion de l'Univers.
En raison de l'enjeu d'une telle découverte, un nombre important de modèles a vu le jour ces dernières années. Nous ne nous concentrerons que sur un nombre restreint de modèles. Ce qui suivra peut être vu plus en détails dans le cours de Gif de Philippe Brax [11], de l'article de

revue de Peebles *et al.*[12], du livre de relativité générale de Sean Carroll [13] et de la thèse de Sebastian Linden [2]. Dans cette partie, seules les grandes étapes de calculs sont exposées.

1.2.1 Champ scalaire de quintessence

L'énergie noire peut s'expliquer par l'existence d'un champ scalaire homogène, tout comme l'inflation générant l'expansion exponentielle après le Big Bang peut être expliquée par le champ scalaire d'inflaton. Un tel champ décrit une particule de spin nul, non chargée dans le cas où le champ ϕ est réel. Pourvu d'un potentiel $V(\phi)$, l'équation de champ régissant l'évolution de ϕ dans son potentiel V et dans un espace-temps décrit par la métrique $g_{\mu\nu}$ est donnée par l'action :

$$S = \int d^4x\sqrt{-g}\left(-\frac{1}{2}g^{\mu\nu}\nabla_\mu\phi\nabla_\nu\phi - V(\phi)\right) \ ,$$

où la constante G a été mise égale à 1 et où seul le champ scalaire est considéré. Les termes entre parenthèses correspondent au Lagrangien de la matière. Nous n'avons pas touché à l'action d'Einstein-Hilbert décrivant la partie 'gravitation' de l'équation d'Einstein (Eq 1.1). La variation de l'action δS doit être nulle au premier ordre de la perturbation $\delta\phi$, ce qui implique l'équation du mouvement de Klein-Gordon :

$$\Box\phi - \frac{dV}{d\phi} = 0 \ ,$$

où le d'Alembertien covariant est défini comme :

$$\Box = g^{\mu\nu}\nabla_\mu\nabla_\nu \ ,$$

où dans le cas d'un champ scalaire on a $\Box = g^{\mu\nu}\partial_\mu\partial_\nu$. Comme le champ est homogène, les dérivées spatiales s'annulent et il vient :

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + \frac{dV}{d\phi} = 0 \ . \tag{1.21}$$

Dans l'Univers primordial, la température est élevée, et le champ ϕ est haut dans son potentiel. Lorsque le temps évolue, son énergie potentielle décroît, gagnant de l'énergie cinétique, mais dans le cas où H est grand, le champ est freiné à cause du terme de friction $3H\dot{\phi}$. Comme le tenseur énergie-impulsion est défini par :

$$\begin{aligned} T_{\mu\nu} &= -2\frac{1}{\sqrt{-g}}\frac{\delta S}{\delta g_{\mu\nu}} \\ \Longrightarrow T_{\mu\nu} &= \partial_\mu\phi\partial_\nu\phi - g_{\mu\nu}\left(\frac{1}{2}g^{\alpha\beta}\partial_\alpha\phi\partial_\beta\phi + V(\phi)\right) \ , \end{aligned}$$

on peut montrer que la densité volumique et la pression s'écrivent comme :

$$\begin{aligned} \rho &= \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V(\phi) \ , \\ p &= \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 - V(\phi) \ . \end{aligned}$$

Ainsi, le rapport p/ρ s'exprime comme :

$$w = \frac{\dot{\phi}^2 - 2V(\phi)}{\dot{\phi}^2 + 2V(\phi)} \ .$$

On a la condition $-1 \leq w \leq 1$ et en général $\rho \neq cste$. Le potentiel V peut ou non présenter un minimum. La dynamique du champ scalaire ϕ dépend du potentiel V, mais aussi de la dynamique du facteur d'échelle à travers H. On classe ainsi les modèles de quintessence en deux catégories :

- Les modèles de *freezing* correspondant à un champ commençant à une valeur non-nulle du potentiel et restant proche de cette position initiale à cause de la friction de Hubble. Lorsque le temps évolue, le champ roule le long de son potentiel convergeant vers un minimum V_{min}, de telle sorte que $\dot{\phi} = 0$, entraînant ainsi $w = -1$.
- Les modèles de *thawing*, correspondant au cas où le potentiel ne possède pas de minimum. Le champ roule dans son potentiel et fini par s'immobiliser à cause du terme de friction de Hubble. Sans entrer dans les détails, il est possible de montrer que certaines classes de potentiel permettent d'avoir une densité volumique d'énergie noire diminuant moins vite que celle de la matière. Avant l'égalité matière-énergie noire, l'Univers est dominé par la matière, mais à partir de l'égalité, l'expansion de l'Univers commence à accélérer.

Dans les deux cas, on peut estimer la valeur de la masse du champ en supposant qu'elle est donnée par :

$$m_\phi^2 = \frac{d^2V}{d\phi^2} \ .$$

Dans le cas où la masse du champ est grande devant le paramètre de Hubble, la pente du potentiel est importante, et l'énergie cinétique est dominante, entraînant ainsi $w \approx 1$. Ceci ne correspond pas à un comportement type énergie-noire. Il faut donc que m_ϕ soit de l'ordre de H_0 pour avoir une roulement lent du champ dans son potentiel et ainsi $w \approx -1$. Cet argument implique donc :

$$\begin{aligned} m_\phi &\approx m_{H_0} \ , \\ m_\phi &\sim 10^{-7} \text{ eV} \ . \end{aligned}$$

où la masse de Hubble équivalente est donnée par $m_{H_0} = \left(\rho_{crit}\,(h/c)^3\right)^{1/4}$. La masse m_ϕ est bien plus petite que la masse des particules du modèle standard de la physique des particules. Cette ajustement semble donc relativement peu naturel. Notons également qu'aucun champ scalaire n'a encore été observé.

1.2.2 Gravité modifiée $f(R)$

Une autre approche que celle proposant l'existence d'une particule supplémentaire est une modification des équations d'Einstein (Eq 1.1). Elle implique une modification du terme géométrique de l'équation d'Einstein (terme de gauche) au lieu d'une modification du contenu énergétique (terme de droite) comme on l'a fait dans la partie 1.2.1. Cette fois on ne considère que l'action d'Einstein-Hilbert, qui passe de :

$$S = \int d^4x\sqrt{-g}R \ , \tag{1.22}$$

à

$$S = \int d^4x\sqrt{-g}f(R) \ , \tag{1.23}$$

où R est le scalaire de Ricci[3], étant lui-même une somme de dérivées de la métrique $g_{\mu\nu}$. Dans l'expression 1.23, la fonction scalaire f est arbitraire. L'action de 1.23 est souvent réécrite de la manière suivante :

$$S = \int d^4x\sqrt{-g}\left(f(\lambda) + \frac{df}{d\lambda}(R-\lambda)\right) \ , \tag{1.24}$$

où $R = \lambda$ si $\frac{df}{d\lambda} \neq 0$. Ainsi, on peut voir l'équation 1.24, comme :

$$S = \int d^4x\sqrt{-g}\left(f'(\lambda)R + \big(f(\lambda) - \lambda f'(\lambda)\big)\right) \ , \tag{1.25}$$

où $f'(\lambda) = \frac{df}{d\lambda}$. En passant par une transformation conforme conservant les angles mais pas les longueurs, on peut montrer (cf [14]), que l'action peut s'écrire sous la forme :

$$S = \int d^4x\sqrt{-g}\left(R - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}\nabla^\mu\phi\nabla^\nu\phi - V(\phi)\right) \ . \tag{1.26}$$

On reconnaît ici l'action d'Einstein-Hilbert dans le premier terme, et l'action pour un champ scalaire dans son potentiel V dans les deux derniers. Le problème du champ de quintessence décrit à la partie 1.2.1 est retrouvé. Notons que le champ scalaire effectif ϕ est tel que :

$$f'(\lambda) = \exp^{-\sqrt{\frac{2}{3}}\phi} \ .$$

Le potentiel effectif est quant à lui défini par :

$$V(\phi) = \frac{\lambda f'(\lambda) - f(\lambda)}{2f'(\lambda)^2} \ .$$

Il est important de noter que la transformation conforme permettant de retomber sur une action décrivant un champ scalaire dans son potentiel, dans un espace courbe, entraîne des modifications sur l'action de la matière. Bien qu'elle ne soit pas explicitée ici, on peut mentionner le fait qu'elle va maintenant dépendre du champ ϕ. Ainsi, l'énergie noire et la matière ordinaire sont couplées dans ce modèle. Les théories pour lesquelles il existe un tel couplage sont les théories *scalaire-tenseur* (le champ scalaire se couple à la métrique ou au tenseur énergie-impulsion s'il on applique une transformation conforme). Afin que ce modèle soit cohérent avec les observations validant la théorie d'Einstein, il faut qu'il ait les propriétés suivantes :

- La théorie de la relativité générale ayant été testée à plus de 0.1 mm, il faut que la masse du champ scalaire soit suffisamment élevée. En effet, l'interaction induite par le couplage entre la matière ordinaire et le champ scalaire doit avoir une portée inférieure à 0.1 mm, sinon nous aurions pu observer des déviations à la relativité générale classique à ces échelles. Or une interaction de faible portée implique une masse élevée pour le médiateur de l'interaction, d'où la nécessité d'une masse élevée.
- A grande échelle, le champ scalaire doit avoir le même comportement qu'un champ de quintessence, imposant alors une très faible masse.

Ces deux propriétés semblent contradictoires mais il existe un intervalle de valeurs de la masse du champ pour lequel le modèle est viable.

[3]Le scalaire de Ricci est défini comme la trace du tenseur de Ricci $R_{\mu\nu}$, soit $R = g^{\mu\nu}R_{\mu\nu}$. Le lecteur est renvoyé à un livre de relativité générale pour connaître la définition du tenseur de Ricci. Notons que le tenseur de Ricci s'obtient à partir du tenseur de courbure, le tenseur de Riemann.

1.2.3 Modèle inhomogène

Une autre approche ne nécessitant ni de modifier le membre de gauche, ni le membre de droite de l'équation d'Einstein consiste à reprendre les hypothèses permettant de décrire notre Univers. Le modèle que nous avons adopté repose sur l'hypothèse que l'Univers est isotrope et homogène. Les observations du CMB ont en effet montré que l'Univers primordial était très isotrope. Cependant, les petites inhomogénéités du champ de densité de matière ont grossi, donnant naissance aux galaxies. Ces inhomogénéités pourraient affecter l'évolution cosmologique si leur évolution est traitée correctement. Les non-linéarités des équations d'Einstein prennent de l'importance lorsque l'on regarde à de petites échelles.
Un problème soulevé par Ellis *et al.*[15] est que les moyennes spatiale et temporelle ne commutent pas. Prenons l'exemple d'un élément de volume présentant des sur-densités. Deux cas se présentent : les sur-densités sont moyennées, et on calcule l'état de la moyenne au bout d'un temps t, ou, on calcule l'état des sur-densités au bout du temps t et on moyenne à ce moment là les sur-densités. Les deux états finaux vont être différents, et cela a pu être vérifié avec des simulations à N-corps (voir Buchert *et al.*comme référence [16]). La présence d'inhomogénéités à petite échelle peut modifier l'évolution de la métrique de fond gouvernant l'évolution cosmique. C'est ce qu'on appelle les 'rétroactions' ou '*backreactions*'. L'explication intuitive développée par Ellis [15] permet de comprendre l'effet. Considérons deux étapes, $\mathbf{M}$, correspondant à prendre la moyenne spatiale, et $\mathbf{T}$, correspondant à l'évolution temporelle. Prenons deux échelles spatiales notées L_1 et L_2, avec $L_2 > L_1$. Les deux étapes sont décrites de la façon suivante :

- $\mathbf{T}$ consiste à calculer l'équation d'Einstein pour l'échelle i : $E^i_{\mu\nu} := G^i_{\mu\nu} - \frac{8\pi G}{c^4} T^i_{\mu\nu}$.
- $\mathbf{M}$ consiste à prendre la moyenne spatiale de la métrique et du tenseur énergie-impulsion : $< g^1_{\mu\nu} >= g^2_{\mu\nu}$ et $< T^1_{\mu\nu} >= T^2_{\mu\nu}$.

La décomposition de la métrique $g^1_{\mu\nu}$ en une métrique de fond $\tilde{g}^1_{\mu\nu}$ et en métrique de perturbation $h^1_{\mu\nu}$ n'est pas unique. De plus, en général la dérivée ne commute pas avec la moyenne, c'est-à-dire $\partial_j \langle g \rangle \neq \langle \partial_j g \rangle$, des termes supplémentaires non-linéaires apparaissent dans le calcul de $E^i_{\mu\nu}$. En d'autres termes $\mathbf{M}(\mathbf{T}(g^1_{\mu\nu})) \neq \mathbf{T}(\mathbf{M}(g^1_{\mu\nu}))$ et si l'équation d'Einstein est vraie pour l'échelle L_1, c'est-à-dire $E^1_{\mu\nu} = 0$, alors $E^2_{\mu\nu}$ n'est en général pas nul. Par conséquent, un terme supplémentaire apparaît dans l'équation d'Einstein à l'échelle L_2, plus grande que l'échelle L_1 :

$$G^2_{\mu\nu} = 8\pi G T^2_{\mu\nu} + E^2_{\mu\nu} \ .$$

Le terme additif a été mis à droite de l'équation d'Einstein car on l'a interprété comme une contribution de matière supplémentaire, mais il aurait pu être placé à gauche, auquel cas il aurait été vu comme un terme géométrique modifiant la courbure. Cette description purement qualitative montre qu'il est possible de générer l'accélération de l'expansion de l'Univers par les inhomogénéités à petites échelles. Les cosmologistes ont l'habitude de moyenner les quantités scalaires, comme les sur-densités, afin de pouvoir étudier statistiquement leurs évolutions, et ajustent les observables avec des modèles ne prenant pas en compte les termes additifs dus aux inhomogénéités. Or ajuster des données expérimentales avec un mauvais modèle peut mener à une interprétation des données erronée. Les recherches sur ces modèles sont encore en plein développement, et pour l'instant, il n'y a pas encore matière à confronter ces modèles aux observations.

1.2.4 Constante cosmologique

Lors de l'élaboration de sa théorie, Einstein a introduit une constante dans son équation (cf 1.1) afin de rendre compte d'un univers qu'il pensait statique. Elle a été supprimée par la

suite lorsqu'il a été montré que l'Univers était dynamique. Aujourd'hui, les mesures montrent que l'Univers est en expansion accélérée, et le retour de la constante cosmologique est à l'ordre du jour. En effet, un terme proportionnel à la métrique dans l'équation d'Einstein a pour équation d'état effective $p = -\rho$. La constante cosmologique Λ serait alors une nouvelle constante de la physique à l'instar de la vitesse de la lumière dans le vide ou de la constante de gravitation. C'est pour l'instant l'explication la plus simple, et par conséquent, la plus séduisante permettant de rendre compte de l'accélération de l'expansion de l'Univers. Cependant, l'un des arguments contre la constante cosmologique vient de l'inflation. Dans le modèle inflationnaire, qui semble de nos jours être le meilleur permettant d'interpréter nos observations, notre Univers a déjà subi une phase d'expansion accélérée. Il est cependant impossible que la valeur de la constante cosmologique qui permet d'expliquer l'expansion accélérée aujourd'hui puisse générer une telle phase d'inflation. La relation entre les deux phases d'expansion accélerée qu'a connu l'Univers n'est cependant pas claire.

1.2.5 L'énergie du vide

Outre les modèles d'énergie noire évoqués précédemment, les fluctuations quantiques du vide pourraient également reproduire l'effet d'un 'fluide' d'équation d'état effective $p = -\rho$. Il est cependant dangereux d'évoquer les fluctuations quantiques comme 'le problème de la constante cosmologique', car elles n'ont *a priori* rien à voir avec l'équation d'Einstein. Cependant, il est vrai que les fluctuations quantiques du vide demeurent un véritable problème. Elles reflètent la création de paires particule-antiparticule dans le vide durant un instant très bref. Ce phénomène est une conséquence du principe d'incertitude d'Heinsenberg $\Delta t \Delta E \leq \hbar/2$. Si Δt est suffisamment petit, ΔE peut être assez grand pour donner naissance à des particules. Cet effet induit notamment, pour le champ électromagnétique, l'effet Casimir, observé expérimentalement par Sparnaay en 1957 [17]. L'énergie du vide, ou énergie de point zéro n'est pas importante pour des expériences en laboratoire, mais à grande échelle, lorsque la gravité intervient, la référence en énergie devient une valeur primordiale. En effet, une énergie nulle implique une courbure nulle tandis qu'une énergie non-nulle courbe l'espace-temps. Eddington (1939) et Lemaître (1934) ont proposé que la densité d'énergie noire s'écrive comme la somme de la densité d'énergie du vide ρ_{vac}, l'état de plus basse énergie, et d'une composante que l'on appelle la constante cosmologique *nue* notée Λ_0. La densité d'énergie observée est alors :

$$\rho_\Lambda^{obs} = \rho_{\Lambda_0} + \rho_{vac} \ .$$

Essayons d'évaluer le terme ρ_{vac}. Classiquement, une particule décrite par la mécanique quantique est modélisée par un oscillateur harmonique. On peut montrer que l'énergie pour le niveau n est $E_n = \hbar\omega(n + \frac{1}{2})$. Son énergie de point zéro $\hbar\omega/2 = hck/2$ n'est par conséquent pas nulle. Il en est de même en théorie des champs quantiques, où un champ peut être décrit comme une collection infinie d'oscillateurs harmoniques. Un champ quantique permet la création et l'annihilation de particules en tout point de l'espace. Ainsi, si l'on calcule la somme des énergies de point zéro, égale à la somme sur l'espace des impulsions de l'énergie du point zéro du champ lui-même, elle sera infinie. Si l'on introduit un *cutoff* la densité d'énergie s'écrit, pour le champ i alors comme :

$$\begin{aligned} \rho_{vac}^i &\propto \frac{h}{c}\int_0^{k_{c,i}} k dk^3 \ , \\ \Longrightarrow \rho_{vac}^i &\propto \frac{h}{c} k_{c,i}^4 \ . \end{aligned}$$

La borne supérieur $k_{c,i}$ correspond à la limite du vecteur d'onde (ou énergie) au-delà de la laquelle la théorie n'est plus valide. En ce qui concerne la théorie électro-faible (EW), la masse du boson de Higgs ≈ 200 GeV constitue l'échelle d'énergie à laquelle la brisure de symétrie électro-faible se fait, c'est-à-dire lorsque le boson de Higgs acquiert une valeur moyenne dans le vide. Au-delà de cette énergie, les champs fermioniques et le champ bosonique Z et $W^{\pm}$ sont sans masse. A cette échelle d'énergie, $\rho_{vac}^{EW} \approx \left(200 \text{ GeV/c}^2\right)^4 \left(\frac{c}{h}\right)^3$ (où $k \approx mc/h$). La symétrie chirale de l'interaction forte semblerait être brisée à une échelle ≈ 0.3 GeV, ce qui implique $\rho_{vac}^{QCD} \approx \left(0.2 \text{ GeV/c}^2\right)^4 \left(\frac{c}{h}\right)^3$.
On pourrait poursuivre la liste, en considérant par exemple l'échelle de grande unification (GUT) à laquelle les constantes d'interaction électro-faible et forte ont la même valeur, les interactions forte et électro-faible sont alors une seule et même force. Cependant, pour avoir un ordre de grandeur plus réaliste, il faut considérer l'échelle en énergie pour laquelle la théorie des champs et la théorie de la relativité générale ne sont plus valides ; c'est l'échelle de Planck. A cette échelle la gravité doit être traitée de manière quantique. Ainsi, la majeure contribution vient de l'échelle de Planck, avec $\rho_{vac}^{Pl} \approx \left(10^{19} \text{ GeV/c}^2\right)^4 \left(\frac{c}{h}\right)^3$, soit $\rho_{vac}^{Pl} \approx 1.5\ 10^{91}$ g.cm^{-3}. Or comme on l'a évoqué plus haut, $\rho_{\Lambda}^{obs} = \rho_{\Lambda_0} + \rho_{vac}^{Pl}$ et $\rho_{\Lambda}^{obs} \approx 10^{-29}$ g.cm^{-3}, cela entraîne qu'il faudrait une valeur de ρ_{Λ_0} étonnamment proche de ρ_{vac}^{Pl} pour que la densité volumique observée ρ_{Λ}^{obs} soit 120 ordre de grandeur plus faible que ρ_{vac}^{Pl}. C'est le fameux problème de *fine tuning*, qui laisse penser que l'expansion accélérée de l'Univers n'est pas due aux fluctuations quantiques du vide. La valeur de la densité volumique des fluctuations quantiques du vide reste un véritable problème car la valeur observée si petite n'est pas justifiable par la théorie quantique des champs. Il est plus simple d'imaginer un mécanisme hypothétique permettant de découpler les fluctuations quantiques de la gravité et d'avoir ainsi $\rho_{vac} = 0$.

Le principe anthropique

D'un point de vue de la physique des particules, il n'y a pas *encore* de mécanisme permettant d'expliquer le fait que l'on n'observe pas la valeur prévue de ρ_{vac}, sauf dans le cas où il existerait une valeur de Λ_0 telle qui aurait pour effet de contre-balancer les fluctuations quantiques du vide. Mais comment expliquer la valeur que doit avoir Λ_0 pour que ρ_{Λ_0} et ρ_{vac} soient si bien ajustées. Steven Weinberg [18] tenta avec des arguments relativement simple, de déduire la valeur de ρ_{Λ}. Il montra que pour qu'il puisse exister un univers dans lequel la vie est possible, il faut que la densité volumique d'énergie noire soit faible. En effet, pour que les galaxies aient pu se former, il fallait que ρ_{Λ} soit nettement plus petite que ρ_m au moment de la formation des galaxies, ce qui entraîne $\rho_{\Lambda} < 200\rho_m$ à un redshift de l'ordre de 5, où $\rho_{\Lambda} < 500\rho_m$ aujourd'hui. Cela se comprend intuitivement car dès que la constante cosmologique domine, c'est-à-dire que l'expansion de l'Univers accélère, les structures cessent d'évoluer. Cette limite supérieure calculée par Weinberg est seulement 500 fois plus grande que la valeur observée ρ_{Λ}^{obs}, elle reste donc très faible. Ainsi, l'existence de la vie et notre présence, nous permet d'effectuer une mesure de la valeur de ρ_{Λ}. Et la valeur prédite par Weinberg est en effet compatible avec la valeur mesurée. La démarche de Weinberg est un argument s'inscrivant dans le principe anthropique faible, consistant à chercher les contraintes qui doivent être imposées aux lois physiques pour permettre l'apparition de la vie. La valeur des différentes constantes de la physique, par exemple la constante de structure fine, ou encore la constante gravitationnelle ont des valeurs telles que l'Univers puisse être observé par l'homme. Le principe cosmologique (ou principe de médiocrité), énonçant que nous ne vivons pas dans une zone particulière de l'Univers, serait alors mis en défaut, puisque notre existence même doit être cohérente avec un univers permettant la vie. Ceci nous amène à considérer la possibilité qu'il puisse exister un grand nombre de vides quantiques possibles,

comme prédit par la théorie des cordes. A chaque vide quantique correspond une valeur de ρ_{vac}. La valeur de ρ_{Λ_0} serait traitée comme une variable aléatoire pouvant prendre différentes valeurs. Nous existerions dans un univers parmi d'autres, tel que ρ_{Λ_0} est très proche de ρ_{vac} en valeur absolue. L'inflation générerait le Multivers, comprenant un grand nombre, voir une infinité d'univers possédant chacun un jeu de valeurs de constantes fondamentales de la physique. Il y aurait une probabilité non nulle qu'il existe certains univers possédant des lois de la physique (ou constantes fondamentales) proches de celles que l'on observe, permettant ainsi l'existence de la vie.
L'idée qu'il existerait un multivers émerge de plusieurs théories. On peut mentionner la théorie des cordes et surtout son développement, la M-théorie, tentant d'unifier les 4 forces à l'échelle de Planck. Elle permettrait l'existence de 10^{500} valeurs de ρ_{vac}. D'où vient ce nombre gigantesque ? En M-théorie, l'espace ne serait plus à 4 dimensions, mais à 11. Les 7 dimensions supplémentaires seraient compactifées, c'est-à-dire que ce ne sont pas des dimensions infinies. Le processus de compactification implique des centaines de variables (appelées aussi modules) dont dépendent les constantes fondamentales de la physique. Comme il existe un grand nombre de manières de compactifier ces dimensions supplémentaires, il existe potentiellement un grand nombre de vides quantiques différents, avec pour chacun, une valeur de ρ_{Λ_0}. Cette description simplifiée est appelée le '*string landscape*', et fournit un cadre théorique dans lequel l'existence de notre Univers est associée à une probabilité forcément non nulle. L'existence d'un multivers est cependant soumis à des critiques, dont certaines sont exposées ici :

- Nos observations étant limitées à notre propre Univers, il n'est pas possible de vérifier l'existence d'autres univers. Cette critique peut être mise à mal, car supposons qu'une théorie prédisant l'existence d'un multivers puisse être testée par certaines observables alors ces tests constitueraient une preuve de la validité ou non de la théorie, et par conséquent, une preuve indirecte de l'existence d'un multivers. Cependant, dans le cadre de la M-théorie, il n'a pas encore de prédictions pouvant être testées expérimentalement.
- L'existence d'un grand nombre, voire d'une infinité d'univers pour expliquer notre propre Univers est contraire au principe de parcimonie qui énonce qu'*il ne faut multiplier les entités au-delà de ce qui est nécessaire*. Or Max Tegmark, fervent défenseur du modèle du Multivers, argua qu'un ensemble d'entités est parfois plus simple qu'une entité seule. Par exemple, l'ensemble des solutions d'une équation est un ensemble possédant plus de symétries qu'une solution particulière.

Le débat concernant le Multivers est à la fois riche et vif. Des argumentations aussi bien physiques que philosophiques sont développées pour ou contre la validité du Multivers. Le débat a pris une place d'importance en physique et particulièrement en cosmologie, tant il soulève la question du rapport entre l'homme et la nature qu'il tente de décrire.

1.3 Reconstruction de l'énergie noire

Nous avons vu dans la partie 1.2 quelques modèles permettant d'expliquer l'accélération de l'expansion de l'Univers, il en existe cependant de nombreux autres. Face au nombre important de modèles, ayant chacun leurs propres motivations physiques, il semble que les tester tous soit long et laborieux. C'est pour cette raison qu'il est préférable d'étudier les propriétés de l'énergie noire d'une manière qui soit indépendante du modèle. Il y a principalement deux manières de procéder, d'une part avec une reconstruction directe des paramètres d'énergie noire et d'autre part en paramétrisant l'équation d'état de l'énergie noire. Pour de plus amples détails sur ce qui suit, le lecteur est renvoyé à l'article de revue de Sahni et Starobinsky [19].

1.3.1 Reconstruction directe

Il est possible d'exprimer la densité volumique et la pression de l'énergie noire en fonction du redshift. Sachant que l'énergie noire est dominante aujourd'hui, et que la densité de rayonnement est négligeable ($\rho_{r,0} = 0$), l'équation de Friedmann 1.6 implique que :

$$\rho_{\Lambda,0} = \frac{3H^2}{8\pi G}(1 - \Omega_{m,0}) \ . \tag{1.27}$$

La seconde équation de Friedmann 1.8 peut s'écrire en fonction du paramètre de décélération, (comme $p_m = 0$ et que $w_\Lambda = 0$) on obtient :

$$p_\Lambda = \frac{H^2}{4\pi G}(q - \frac{1}{2}) \ . \tag{1.28}$$

Le paramètre de l'équation d'état de l'énergie noire s'obtient en divisant l'équation 1.27 par 1.28, soit :

$$w_\Lambda = \frac{2q - 1}{3(1 - \Omega_{m,0})} \ . \tag{1.29}$$

Le changement de variable $z = x - 1$ permet d'exprimer w_Λ en fonction du paramètre de Hubble. En effet, q s'écrit comme :

$$\begin{aligned} q &= \frac{H'}{H}x - 1 \ , \\ \Longrightarrow q &= \frac{d\ln H}{dx}x - 1, \end{aligned}$$

où le prime correspond à la dérivée par rapport à x, et $\dot{H} = -H'Hx$. Cela conduit à l'expression :

$$w_\Lambda = \frac{(2x/3)\frac{d\ln H}{dx} - 1}{1 - \left(\frac{H_0}{H}\right)^2 \Omega_{m,0}(t_0)x^3} \ .$$

L'expression de ρ_Λ, p_Λ et w_Λ nécessite de connaître l'évolution du paramètre de Hubble en fonction du redshift. Pour cela, nous disposons principalement de 3 mesures : la distance de luminosité, la distance de diamètre angulaire et la distance $r(t_0)$. Chacune de ces trois mesures sont des intégrales de H. Cela implique notamment que :

$$H(z) = \left[\frac{d}{dz}\left(\frac{d_L(z)}{1+z}\right)\right]^{-1} \ .$$

La mesure de d_L est entachée d'incertitude, par conséquent l'estimation de H sera bruitée, et celle de $w_\Lambda(z)$ le sera encore davantage. Notons également que d'après l'équation 1.29 l'expression de w_Λ est fortement dépendante de $\Omega_{m,0}$. L'incertitude de mesure de $\Omega_{m,0}$ affecte plus profondément la reconstruction de w_Λ que celle de H.
On peut montrer qu'une autre manière de reconstruire le paramètre de Hubble H, et w_Λ, peut être déduite de l'évolution des sur-densités de matière. Ces inhomogénéités peuvent être écrite comme :

$$\delta = \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \ ,$$

où ρ_0 est la densité moyenne (moyennée sur l'espace). On montrera dans la partie 1.4.2 sur l'évolution des perturbations que l'équation régissant l'évolution de la perturbation δ est :

$$\ddot{\delta} + 2H\dot{\delta} - 4\pi G\rho_m\delta = 0 \ . \tag{1.30}$$

On peut montrer que cette équation permet d'exprimer H en fonction de δ :

$$H(z) = H(0)\left[\frac{(1+z)^2\delta'^2(0)}{\delta'^2(z)} - 3\Omega_m(t_0)\frac{(1+z)^2}{\delta'^2(z)}\int_0^z \frac{\delta|\delta'|}{1+z}dz\right]^{1/2} \ ,$$

où le prime équivaut à $\frac{d}{dz}$. La densité de matière aujourd'hui peut également être exprimée en fonction des perturbations de densité :

$$\Omega_{m,0} = \delta'^2(0)\left(3\int_0^\infty \frac{\delta|\delta'|}{1+z}dz\right)^{-1} \ .$$

La démonstration peut être trouvée dans [20]. Il est peu probable que les prochaines campagnes de mesures des grandes structures (*Large Scale Survey*) permettent d'évaluer δ pour de grands redshifts, mais à bas redshifts, elles permettront certainement de mesurer H par le biais des inhomogénéités de densité.
On dispose donc de deux méthodes permettant de mesurer indirectement $H(z)$, et par conséquent w_Λ : à travers les mesures de $d_L(z)$ et $\delta(z)$. Ces deux mesures doivent être utilisées comme test de vérification. Notons que ce qui a été dit précédemment est valable si la nature de l'énergie noire n'est pas de type '*géométrique*'. En effet, il faut que l'énergie noire soit minimalement couplée à la gravité pour que l'équation 1.30 des perturbations de densité de matière reste valable. Dans le cas où l'énergie noire est couplée à la gravité, les deux sondes, les mesures de distance du type d_L et les mesures d'inhomogénéité de densité de matière δ doivent être utilisées pour reconstruire les paramètres d'énergie noire de manière non-ambiguë.
En pratique, nous avons vu que H constitue la dérivée première d'une mesure bruitée, par conséquent, w_Λ constitue une dérivée seconde de données bruitées. De plus, comme d_L n'est connue que pour certains redshifts, ou tranches de redshift, il n'est donc pas possible d'en prendre les dérivées pour tout z. Une procédure de lissage est nécessaire pour que H soit une fonction continue de z. Cela peut être fait de deux manières : par reconstruction paramétrique ou non-paramétrique. La première méthode consiste à supposer que d_L, H et w_Λ évoluent suffisamment lentement pour pouvoir les approcher par une fonction continue, appelé '*ansatz*', dépendant d'un nombre réduit de paramètres. Le lissage non-paramétrique, quant à lui, est un procédé consistant à ajuster par morceaux d_L avec un ensemble de fonctions de base. Nous nous concentrerons seulement sur la reconstruction paramétrique de l'énergie noire.

1.3.2 Reconstruction paramétrique

Distance luminosité

Une première manière est de paramétriser la distance luminosité directement. Il existe plusieurs paramétrisations possibles. La plus simple est le développement en série de Taylor de d_L :

$$\begin{aligned} \frac{d_L(z)}{1+z} &= \sum_{i=0}^{N}\alpha_i z^i \ , \\ \Leftrightarrow \int_0^z \frac{dz}{H(z)} &= \sum_{i=0}^{N}\alpha_i z^i \ , \end{aligned}$$

où les α_i sont les coefficients de Taylor. Le défaut de cette paramétrisation est que pour bien déterminer H et w_Λ, il faut prendre un grand nombre de coefficients. Or une paramétrisation est efficace si elle reproduit l'évolution de la grandeur que l'on considère, avec le nombre de paramètres le plus petit possible. C'est pour cette raison que l'ansatz de Padè a été proposé (cf Saini *et al.*[21]) :

$$\frac{H_0 d_L(z)}{1+z} = 2\left[\frac{A_1 - 1 - A_1\sqrt{x} + x}{2 - A_1 - A_2 - A_3 + A_2\sqrt{x} + A_3 x}\right] \text{ , avec } x = 1+z \ .$$

Cette paramétrisation reproduit exactement un univers avec $\Omega_m = 1$ et un univers avec $\Omega_\Lambda = 1$. Notre Univers est entre les deux.

Densité volumique

Paramétriser la densité volumique d'énergie noire a été proposée par Sahni *et al.*[22]. La densité volumique $\rho_\Lambda = A_1 + A_2 x + A_3 x^2$ avec $x = 1+z$, entraînant la forme suivante pour le paramètre de Hubble :

$$H(x) = H_0\left[\Omega_{0,m}x^3 + A_1 + A_2 x + A_3 x^2\right]^{1/2} \ , \tag{1.31}$$

où le zéro correspond à la valeur aujourd'hui. Cette équation peut être obtenue en considérant l'équation 1.7, avec le terme de rayonnement $\Omega_{0,r}(1+z)^{-4}$ négligeable pour de petits redshifts. Pour avoir l'expression de d_L il suffit de remplacer 1.31 dans l'équation 1.14. Pour un univers pourvu d'une constante cosmologique, c'est-à-dire $w_\Lambda = -1$, $\Omega_\Lambda = \Omega_{\Lambda,0}$, on voit donc que cette paramétrisation redonne exactement H, avec $A_2 = A_3 = 0$.

Equation d'état

Enfin, il est possible de paramétriser l'équation d'état de l'énergie noire, c'est-à-dire le paramètre w_Λ. Supposons que w_Λ soit paramétrisé par des coefficients α_i et des fonctions de z, tels que $w_\Lambda = w(z, \alpha_i)$, l'expression du paramètre de Hubble s'écrit alors en fonction de $w(z, \alpha_i)$. En effet, l'équation de Friedmann 1.7, dans un univers plat, donne :

$$H^2(z) = H_0^2\left[\Omega_{m,0}(1+z)^3 + \Omega_{X,z}\right] \ .$$

Le terme $\Omega_{X,z}$ est tel que :

$$\Omega_{X,z} = \Omega_{X,0}\exp\left[3\int_0^z (1 + w(z', \alpha_i))\frac{dz'}{1+z'}\right] \ .$$

Or, comme les observations tendent à montrer que l'Univers est plat, on peut remplacer $\Omega_{X,0}$ par $1 - \Omega_{m,0}$. La paramétrisation CPL de Chevalier, Polarski [23], et Linder [24] ne possède que deux paramètres w_0 et w_1 :

$$w = w_0 + w_1\frac{z}{1+z} \ .$$

Le paramètre w_0 représente l'équation d'état aujourd'hui, tandis que w_1 encode la dépendance temporelle. Le Dark Energy Task Force[4] a adopté la paramétrisation CPL pour comparer et

[4]Dark Energy Task Force est un comité de scientifiques ayant pour objectif de conseiller les agences de financement américaines, telle que le DOE (Departement of Energy), la NSF (National Science Fundation). Son rapport remis en 2006 (cf [25]) a permis aux agences d'identifier les actions permettant de garantir un développement rapide et concerté des expériences permettant de comprendre la nature de l'énergie noire.

évaluer les sondes de l'énergie noire.
Les paramétrisations que nous venons d'évoquer reproduisent correctement les modèles d'énergie noire pour lesquels le paramètre w_Λ varie peu avec z. Cependant, lorsque w_Λ présente de rapides variations, ces paramétrisations ne sont plus adaptées. Pour remédier à ce problème, une paramétrisation type *sigmoïde* a été proposé par Bassett *et al.*[26] :

$$w(z) = w_i + \frac{w_f - w_i}{1 + \exp\left[\frac{z - z_t}{\Delta}\right]} \ ,$$

où w_i correspond à l'équation d'état aujourd'hui, w_f correspond à l'équation d'état pour de grands redshifts, z_t correspond au redshift de transition, et Δ est la largeur de la marche, pour passer de w_i à w_f. Cette fonction reproduit une unique variation de l'équation d'état. Il existe d'autres paramétrisations, écrites sous forme de fonctions cosinus ou sinus permettant de reproduire une équation d'état oscillante.

1.4 Dynamique de la formation des structures et spectre de puissance de la matière

Pour ce qui suit, le lecteur peut trouver d'avantage d'explications dans l'ouvrage écrit par J.A Peacock, *Cosmological Physics*, [27], l'article de revue du même auteur [28], l'article de revue de Peter Coles [29], et la thèse de Jessica Démocolès [30]. Dans cette partie, on tentera d'expliquer rapidement l'origine des perturbations de densité de matière, puis on décrirera leur évolution dans le temps.

1.4.1 Un mot sur les perturbations primordiales

L'étude des perturbations permet de comprendre la formation des galaxies. En effet, ces dernières sont le fruit des perturbations de densité dans le plasma primordial. D'où viennent ces perturbations primordiales ? Leur origine est peu connue, mais elles viennent certainement des phénomènes physiques durant la phase d'inflation. Le modèle d'inflation est maintenant le meilleur candidat permettant de résoudre certains problèmes comme celui de l'horizon ou encore celui de la platitude. Le premier problème est qu'il n'y a pas, *a priori*, de raison que des régions causalement déconnectées se retrouvent avec les mêmes propriétés. Un calcul simple montre que lors de la dernière diffusion, les régions causalement en contact étaient séparées d'une taille angulaire d'environ 1 degré aujourd'hui. Or, comme il a été évoqué précédemment, le fond diffus cosmologique présente une température de corps noir constante à 10^{-5} près, dans toutes les régions du ciel. On pense donc que ces régions ont été en contact causal à un moment donné. Quant au problème de la platitude, nous observons que l'Univers est plat, c'est-à-dire que sa densité est proche de la densité critique. Or cet état n'est pas stable. Sachant que $\Omega_k = -kc^2/a^2H^2$, et que a évolue comme $t^{1/2}$ ($t^{2/3}$) dans la phase dominée par le rayonnement (par la matière *resp.*), il a fallu que $|\Omega_k(t_{rec}) - 1| \approx t_{rec}^{2/3}$. En d'autres termes, Ω_k a eu une valeur extraordinairement proche de zéro pour qu'aujourd'hui, on observe $\Omega_{k,0} \approx 0$. Afin de résoudre ces deux problèmes ainsi que d'autres non évoqués ici, Alan Guth en 1980 [31] a proposé le scénario inflationnaire. En quelques mots, l'inflation est un mécanisme permettant une augmentation exponentielle du facteur d'échelle a avec le temps, à une époque précédant l'aire dominée par le rayonnement. Un univers, possédant uniquement un terme de constante cosmologique Ω_Λ et un terme de courbure, voit son facteur d'échelle augmenter exponentiellement : $a(t) \approx e^{Ht}$ avec H constant. En d'autres termes, le facteur d'échelle suit une croissance exponentielle, tandis que la taille de l'horizon causal suit

une croissance linéaire, donc beaucoup moins importante. L'horizon causal, défini comme la longueur maximale parcourue par un photon émis au temps t_i est capable d'être observé au temps t :

$$d_H(t) = a(t) \int_{t_i}^{t} \frac{cdt'}{a(t')} \ . \tag{1.32}$$

Dans le cas de l'inflation, la taille de l'horizon évolue en $1/H \times e^{-Ht} \approx (aH)^{-1}$, c'est-à-dire qu'en remontant dans le passé, l'horizon était bien plus grande qu'au moment du découplage. Un mécanisme stoppant cette augmentation exponentielle est cependant nécessaire. Un des modèles d'inflation est celui du champ scalaire d'*inflaton* ϕ. Un parallèle peut être fait avec les modèles d'énergie noire à champ scalaire. Pour obtenir une évolution exponentielle du facteur d'échelle, il faut que le champ soit en roulement lent dans son potentiel. Des fluctuations quantiques du champ d'inflaton, lorsque celui-ci est en haut de son potentiel, seraient responsables de l'origine des sur-densités de matière primordiales. Sans entrer dans les calculs, pour les modes de perturbation scalaire δ_ϕ de taille spatiale $\lambda \propto 1/k >> 1/aH$ où k est le vecteur d'onde dans l'espace de Fourier, la physique causale ne s'applique pas. Durant l'inflation, de plus en plus de modes sortent de l'horizon. Ces modes sont dits 'gelés', car lorsqu'ils sortent de l'horizon, ils cessent d'évoluer. On verra dans la suite, qu'un mode sorti de l'horizon croît. En fin d'inflation, l'horizon est si grand que presque tous les modes ont $\lambda >> R_H$. Cela produit le spectre de puissance des perturbations scalaires qui est presque invariant d'échelle, c'est-à-dire que :

$$P_\phi(k) \propto k^{n_s} \ ,$$

où n_s est l'indice spectral scalaire proche de 1. Le spectre de puissance met en lumière la croissance des différents modes les uns par rapport aux autres. Dans de nombreux modèles viables, $n_s \approx 1$ et le spectre des fluctuations primordiales est invariant d'échelle. Ceci nous montre que tous les modes évoluent de la même manière, il n'y a pas d'échelle privilégiée. Les fluctuations du champ scalaire d'inflaton se traduisent directement en fluctuations sur la densité de matière présente en fin d'inflation, lorsque les modes ré-entrent dans l'horizon. En effet, dans ce scénario, les particules du modèles standard de la physique des particules sont le fruit de la désintégration du champ d'inflaton. En admettant par la suite que des fluctuations primordiales sont à l'origine des fluctuations des sur-densités de matière qui ne peuvent pas être d'origine classique, voyons comment ces dernières évoluent avec le temps.

1.4.2 La dynamique des perturbations de densité de matière

Les forces mises en jeu dans la dynamique des perturbations de densité de matière sont la force attractive de gravitation, et la force répulsive de pression du fluide. Il y a une compétition entre ces deux forces, et intuitivement, on imagine que plus une sur-densité de matière $\delta\rho > 0$ est grande, plus la matière autour sera attirée, plus $\delta\rho$ augmente. La limite pour laquelle ce phénomène commence à exister, c'est-à-dire où la force de pression ne contre-balance plus la force de gravité, est connue sous le nom de longueur de Jeans. Considérons une sur-densité positive sphérique de matière $\delta\rho > 0$ de rayon λ, pour qu'il y ait effondrement gravitationnel, il faut que le potentiel gravitationnel soit supérieur à l'énergie cinétique des particules composant le fluide :

$$\frac{G\rho\lambda^3}{\lambda} > c_s^2 \ ,$$

où c_s est la vitesse du son définie par l'équation 1.19. La longueur de Jeans λ_J est donc égale à :

$$\lambda_J = \frac{c_s}{\sqrt{G\rho}} \ .$$

Essayons de comprendre de manière plus quantitative la dynamique des perturbations dans un fluide non relativiste, et ne subissant pas de collision. Un tel fluide est gouverné par la mécanique Newtonienne. Les équations d'Euler, de conservation de l'énergie et de Poisson qui régissent l'évolution temporelle et spatiale de la pression p, de la densité ρ, de la vitesse du fluide $\vec{v}$ et du potentiel gravitationnel Φ, s'écrivent :

$$\begin{aligned} \frac{D\vec{v}}{Dt} &= -\frac{1}{\rho}\vec{\nabla}p - \vec{\nabla}\Phi \ , \\ \frac{D\rho}{Dt} &= \rho\vec{\nabla}.\vec{v} \ , \\ \Delta\Phi &= 4\pi G\rho \ , \end{aligned} \tag{1.33}$$

où la dérivée totale est $D/Dt = \partial/\partial t + \vec{v}.\vec{\nabla}$. Dans le cas d'un univers homogène, où ρ_0 ne dépend pas des coordonnées d'espace et $\vec{v_0} = H\vec{x}$, la seconde équation de 1.33 devient $\dot{\rho_0} = -3H\rho_0$. Les perturbations du fluide peuvent être exprimées comme des petites fluctuations autour d'une solution homogène $(\rho_0, p_0, \vec{v}_0, \Phi_0)$, de sorte que :

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_0 + \delta\rho \ , \\ p &= p_0 + \delta p_0 \ , \\ \vec{v} &= \vec{v}_0 + \delta\vec{v} \ , \\ \Phi &= \Phi_0 + \delta\Phi \ . \end{aligned} \tag{1.34}$$

Insérant 1.34 dans 1.33, et en ne gardant que les termes d'ordre 1 en δ, on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}\delta\vec{v} &= -\frac{1}{\rho_0}\vec{\nabla}\delta p - \vec{\nabla}\delta\Phi - (\delta\vec{v}.\vec{\nabla})\vec{v_0} \ , \\ \frac{d\delta}{dt} &= -\vec{\nabla}\delta\vec{v} \ , \\ \Delta\delta\Phi &= 4\pi G\rho_0\delta \ , \end{aligned} \tag{1.35}$$

où l'on a posé :

$$\delta = \frac{\delta\rho}{\rho_0} \ .$$

Afin de séparer l'effet de l'expansion de l'Univers du mouvement propre du fluide, il est intéressant de travailler en coordonnées comobiles $\vec{r} = \vec{x}/a(t)$. La vitesse comobiles $\vec{u}$ est telle que :

$$\vec{v} = a(t)\vec{u} \ .$$

Ainsi, l'opérateur gradient se transforme : $\vec{\nabla}_x = 1/a(t) \times \vec{\nabla}_r$. Les équations 1 et 2 de 1.35, deviennent :

$$\begin{aligned} \dot{\vec{u}} + 2\frac{\dot{a}}{a}\vec{u} &= \frac{\vec{g}}{a} - \frac{1}{\rho_0}\vec{\nabla}\delta p \ , \\ \dot{\delta} &= -\vec{\nabla}.\vec{u} \ , \end{aligned} \tag{1.36}$$

où $(\delta\vec{v}.\vec{\nabla})\vec{v_0} = H\delta\vec{v}$, et où l'on a posé $\vec{g} = \vec{\nabla}\delta\Phi/a$.
Considérons les ondes planes solutions de l'équation 1 de 1.36. Pour un unique mode, on a $\delta \propto \exp\left(-i\vec{k}.\vec{r}\right)$, où $\vec{k}$ est le vecteur d'onde comobile. La dépendance temporelle est portée par l'amplitude de l'onde. L'équation régissant la partie temporelle de l'onde plane est obtenue en prenant la dérivé temporelle de la seconde équation de 1.36, et en prenant la divergence de la première équation, ce qui conduit à :

$$\ddot{\delta} + 2\frac{\dot{a}}{a}\dot{\delta} + \delta\left(\frac{c_s^2 k^2}{a^2} - 4\pi G\rho_0\right) = 0 \ . \tag{1.37}$$

Notons qu'avec une métrique statique, l'amplitude de δ est donnée par :

$$\delta(t) = e^{\pm\omega t}, \text{ avec } \omega^2 = 4\pi G\rho_0 - c_s^2 k^2 \ .$$

Lorsque le terme de droite de la seconde égalité est négatif, il vient un nombre complexe i dans l'expression de la pulsation ω, et la solution est oscillante. Dans le cas inverse, l'instabilité δ croît exponentiellement. La transition entre les deux régimes se fait pour la longueur de Jeans : $\lambda_J = 2\pi/k_J = c_s\sqrt{\pi G\rho_0}$.
Dans la cas où la métrique n'est pas statique, notons que la longueur de Jeans varie avec le temps puisque ρ_0 dépend du facteur d'échelle. Ainsi, un mode donné pourra passer d'un comportement croissant à un comportement oscillant. Avec le temps, la longueur de Jeans augmente, autrement dit, les structures d'échelle de plus en plus grande vont se mettre à osciller lorsqu'elles atteignent une taille inférieure à la longueur de Jeans.
De manière générale, il y a plusieurs espèces présentes, comme par exemple les photons, les baryons et la matière noire. Il est cependant intéressant d'examiner les solutions pour un univers dominé soit par le rayonnement et soit par la matière.

Lorsque le rayonnement ou la matière domine

Lorsque c'est le rayonnement qui domine, les équations 1.33 et celles qui en découlent ne sont plus valables car pour les obtenir, nous avions fait l'hypothèse que le fluide pouvait être traité de manière Newtonienne. Lorsque le rayonnement domine, ce n'est pas le cas, et les perturbations devraient être traitées par la relativité générale. Il est cependant possible de retrouver les bons comportements grâce à la relativité restreinte. La vitesse du son c_s est proche de $1/\sqrt{3}$ et la pression du fluide doit être prise en compte : $p = \rho/3$. On peut montrer que l'équation 1.37 devient :

$$\ddot{\delta} + 2\frac{\dot{a}}{a}\dot{\delta} - \frac{32\pi}{3}G\rho_0\delta = 0 \ . \tag{1.38}$$

Le facteur d'échelle évoluant comme $a \propto t^{1/2}$ lorsque le rayonnement domine, sachant que $\Omega_r = 1$ il vient que :

$$\rho_0 = \frac{3}{32\pi G t^2} \ . \tag{1.39}$$

Une loi de puissance $\delta \propto t^{\pm 1}$ est solution de l'équation 1.38. Lorsque la matière domine, $a \propto t^{2/3}$ et le comportement de ρ_0 est le même :

$$\rho_0 = \frac{1}{6\pi G t^2} \ , \tag{1.40}$$

et de même, une solution en loi de puissance existe : $\delta \propto t^n$ avec $n = 2/3$ ou -1.
Il est intéressant de noter que dans ces deux cas simples, le mode croissant est toujours

plus grand que l'horizon causal d_H défini à l'équation 1.32. Notons aussi que l'équation de Poisson perturbée (3ème équation de 1.35) nous dit que $-k^2\Phi \propto \rho_0\delta$, soit, après simplification $\Phi \propto \delta/a$ (δ/a^2) dans le cas de la matière (rayonnement *resp.*). Or d'après les solutions ci-dessus, on s'aperçoit dans les deux cas que le champ gravitationnel est indépendant de t. On dit que les modes croissants dont l'échelle est plus grande que l'horizon sont *gelés*.

Cas général

Dans le cas général, les différentes composantes (rayonnement, matière baryonique et matière noire) sont couplées. On ne peut plus utiliser le type d'équation 1.37 individuellement pour chaque composante. La plupart du temps, selon le type de fluide présent, une résolution numérique est nécessaire. On peut tout de même deviner l'évolution des perturbations dans le temps. Pour notre Univers, le scénario est le suivant :

- durant la phase dominée par le rayonnement, la matière suit l'évolution des sur-densités de rayonnement. En effet, la matière noire est couplée par la gravitation aux baryons eux-mêmes fortement couplés aux photons. Cependant la pression de rayonnement tente d'éliminer les sur-densités à petite échelle. Le plasma de baryons et d'électrons *oscille* entre l'effondrement gravitationnel et échappement grâce à la pression radiative. Les sur-densités à grande échelle sont suffisamment importantes pour survivre et croître, tandis que celles à petite échelle oscillent. La limite entre les deux régimes correspond à la longueur de Jeans.
- lorsque le temps évolue, la longueur de Jeans augmente, et les grandes échelles commencent à osciller, comme évoqué plus haut. Ceci cesse lors de l'égalité entre la matière et le rayonnement, correspondant à λ_J^{eq}.
- Après l'égalité rayonnement-matière, la pression de rayonnement n'est plus suffisante, et les sur-densités de matière à toutes les échelles se mettent à croître.

1.4.3 Fonction d'auto-corrélation et spectre de puissance

Le spectre de puissance est une fonction qui permet de rendre compte de l'importance des modes les uns par rapport aux autres. Considérons pour le moment l'amplitude spatiale des perturbations $\delta(\vec{x})$. La transformée de Fourier de l'amplitude s'écrit par définition comme :

$$\tilde{\delta}(\vec{k}) = \frac{1}{L^3}\int_V \delta(\vec{x})e^{-i\vec{k}.\vec{x}}d^3\vec{x} \ ,$$

où L est la taille dans une direction de l'espace, et $V \sim L^3$. La fonction de corrélation ξ à deux points (ou fonction d'auto-corrélation) et définie comme la moyenne du produit de l'amplitude de la perturbation au point $\vec{x_1}$ et au point $\vec{x_2}$:

$$\xi(\vec{r}) = \langle\delta(\vec{x_1})\delta(\vec{x_2})\rangle \ ,$$

où $\vec{r} = |\vec{x_1} - \vec{x_2}|$.

Le signe $\langle\rangle$ correspond à l'intégrale normalisée sur le volume. En vertu du théorème de Perseval, la fonction d'auto-corrélation s'écrit en fonction de $\tilde{\delta}(\vec{k})$:

$$\xi(\vec{r}) = \langle\frac{V^2}{(2\pi)^6}\int\int \tilde{\delta}(\vec{k})\tilde{\delta}^*(\vec{k'})e^{i(\vec{k'}-\vec{k}).\vec{x}}e^{-i\vec{k}.\vec{r}}d\vec{k}d\vec{k'}\rangle \ ,$$

où l'on a pris le complexe conjugué de l'une des fonctions δ, car ce sont des fonctions réelles. Notons que la moyenne sur le volume V de $e^{i(\vec{k'}-\vec{k}).\vec{x}}$ est un dirac $2\pi\delta^D(\vec{k'} - \vec{k})$. Seuls les

termes pour lesquels $\vec{k} = \vec{k'}$ subsistent de sorte que :

$$\xi(\vec{r}) = \frac{V}{(2\pi)^3} \int |\tilde{\delta}(\vec{k})|^2 e^{-i\vec{k}.\vec{r}} d^3k \ . \tag{1.41}$$

Le spectre de puissance est défini comme la transformée de Fourier de la fonction d'auto-corrélation, ainsi :

$$\begin{aligned} P(\vec{k}) &= \frac{1}{V} \int \xi(\vec{r}) e^{i\vec{k}.\vec{r}} d^3r \ , \\ \Leftrightarrow P(\vec{k}) &= \langle |\tilde{\delta}(\vec{k})|^2 \rangle \ . \end{aligned} \tag{1.42}$$

La fonction d'auto-corrélation peut s'écrire, en fonction du spectre de puissance :

$$\xi(r) = \frac{V}{(2\pi)^3} \int P(k) \frac{\sin(kr)}{kr} 4\pi k^2 dk \ . \tag{1.43}$$

Pour obtenir cette équation, on a pris la transformée de Fourier inverse et l'isotropie a été considérée ($|\vec{r}| = r$ et $|\vec{k}| = k$). Comme nous l'avons évoqué plus haut, dans de nombreux scénarios inflationnaires, le spectre des perturbations en sortie d'inflation est presque invariant d'échelle :

$$P(k) \propto k^n \ , \tag{1.44}$$

où le cas de Harrison Zel'dovich $n = 1$ est souvent considéré ([32] et [33]). Ce spectre est souvent utilisé comme point de départ pour le calcul des perturbations de matière.

1.4.4 Fonction de transfert

L'évolution du spectre de puissance primordial se traduit par une fonction de transfert qui va dépendre essentiellement des différents composants de l'Univers, traduisant la croissance des modes les uns par rapport aux autres. Elle permet de passer d'un spectre initial $P_0(k)$ décrit par 1.44 à un spectre tenant compte de l'évolution des perturbations aux différentes échelles :

$$P(k) = T(k)^2 P_0(k) \ .$$

Une sur-densité peut s'écrire comme la somme de deux solutions, la plupart du temps, une solution croissante et une solution décroissante ou oscillante. Pour notre analyse, seule la solution croissante nous intéresse car c'est elle qui donne naissance aux galaxies. Cette solution peut être factorisée en une fonction dépendante du temps et dépendante de l'espace :

$$\delta(\vec{x}, t) = D_+(t) \delta(\vec{x}) \ , \tag{1.45}$$

où $D_+(t)$ encode l'évolution temporelle, tandis que $\delta(\vec{x})$ encode l'évolution spatiale. Ainsi, à un temps t', le spectre de puissance s'écrit comme :

$$P(k, t') = T(k)^2 P_0(k, t) \left(\frac{D_+(t)}{D_+(t')} \right)^2 .$$

La fonction de transfert, qui reflète la croissance des modes dans l'espace, tend vers 1 pour les grandes échelles (petits k). En effet, les grandes échelles, plus grandes que l'horizon croissent de manière universelle. Avant l'égalité rayonnement-matière, seules les perturbations aux

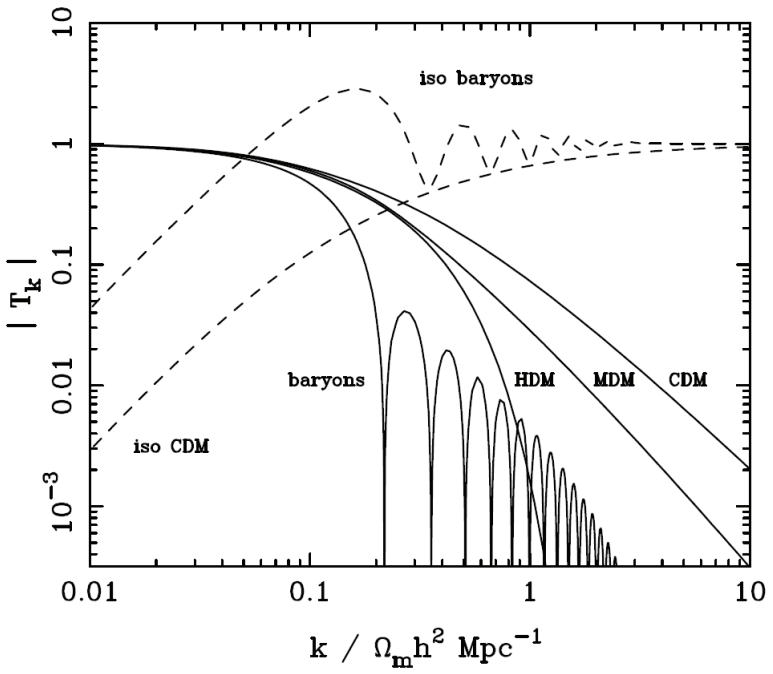

FIG. 1.3 – Evolution de la fonction de transfert pour différentes composantes. La courbe labélisée CDM correspond à *Cold Dark Matter*, et celle labélisée HDM correspond à *Hot Dark Matter*. Figure extraite de Peacock [28].

échelles plus grandes que l'horizon croissent, car à plus petite échelle les photons *lissent* les sur-densité de matière baryonique et donc de matière noire. La diminution de T à plus grande échelle est simplement due à la croissance moindre des perturbations à ces échelles. Ceci peut être visualisé grâce à la courbe de label CDM de la figure 1.3. Dans le cadre de la matière noire froide non baryonique, les particules sont lentes et le lissage (*free-streaming*) à petite échelle est moins efficace que pour un modèle de matière noire chaude (HDM pour *Hot Dark Matter*). Ceci mène au scénario 'bottom-up' où les petites structures qui survivent fusionnent pour former les structures plus grosses. Concernant la matière baryonique, à grande échelle, les perturbations n'oscillent pas car leur taille est plus grande que celle de l'horizon. Quant aux perturbations à petite échelle, elles oscillent à cause de la compétition entre la force gravitationnelle et la pression de rayonnement. Cependant, à très petite échelle (grand k), ces oscillations sont supprimées car les photons sont capables d'effacer complètement les sur-densités. Ceci peut être vu sur la figure 1.3 avec la courbe labélisée 'baryons'.

Pour comprendre la forme du spectre de puissance de la matière, il faut considérer l'évolution de chacune des composantes, en interaction les unes avec les autres. Mesurer le spectre de puissance de la matière précisément est l'un des enjeux majeurs de la cosmologie observationnelle. Nous verrons que des observables d'intérêt pour l'étude de l'énergie noire dépendent de $P(k)$. La figure 1.4 représente des points de mesure de $P(k)$.
Le problème principal rencontré lorsqu'il s'agit d'effectuer une telle mesure est que la majeure partie de la matière est sous forme de matière noire, et qu'il n'est pas possible de la sonder facilement. A la place, c'est la matière visible, qui ne représente même pas l'ensemble de la matière baryonique que nous sondons, grâce à l'observation des galaxies. Ainsi, étudier les galaxies pour sonder la distribution de matière introduit un biais.

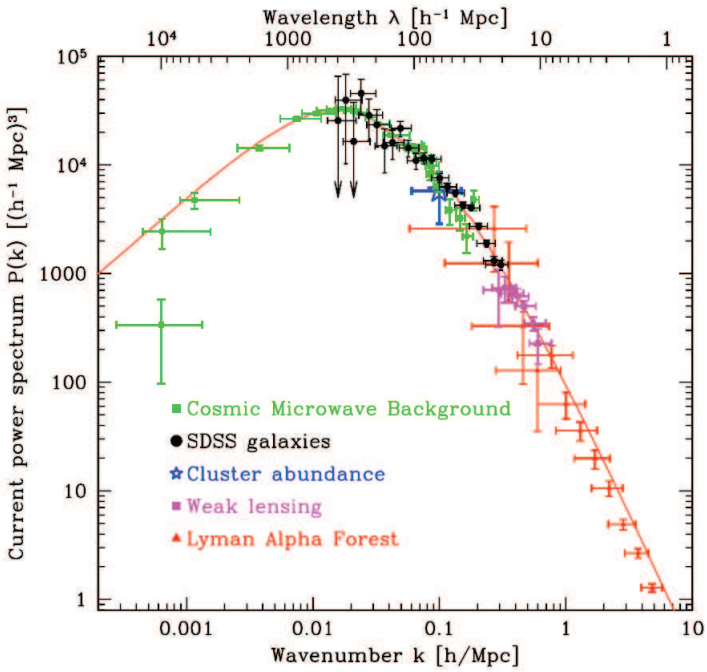

FIG. 1.4 – Spectre de puissance de la matière mesuré par différentes sondes. Figure extraite de Tegmark *et al.*[34] pour la collaboration SDSS.

1.5 Les sondes observationnelles

Dans cette partie, nous allons voir que contraindre l'énergie noire peut être fait grâce à l'observation de différents 'objets' astrophysiques. Comme il a été évoqué dans la partie 1.3, pour contraindre efficacement l'énergie noire, il est préférable de mesurer à la fois des distances du type distance de luminosité ou distance de diamètre angulaire (les deux étant reliées), et l'évolution des inhomogénéités de densité de matière. Il n'est cependant pas possible de mesurer ces deux quantités avec une seule sonde observationnelle. Les différents types de mesures présentées dans la suite sont donc complémentaires. Dans ce qui suit, l'accent est mis sur les oscillations acoustiques de baryons qui font l'objet du dernier chapitre.

1.5.1 Les lentilles gravitationnelles faibles

Le premier test expérimental de la théorie de la relativité générale d'Einstein était fondé sur la prédiction qu'un rayon lumineux est defléchi par la présence d'objets massifs, par un angle deux fois plus grand que celui calculé dans le cadre de la mécanique Newtonienne. L'équipe de l'astronome anglais Eddington a été la première à vérifier cela le 29 Mai 1919 lorsqu'en effet, au cours d'une éclipse solaire, ils observèrent un décalage de 1.75 seconde d'arc de la position de l'étoile brillante, deux fois plus que l'angle newtonien. Ce phénomène est à l'origine des lentilles gravitationnelles. En présence d'une densité massique élevée, la position d'un objet astrophysique dans le ciel est décalée par rapport à sa 'véritable' position, celle qu'il aurait en l'absence de masse entre l'observateur et la source. La '*lentille*' est l'objet astrophysique responsable du potentiel gravitationnel, et cet objet peut être de différente nature, allant d'une unique galaxie à un amas de plusieurs centaines de galaxies. Le schéma 1.6 illustre l'effet de lentille gravitationnelle pour un point source. L'angle de déflexion dépend

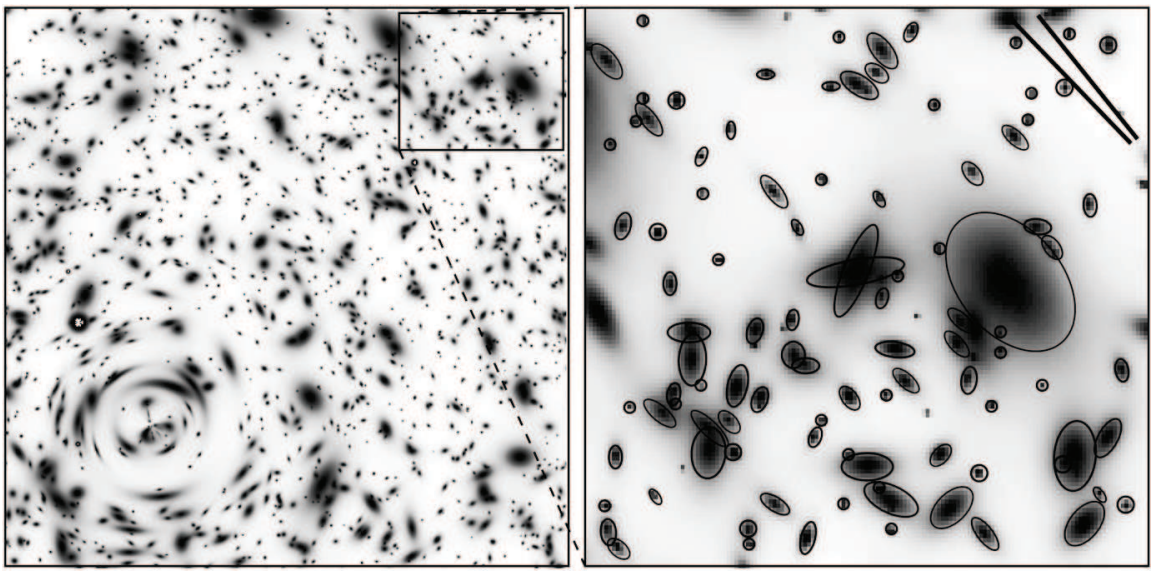

Fig. 1.5 – Illustration d'une simulation extraite de Mellier [37]. Cette image provient d'une simulation d'un amas de galaxies lentilles à redshift 0.15. Les galaxies sources sont en moyenne à un redshift de 1. Dans la zone en bas à gauche de l'image, on peut clairement identifier des arcs (images multiples d'une même source), c'est le régime de lentille gravitationnelle forte. Plus l'on s'éloigne du centre de l'amas lentille, plus la distorsion est faible. L'image de droite correspond à un agrandissement de la zone en haut à gauche du champ. Dans ce cas, on est dans le régime de lentille gravitationnelle faible. L'orientation moyenne des galaxies est donnée par la ligne droite la plus en haut de l'image, tandis que la ligne droite juste au dessous correspond à la véritable orientation moyenne. On voit que la différence d'orientation entre ces deux segments est faible.

naturellement de la masse de la lentille, mais aussi des distances relatives entre la lentille, la source et l'observateur.
Les lentilles gravitationnelles sont des sondes à la fois de l'expansion de l'Univers, mais aussi des sur-densités de matière. Elles permettent de mesurer le taux d'expansion de l'Univers car la distorsion de l'image de la galaxie source dépend des distances entre la source, la lentille et l'observateur. Or ces distances dépendent des paramètres d'énergie noire. L'évolution des sur-densités est quant à elle sensible aux modifications de la gravité (par une modification de l'équation 1.30), les lentilles gravitationnelles sont particulièrement utiles pour discriminer les modèles d'énergie noire de cette catégorie. Notons également que comme la distorsion des rayons lumineux est sensible à la distribution de matière des galaxies lentilles, elle permet d'étudier la structure des halos de matière noire.
L'angle de déflexion n'est pas observable, mais il arrive de pouvoir observer plusieurs images d'une même source, c'est le régime de lentille gravitationnelle forte. Dans la plupart des cas néanmoins, l'image est faiblement distordue, et on parle de lentille gravitationnelle faible. Dans ce régime, une étude statistique de l'image de nombreuses galaxies sources est nécessaire pour pouvoir extraire un signal. Les deux régimes sont visibles sur la figure 1.5. Les lentilles gravitationnelles faibles ont été observées pour la première fois par Tyson *et al.*[35] et Brainerd *et al.*[36] en 2000.

Afin de comprendre en quoi cette sonde permet de contraindre les paramètres d'énergie noire, il est nécessaire d'introduire les concepts de base d'une lentille gravitationnelle. De

plus amples explications peuvent être trouvées dans le livre de Sean Carroll, Spacetime and Geometry (Addison Wesley 2004), le livre de Yun Wang, Dark Energy (Wiley-VCH, 2010), l'article de revue de Bartelmann et Schneider [38], de Mellier [37] et Huterer [39]. Les étapes des calculs ne seront pas détaillées en profondeur, et le lecteur est renvoyé à ces ouvrages et articles s'il cherche plus de précision.
Considérons la figure 1.6, correspondant à une source séparée d'un observateur par une distance de diamètre angulaire d_s. Entre les deux se trouve la *lentille*, à une distance de l'observateur (resp. la source) d_l (d_{ls} *resp.*). On se place dans l'hypothèse de la lentille *fine*, c'est-à-dire que son extension spatiale est bien plus faible que les distances définies ci-dessus. Sur la figure, l'axe optique correspond à la direction de la droite passant par la source et l'observateur. L'image de la source est décrite par un ensemble d'angles par rapport à l'axe, et c'est pour cette raison que la notation vectorielle est adoptée. L'angle $\vec{\beta}$ correspond à l'angle physique entre l'axe et la source. L'observateur voit la lentille avec un angle $\vec{\theta}$, de telle sorte que l'angle de déflexion de la lumière par la lentille est $\vec{\hat{\alpha}}$. Cet angle est relié à l'angle de déflexion réduit, $\vec{\alpha} = \vec{\theta} - \vec{\beta}$, par la relation : $\vec{\alpha} = \vec{\hat{\alpha}} d_{ls}/d_s$. L'équation de lentille est :

$$\vec{\beta} = \vec{\theta} - \frac{d_{ls}}{d_s}\vec{\alpha} \ . \tag{1.46}$$

L'angle de déflexion dépend du potentiel gravitationnel Φ :

$$\hat{\alpha} = 2\int \vec{\nabla}_\perp \Phi \vec{ds} \ , \tag{1.47}$$

où $\vec{\nabla}_\perp$ est le gradient transverse égal au gradient total moins le gradient le long de la ligne de visée, et $\vec{ds}$ est l'élément de longueur entre la source et l'observateur. L'intégration est effectuée entre l'observateur et la source. On peut montrer que pour une lentille représentée par un point source de masse M, l'équation 1.47 se simplifie :

$$\hat{\alpha} = \frac{4GM}{\xi} \ ,$$

où $\xi = d_l\theta$ est le paramètre d'impact. Dans un cas plus général, où la lentille n'est pas un point source, on peut définir la densité de masse surfacique, aussi appelé **convergence**, la quantité sans dimension suivante :

$$\begin{aligned} \kappa(\vec{\theta}) &= \frac{\Sigma(d_l\vec{\theta})}{\Sigma_{crit}} \ , \\ \Sigma_{crit} &= \frac{1}{4\pi G}\frac{d_s}{d_{ls}d_l} \ , \end{aligned}$$

où Σ est la densité de masse surfacique (égale à la masse de la lentille divisée par sa surface) Σ_{crit} est la densité de masse surfacique critique. Un lentille ayant $\Sigma > \Sigma_{crit}$ présente plusieurs solutions à l'équation de lentille 1.46, indiquant l'existence de plusieurs images. Le paramètre de convergence est donc directement relié à la densité de matière, grâce au terme Σ. Le potentiel gravitationnel et l'angle de déflexion $\vec{\alpha}$ s'écrivent en fonction de $\kappa(\vec{\theta})$:

$$\begin{aligned} \Phi(\vec{\theta}) &= \int \kappa(\vec{\theta}')\ln|\vec{\theta} - \vec{\theta}'|d\vec{\theta}' \ , \\ \vec{\theta} &= \frac{1}{\pi}\int \kappa(\vec{\theta}')\frac{\vec{\theta} - \vec{\theta}'}{|\vec{\theta} - \vec{\theta}'|^2}d\vec{\theta}' \ . \end{aligned} \tag{1.48}$$

On a toujours la relation $\vec{\alpha} = \vec{\nabla}\Phi$, et la loi de poisson devient $\Delta\Phi(\vec{\theta}) = 2\kappa(\vec{\theta})$.

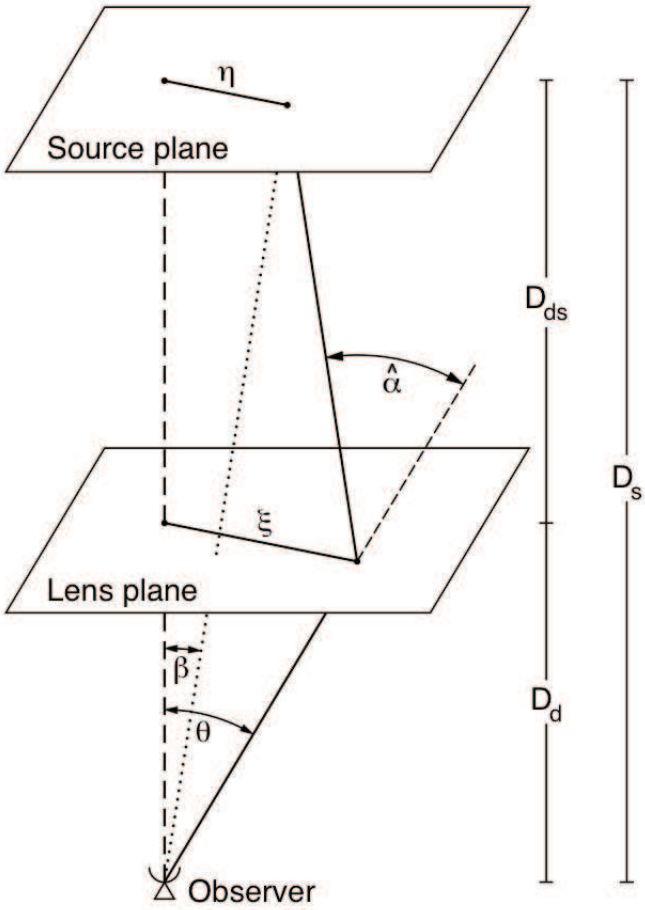

FIG. 1.6 – Figure extraite de Bartelmann et Schneider [38]. L'axe optique passe par l'observateur et la lentille. La longueur η correspond à la distance de la source par rapport à l'axe optique. La source est à une distance d_s de l'observateur et à une distance d_{ds} de la lentille. La lentille étant à une distance d_l de la l'observateur. Les distances auxquelles nous faisons référence sont des distances qui seraient inférées par la mesure d'angle, ce sont donc des distances de diamètre angulaire. Notons que comme nous vivons dans un espace en expansion, nous n'avons pas l'égalité $d_s = d_{ls} + d_l$.

Grossissement et distorsion

Il apparaît que l'éclat surfacique (*surface brightness*) est conservé, entre la source, et l'image. En effet, en vertu du théorème de Liouville, un volume d'espace des phases est constant dans le temps. Cela implique que si l'image présente une surface plus grande que la source, elle sera plus brillante qu'en l'absence de lentille. Cela se traduit par :

$$I(\vec{\theta}) = I^s\left(\vec{\beta}(\vec{\theta})\right) \ ,$$

où I est l'éclat surfacique observé tandis que I^s est celui de la source.
La forme de la source subit une distorsion. Cette distorsion se traduit pas une transformation passant de $\vec{\beta}$ à $\vec{\theta}$, telle un changement de coordonnées. La matrice jacobienne de transformation est une matrice 2×2 et s'écrit :

$$\begin{aligned} A(\vec{\theta}) &= \frac{\partial \beta_i}{\partial \theta_j} \ , \\ \Longleftrightarrow A(\vec{\theta}) &= \delta_{ij} - \frac{\partial^2 \Phi(\vec{\theta})}{\partial \theta_i \partial \theta_j} \equiv \begin{pmatrix} 1-\kappa-\gamma_1 & -\gamma_2 \\ -\gamma_2 & 1-\kappa+\gamma_1 \end{pmatrix} \ , \end{aligned}$$

où l'on a introduit ici les composantes du paramètre de **cisaillement** (*shear*) $\gamma \equiv \gamma_1 + i\gamma_2$, où i est le nombre complexe. Ce paramètre est directement lié à l'ellipticité de l'image de galaxie source. Dans le régime de lentille gravitationnelle faible, le cisaillement est approximativement égal à la moyenne de l'ellipticité. Le paramètre de **grossissement** μ est donné par le rapport

du flux de la source sur le flux de l'image. Un tel flux est une intégrale sur la distribution d'éclat de surface I. La facteur de proportionnalité entre un élément de surface de l'ancienne base à la nouvelle base est égal au déterminant de la matrice A. Or μ est justement ce facteur de proportionnalité :

$$\begin{aligned} \mu &= \frac{1}{\det A} \ , \\ \Leftrightarrow \mu &= \frac{1}{(1-\kappa)^2 - |\gamma|^2} \ . \end{aligned}$$

Notons que le grossissement μ peut être négatif. Ceci arrive lorsque la parité de l'image est inversée.
Le régime de lentille gravitationnelle faible correspond à $\kappa << 1$ and $|\gamma| << 1$. Dans ce régime, le grossissement et la distorsion des images des galaxies sources sont tellement faibles qu'ils ne peuvent pas être observés pour chaque galaxie de l'arrière plan, comme cela pourrait être le cas dans le régime de lentille forte. Il est nécessaire d'adopter un traitement statistique du grossissement et de la distorsion pour en tirer des informations sur la distribution de masse et les distances séparant les galaxies sources entre elles, et la distance les séparant de la lentille et de l'observateur.

Les observables

Les paramètres de convergence κ et le paramètre de cisaillement γ permettent de remonter à certains paramètres cosmologiques. Il est clair que ces deux grandeurs dépendent de la quantité de matière. Elles dépendent également des distances de diamètre angulaire séparant la source de l'observateur et la lentille de l'observateur. En répartissant les galaxies en intervalles de redshift, on peut évaluer la *carte* permettant de passer de l'image de la source sans à celle de la source avec lentille pour chaque intervalle de redshift, soit la matrice A. Le calcul des corrélations entre deux cartes d'intervalle de redshift différent permet notamment de remonter à l'évolution des sur-densités de matière δ et aux paramètres d'énergie noire qui affectent les distances. Comment cela se traduit-il de manière plus précise ?
Le paramètre de convergence κ est donné par le Laplacien du potentiel gravitationnel Φ (eq 1.48). De manière intuitive, on peut comprendre que le potentiel Φ dépende du contraste de densité de matière δ le long de la ligne de visé, mais aussi des distances relatives entre la source, la lentille et l'observateur. Pour n'importe quelle direction $\vec{n}$, la paramètre κ s'écrit comme l'intégrale le long de la ligne de visée du contraste de densité multiplié par une fonction fenêtre W :

$$\begin{aligned} \kappa(\vec{n}, \chi) &= \int_0^{\chi} W(\chi')\delta(\chi')d\chi' \ , \\ W(\chi) &= \frac{3}{2}\Omega_m H_0^2 (1+z) r(\chi) g(\chi)(1+z) \ , \end{aligned} \tag{1.49}$$

où χ et la distance comobile entre l'observateur et la source. La fonction g s'écrit comme :

$$g(\chi) = \int_{\chi}^{\infty} n(\chi') \frac{\chi' - \chi}{\chi'} d\chi' \ .$$

Dans cette dernière intégrale, $n(\chi)$ représente la distribution radiale des galaxies sources normalisée (c'est-à-dire que $\int_{\chi}^{\infty} n(\chi) d\chi = 1$). Dans le cas où toutes les galaxies sources sont au même redshift z_s, l'intégrale se simplifie :

$$g(\chi) = \frac{\chi(\chi_s - \chi)}{\chi_s} \ .$$

Le redshift z et χ sont reliés par l'équation 1.12, et tout dans 1.49 peut être exprimé en fonction de z et des Ω_i . Le redshift peut être déterminé grâce à un spectromètre ou par photométrie comme nous le verrons dans la suite.
Pour remonter au paramètre de cisaillement γ, il faut évaluer l'ellipticité des galaxies. L'ellipticité e^{obs} est reliée à l'ellipticité intrinsèque e de la galaxie par :

$$e^{obs} = \frac{e+\gamma}{1+\bar{\gamma}} \ ,$$

où $\bar{\gamma}$ est le conjugué de γ, e dépend de la longueur de l'axe mineur a et majeur b, ainsi que de l'angle α entre les deux axes :

$$e \approx \left(\frac{1-b/a}{1+b/a}\right) e^{2i\alpha} \ .$$

On peut montrer que la valeur moyenne de l'ellipticité observée est reliée à la fois à γ et κ par $\langle e^{obs}\rangle \approx \gamma/(1-\kappa) \approx \gamma$ dans le cas du régime de lentille gravitationnelle faible.
A partir de $\langle e^{obs}\rangle$, il est possible de calculer la fonction de corrélation à deux points de cisaillement γ pour des galaxies sources entre l'intervalle de redshift i et j :

$$\xi_{\gamma_i\gamma_j}(\vec{\theta}) = \langle \gamma_i(\vec{\theta_1})\bar{\gamma}_j(\vec{\theta_2})\rangle \ ,$$

où $\vec{\theta} = |\vec{\theta_1} - \vec{\theta_2}|$. On peut montrer que la fonction de corrélation à deux points de cisaillement est égale à la fonction de corrélation à deux points de la convergence $\langle \kappa_i(\vec{\theta_1})\kappa_j(\vec{\theta_2})\rangle$. Les fonctions $\gamma(\vec{\theta})$ peuvent être projetées sur les harmoniques sphériques, et les coefficients s'écrivent comme :

$$\tilde{\gamma}_{lm} = \int \gamma(\vec{n},\chi) Y^*_{lm} d\vec{n} \ .$$

Le spectre de puissance angulaire de cisaillement est défini comme la transformée en harmonique sphérique de $\xi_{\gamma_i\gamma_j}(\vec{\theta})$, de sorte que :

$$\langle \tilde{\gamma}_{lm,i}\tilde{\gamma}_{l'm',j}\rangle = \delta_{ll'}\delta_{mm'}P^{\gamma}_{ij}(l) \ .$$

D'après la remarque ci-dessus ($\xi_{\gamma_i\gamma_j} = \xi_{\kappa_i\kappa_j}$), le spectre de puissance de cisaillement est égal au spectre de puissance de convergence $P^{\kappa}_{ij}(l) = P^{\gamma}_{ij}(l)$. Kaiser [40], [41] et Hu [42] ont montré que la quantité observable $P^{\gamma}_{ij}(l)$ (ou $P^{\kappa}_{ij}(l)$) est reliée aux paramètres cosmologiques par les fonctions fenêtres ainsi que par le spectre de puissance de la matière $P_\delta(l,z)$, défini à l'équation 1.42 (cette fois la décomposition a été faite sur les harmoniques sphériques plutôt que sur les exponentielles complexes) :

$$P^{\kappa}_{ij}(l) = \int_0^\infty \frac{W_i(z)W_j(z)}{\chi(z)H(z)} P_\delta\left(k = \frac{l}{\chi(z)}, z\right) dz \ . \tag{1.50}$$

Le spectre de puissance de convergence (ou cisaillement) dépend à la fois de facteurs géométriques W_i et de la croissance des structures par P_δ. Ces deux quantités sont sensibles à la nature de l'énergie noire. En pratique, on est capable de mesurer $P^{\kappa}_{ij}(l)$ et on l'ajuste avec 1.50 afin de remonter aux paramètres cosmologiques.
Sans entrer dans les détails, les sources d'incertitudes sont les suivantes :
- la diversité des formes de galaxies.
- le nombre de galaxies pour lesquelles l'ellipticité n'a pas été bien mesurée,

– la variance cosmique, dominante aux grandes échelles. Cela vient tout simplement du fait que le nombre d'échantillons disponibles dans l'Univers observable diminue avec l'échelle d'observation. Par exemple, le premier multipôle $l = 1$ correspond à deux échantillons,

La figure 1.7 montre le spectre de puissance angulaire de convergence pour deux intervalles de redshift, prédits pour une expérience comme LSST. Deux scénarios pour la valeur de w_Λ ont été adoptés, et on voit qu'il sera possible de discriminer les hypothèses entre elles, vu la faible valeur des incertitudes.

Notons enfin qu'il est possible de calculer des fonctions de corrélation à des ordres supérieurs, portant encore suffisamment d'information sur les paramètres cosmologiques.

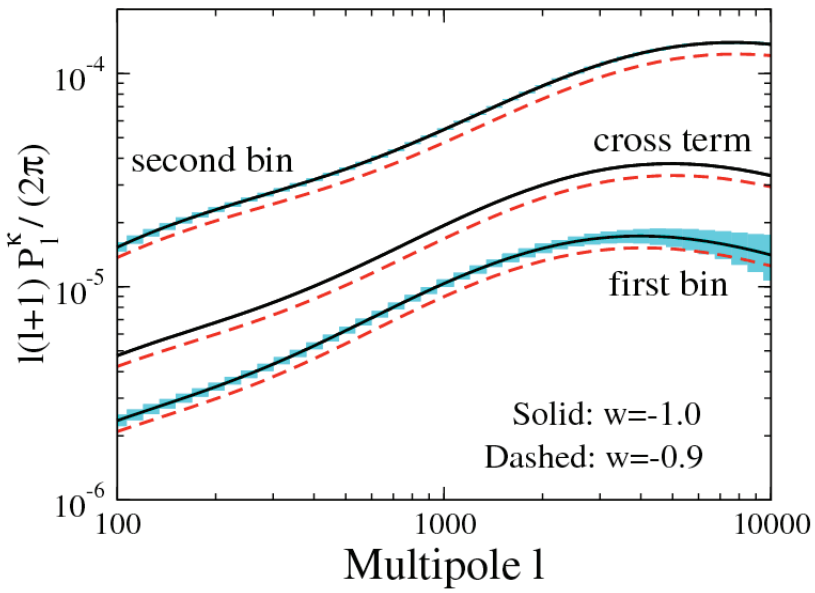

FIG. 1.7 – Spectre de puissance angulaire de convergence (en noire) et l'incertitude associée (en bleu), attendus avec le télescope LSST. Un modèle d'énergie noire avec $w_\Lambda = cst$ a été adopté et le trait plein correspond à $w_\Lambda = -1$ tandis que les tirets correspondent à $w_\Lambda = -0.9$. Le légende *first* et *second bin* correspondent à deux intervalles relativement large de redshift, $z_s \in [0, 1]$ et $z_s \in [1, 3]$. Les deux spectres correspondant sont donc des spectres d'auto-corrélation, tandis que le spectre intitulé *cross term* correspond au spectre de puissance croisé entre la première et le seconde intervalle de redshift. La distribution de galaxies adoptée pour faire cette figure est $n(z) = z^2 \exp[-2z]$, présentant un pic vers $z = 1$.

1.5.2 Les oscillations acoustiques de baryons

Les oscillations acoustiques de baryons (BAO pour *Baryonic Acoustic Oscillations* en anglais) sont la sonde qui nous intéressera principalement dans la suite de ce manuscrit. Le phénomène d'ondes acoustiques dans le plasma primordial a été expliqué dans la partie 1.4. On rappelle simplement qu'avant l'égalité rayonnement-matière, les sur-densités de matière sont à la fois lissées par la pression de rayonnement et entretenues par l'effet gravitationnel induit par les sur-densités de matière noire, quant à elles peu sensibles aux photons. Notons que les oscillations présentes dans le spectre de puissance des anisotropies en température

de la figure 1.1 sont le reflet des oscillations baryoniques sur les photons du CMB. La figure 1.3 montre l'effet des oscillations sur la fonction de transfert, et sur le spectre de puissance de la matière. Suivant ces considérations, il apparaît que le CMB avec les fluctuations de température d'une part, et les galaxies comme sondes de la matière d'autre part, doivent permettre de quantifier les oscillations acoustiques de baryons.
Avant le découplage, les sur-densités de baryons oscillent pour les petites échelles, tandis que les grandes échelles sont gelées et croissent. La longueur d'onde la plus grande pour laquelle il y a oscillation correspond à l'horizon à l'époque de la recombinaison t_{rec} où les baryons cessent d'être couplés aux photons. Sachant que la vitesse de propagation de l'onde est la vitesse du son c_s, dans un espace plat Euclidien, cette distance correspond à $s = c_s \times t_{rec}$. Prenant en compte l'expansion de l'Univers, la distance comobile s devient :

$$\begin{aligned} s &= \int_0^{t_{rec}} \frac{c_s}{a(t)} dt \ , \\ \Leftrightarrow s &= \int_{z_{rec}}^{\infty} \frac{c_s}{H(z)} dz \ . \end{aligned}$$

Une expression analytique existe pour s, en considérant le fait qu'à l'époque de la recombinaison, la densité d'énergie noire est sous-dominante, on obtient :

$$s = \frac{2}{H_0\sqrt{3\Omega_m(z_e)z_{eq}R_{eq}}} \ln\left[\frac{\sqrt{1+R_{rec}}+\sqrt{R_{rec}+R_{eq}}}{1+R_{eq}}\right] \ ,$$

où $R \equiv 3\rho_b/4\rho_\gamma$ (cf équation 1.19 où $c_s = 1/\sqrt{3(1+R)}$), et $z_{eq} = \Omega_m/\Omega_r$ est le redshift à l'égalité rayonnement-matière. Le redsfhit à la recombinaison z_{rec} est quant à lui donné par la température du CMB, et vaut $z_{rec} = 1090.5 \pm 0.9$. La physique du CMB contraint bien le rapport de densité de matière et de rayonnement, et les mesures de WMAP 5 ans donnent une valeur de l'horizon sonore $s = 146.8 \pm 1.8$ Mpc [43]. La valeur de s est souvent exprimée par unité de constante de Hubble : $s \approx 100$ h_{70}^{-1}Mpc, avec $h_{70} = H_0/70$.
La distance s est une **règle standard** qui, si elle est exprimée en coordonnées comobiles, ne varie pas. En d'autres termes, elle suit l'évolution cosmologique. C'est là tout l'intérêt d'étudier les BAO : mesurer le spectre de puissance de la matière dont la forme dépend de s, à différentes époques, permet de tracer l'expansion de l'Univers et de sonder l'énergie noire.
Un observateur est théoriquement capable de mesurer s le long de sa ligne de visée $s_\parallel(z)$, et tangentiellement $s_\perp(z)$. Tangentiellement, cette règle standard se traduit par l'observation d'un angle θ_{BAO}, et parallèlement à la ligne de visée, $s_\parallel$ permet de mesurer l'évolution du paramètre de Hubble :

$$\begin{aligned} s_\perp(z) &= \theta_{BAO}(1+z)d_A(z) \ , \\ s_\parallel(z) &= \frac{\Delta z}{H(z)} \ . \end{aligned} \tag{1.51}$$

où Δz correspond à la largeur de l'intervalle en redshift. La seconde équation de 1.51 peut être déduite de l'équation 1.12, en supposant que Δz est suffisamment petit.

Estimation de la fonction de corrélation

L'observable de choix pour mesurer la valeur de l'horizon sonore s en fonction du redshift, est la fonction de corrélation à deux points. De cette fonction, on peut déduire le spectre de puissance de la matière, car il est la transformée de Fourier de la fonction de corrélation (cf équation 1.43 et 1.42). La fonction de corrélation à deux points peut également être vue

comme l'excès de probabilité de trouver deux galaxies séparées d'une distance r. Soit $\delta^2 P$ la probabilité jointe de trouver une galaxie dans l'élément de volume δV_i et une autre galaxie dans δV_j, alors on a :

$$\delta^2 P = n_V^2 \left[1 + \xi(r)\right] \delta V_i \delta V_j \ ,$$

où n_V est la densité moyenne de galaxies et r la distance entre le centre des deux éléments de volume δV_i et δV_j. Ainsi, pour une distribution de galaxies uniforme, $\xi(r) = 0$. Notons qu'en pratique, il arrive que nous n'ayons pas accés à la coordonnée radiale de chacune des galaxies, mais plutôt une position angulaire sur le ciel. Dans ce cas, la fonction de corrélation est une fonction de l'angle θ et s'écrit de manière analogue :

$$\delta^2 P = n_\Omega^2 \left[1 + \omega(\theta)\right] \delta\Omega_i \delta\Omega_j$$

où cette fois, $\omega(\theta)$ est la fonction corrélation angulaire à deux points, $\delta\Omega$ est l'angle solide dans lequel se trouve la galaxie, et n_Ω est le nombre moyen de galaxies séparées d'un angle θ. En pratique, pour mesurer ξ (ou ω) pour un catalogue de galaxies noté C_D d'un champ Ω, on évalue le degré de non-uniformité, ce qui est équivalent à évaluer le degré de corrélation. Pour cela, on reproduit le catalogue C_D, en gardant le même nombre total de galaxies, mais ces galaxies sont distribuées uniformément dans le volume de sondage. On note ce catalogue synthétique C_S. Dans le catalogue C_S, $\xi = 0$ pour tout r, par construction. Lors de cette procédure, il est important de considérer la fonction de sélection du catalogue de galaxies réelles C_D. La fonction de sélection tient compte du fait que toutes les galaxies ne sont pas observées. Par exemple, moins une galaxie est brillante, moins elle a de chance d'être observée. Soit $n_{DD}(r)$ (n_{SS} *resp.*) le nombre de paires de galaxies séparées d'une distance r du catalogue C_D (C_S *resp.*). Un estimateur de ξ est donné par :

$$1 + \hat{\xi}(r) = \frac{n_{DD}(r)}{n_{SS}(r)} \ .$$

Pour plus de détail sur l'efficacité, le biais et la variance de cet estimateur, le lecteur est renvoyé à l'article de Landy et Szalay [44].
L'échelle des BAO a été identifiée il y a quelques années. En effet, les mesures réalisées sur un échantillon de galaxies rouges lumineuses (LRG en anglais pour *Luminous Red Galaxies*) par Eisenstein *et al.*[45] avec le télescope SDSS (*Sloan Digital Sky Survey*) en 2004 mettent en évidence un excès de corrélation pour des petites valeurs de s, comme on peut le voir sur la figure 1.8. La forte corrélation à petite échelle correspond à l'agglomération (*clustering*) de la matière noire, due à la force de gravitation, constituant ainsi un premier puits de potentiel. La corrélation à plus grande échelle, $s \approx 100$ h^{-1}Mpc correspond aux baryons ayant subit la pression de radiation des photons. Ces baryons, interagissant gravitationnellement avec la matière noire, ont permis à cette dernière de créer un deuxième puits de potentiel.
Notons que pour passer du redshift à la distance comobile, il est nécessaire de faire une hypothèse sur le modèle cosmologique. Cela implique que l'estimateur de la fonction de corrélation et celui du spectre de puissance s'écartent de leurs valeurs moyennes, si le choix du modèle cosmologique ne correspond pas au 'vrai' modèle. Dans l'article de Eisenstein *et al.*[45], la quantité D_V est définie. Elle tient compte du changement de la valeur des paramètres cosmologiques qui induit une dilatation transverse, à travers $d_a(z)$ et longitudinale à travers $H(z)$:

$$D_V(z) = \left[d_A(z)^2 (1+z)^2 \frac{z}{H(z)} \right]^{\frac{1}{3}} \ . \tag{1.52}$$

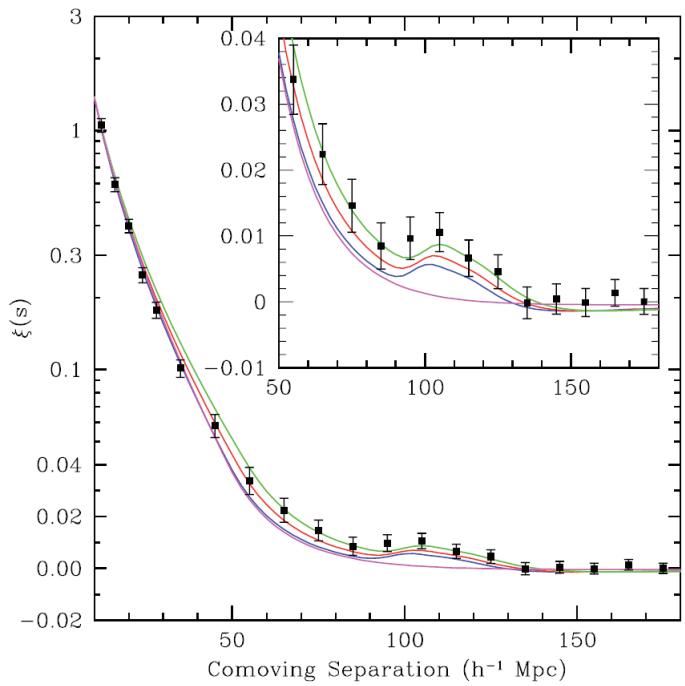

FIG. 1.8 – Fonction de corrélation à deux points en fonction de la distance comobile (en unité de h^{-1}Mpc). Elle a été évaluée grâce à un échantillon de 46 748 galaxies lumineuses rouges parmi l'échantillon principal de SDSS, sélectionnées à partir de leurs couleurs. La gamme en redshift spectroscopique s'étend de 0.16 à 0.47. La ligne verte (rouge, bleue *resp.*) correspond à un univers plat avec $\Omega_m h_{70}^2 = 0.12$ (0.13, 0.14 *resp.*) avec $\Omega_{bary} h_{70}^2 = 0.024$. La ligne magenta correspond à un modèle sans baryons, avec $\Omega_m h_{70}^2 = 0.105$, ne présentant, par conséquent, pas de pic acoustique. La mesure est en faveur du modèle ΛCDM. La figure émane d'Eisenstein *et al.*[45].

Ainsi, si le spectre de puissance est calculé pour un ensemble de valeurs de paramètres cosmologiques fiduciels avec D_V^{fid}, pour passer à un autre modèle cosmologique, il suffit de multiplier l'axe des k par la quantité :

$$a = D_V / D_V^{fid} \ . \tag{1.53}$$

Estimation du spectre de puissance avec la méthode FKP

Le spectre de puissance de la matière est calculé à partir d'un champ continu de sur-densités $\delta(\vec{r})$. En pratique, il n'est pas possible de mesurer le champ de sur-densités de matière, et la seule information à laquelle nous ayons accès est la position des galaxies. La méthode FKP (Feldman, Kaiser et Peacock [46]) consiste à estimer la transformée de Fourier de la distribution de galaxies observées moins la distribution de galaxies provenant d'un catalogue synthétique. Ceci est analogue à l'estimation de la fonction de corrélation décrite dans la partie précédente. Ce dernier catalogue C_S est construit de sorte que les tailles angulaire et radiale, ainsi que la fonction de sélection, correspondent à celles du catalogue de données réelles C_D. De plus, il ne tient pas compte de l'effet d'agglomération (*clustering effect*). Tout d'abord, il faut définir la fonction $F(\vec{r})$ tenant compte de la différence du nombre de galaxies séparées d'une distance $\vec{r}$, entre catalogue réelle et synthétique :

$$F(\vec{r}) = \frac{w(\vec{r}) \left[n_d(\vec{r}) - \alpha_s n_s(\vec{r}) \right]}{\int \left[\bar{n}(\vec{r}) w(\vec{r}) \right]^2 d^3 r} \ .$$

Le terme $\bar{n}$ représente la densité moyenne attendue, connaissant la taille angulaire, la profondeur et la fonction de sélection du sondage. Il est donné par la probabilité de trouver une galaxie dans l'élément de volume δV (Peebles [47]) :

$$Prob = \bar{n}(\vec{r}) \left[1 + \delta(\vec{r}) \right] \delta V \ .$$

Le terme n_d (n_s pour le catalogue synthétique) correspond au nombre de paires de galaxies séparées d'une distance $\vec{r}$:

$$n_d(\vec{r}) = \sum_i \delta^D(\vec{r} - \vec{r_i}) \ .$$

Le facteur α_s est un facteur de proportionnalité permettant d'ajuster le nombre de galaxies dans le catalogue synthétique C_S au nombre de galaxies du catalogue réel C_D :

$$\alpha_s = \frac{\bar{n}_d}{\bar{n}_s} \ .$$

Ainsi, le terme $\bar{n}(\vec{r})$ est égal soit à $\bar{n}_d$, soit à $\alpha_s \bar{n}_s$. La fonction $w(\vec{r})$ est telle qu'elle minimise la variance de l'estimateur du spectre de puissance $\hat{P}(k)$. On verra comment l'évaluer dans la suite. Cette fonction joue le rôle de pondération. On peut montrer que la transformée de Fourier $F(\vec{k})$ de $F(\vec{r})$, dépend de $P(\vec{k})$:

$$\langle |F(\vec{k})|^2 \rangle = \frac{1}{(2\pi)^3} \int P(\vec{k'}) |G(\vec{k} - \vec{k'})|^2 d^3k' + (1 + \alpha_s) \frac{\int \bar{n}(\vec{r}) w^2(\vec{r}) d^3r}{\int \left(\bar{n}(\vec{r}) w(\vec{r})\right)^2 d^3r} \ , \tag{1.54}$$

où il a été posé :

$$G(\vec{k}) = \frac{\int \bar{n}(\vec{r}) w^2(\vec{r}) e^{i\vec{k}.\vec{r}} d^3r}{\left[\int \left(\bar{n}(\vec{r}) w(\vec{r})\right)^2 d^3r\right]^{1/2}} \ .$$

La fonction G joue le rôle de masque car elle tient compte de la taille angulaire, de la profondeur et de la fonction de sélection du catalogue de données réelles. Le spectre de puissance observé est le véritable spectre de puissance convolué avec la fonction G. Un terme de bruit de grenaille (*shot noise*) apparaît dans le second terme du membre de droite de l'équation 1.54 :

$$P_{shot} = (1 + \alpha_s) \frac{\int \bar{n}(\vec{r}) w^2(\vec{r}) d^3r}{\int \left(\bar{n}(\vec{r}) w(\vec{r})\right)^2 d^3r} \ .$$

Ce terme rend compte du fait que l'on considère un comptage discret de galaxies $\bar{n}$ à la place d'une intégration continue du champ de densité δ. C'est un bruit blanc, c'est-à-dire qu'il ne dépend pas du vecteur d'onde k.
Si D est la profondeur typique du catalogue, alors un bon estimateur du spectre de puissance pour les échelles $k >> 1/D$ ($\lambda << D$) est :

$$\hat{P}(\vec{k}) = \langle |F(\vec{k})|^2 \rangle - P_{shot} \ . \tag{1.55}$$

L'estimateur final du spectre de puissance est donné par la moyenne sur une coquille de rayon k et de volume V_k du terme de l'équation 1.55 :

$$\hat{P}(k) = \frac{1}{V_k} \int_{V_k} \hat{P}(\vec{k'}) d^3k' \ .$$

L'incertitude sur l'estimateur du spectre de puissance est donnée, par définition, par :

$$\begin{aligned} \sigma^2(\hat{P}(k)) &= \langle \left(\hat{P}(k) - P(k)\right)^2 \rangle \ , \\ \Longleftrightarrow \sigma^2(\hat{P}(k)) &= \frac{1}{V_k^2} \int_{V_{k'}} \int_{V_k} \left(\hat{P}(\vec{k'}) - P(\vec{k'})\right) \left(\hat{P}(\vec{k}) - P(\vec{k})\right) d^3k' d^3k \ . \end{aligned}$$

Après quelques étapes de calculs, il est possible de montrer que minimiser l'incertitude relative $\sigma^2(\hat{P}(k))/\hat{P}(k)$ par rapport à la fonction $w(\vec{r})$, implique que $w(\vec{r})$ doit être de la forme :

$$w(\vec{r}) = \frac{1}{1 + \bar{n}(\vec{r})P(k)} \ .$$

On peut voir que pour estimer $w(\vec{r})$, il faut avoir connaissance du véritable spectre de puissance $P(k)$ *a priori*. En pratique, on a à disposition un ensemble de valeurs supposées de $P(k)$, et la fonction de pondération est choisie pour chaque intervalle de vecteur d'onde de sorte que :

$$\int (\bar{n}(\vec{r})w(\vec{r}))^2 \, d^3r = 1 \ .$$

Les mesures du spectre de puissance et de l'échelle des BAO

Le spectre de puissance peut être estimé grâce à la méthode FKP décrite dans la partie ci-dessus (méthode directe de transformée de Fourier), ou par transformée de Fourier rapide (FFT), permettant un gain de temps de calcul. La figure 1.9 montre la mesure du spectre de puissance réalisée par Tegmark *et al.*[48] avec le télescope SDSS. Les deux mesures représentées par les points roses et noirs correspondent respectivement aux mesures sur l'échantillon principal de galaxies et sur les galaxies rouges lumineuses (LRG). Les LRG présentent de belles propriétés qui en font une sonde privilégiée pour l'étude des grandes structures. Ce sont des galaxies 'primaires', contenant peu de poussière et très lumineuses. Elles sont souvent situées au coeur des amas et permettent donc de bien sonder le champ de sur-densité. Elles sont susceptibles d'être observées à grand redshift grâce à leur grande luminosité. De plus, elles sont facilement identifiables par photométrie, grâce à leur termes de couleur. Ainsi, le volume de sondage qu'elles autorisent est plus large que celui pour d'autres galaxies, comme on peut le voir sur la figure de droite de 1.9. D'autre part, il apparaît qu'à l'échelle des BAO ($k_{BAO} \approx 0.05 - 0.1$ h.Mpc^{-1}), elles sont suffisamment nombreuses pour rendre le bruit de grenaille sous-dominant. Tegmark montre dans [49] que le volume effectif du sondage, c'est-à-dire le volume utile permettant d'extraire de l'information sur $P(k)$, est défini par :

$$V_{eff} = \int_{V_{sondage}} \left[\frac{\bar{n}(\vec{r})P(k)}{1 + \bar{n}(\vec{r})P(k)} \right]^2 d^3r \ . \tag{1.56}$$

Dans cette expression, on peut voir que les régions où le signal $P(k)$ est supérieur au bruit de grenaille $1/\bar{n}$ contribuent plus que les régions où ça n'est pas le cas. La figure 1.10 montre l'évolution du volume effectif pour différents sondages. Il apparaît que bien que moins nombreuses que les galaxies de l'échantillon principal, les LRG présentent un volume effectif plus grand.

L'ajustement du spectre de puissance est souvent réalisé grâce à la méthode de '*wiggles only*' décrite dans Blake et Glazebrook [51]. La méthode consiste à diviser le spectre de puissance par un spectre lisse $P_{smooth}(k)$, sans oscillation, mais gardant la forme globale du spectre (P_{smooth} est défini par Eisenstein et Hu [52]). L'échelle k_{BAO} est déduite de l'ajustement de $\hat{P}(k)/P_{smooth}(k)$ par la fonction suivante :

$$\frac{\hat{P}(k)}{P_{smooth}(k)} = 1 + Ak \exp\left[-\left(\frac{k}{0.1}\right)^{1.4} \right] \sin\left(\frac{2\pi k}{k_{BAO}}\right) \ , \tag{1.57}$$

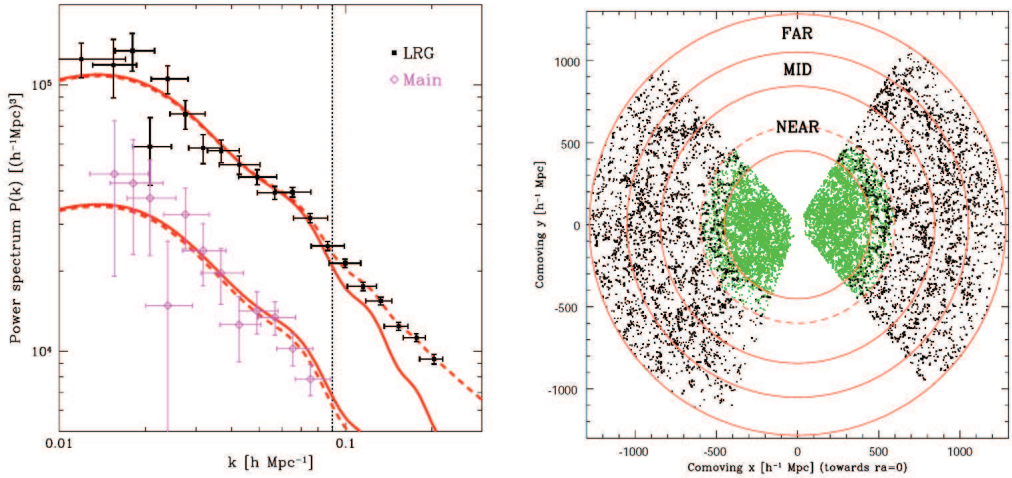

FIG. 1.9 – Figure de gauche : Spectre de puissance mesuré par Tegmark *et al.*[48]. Le spectre a été mesuré d'une part avec les galaxies de l'échantillon principal (rose) et avec seulement les galaxies rouges lumineuses (noir). Les lignes en trait plein correspondent au spectre attendu pour le modèle ΛCDM dans le régime linéaire, tandis que les tirets correspondent au régime non-linaire. Les valeurs des paramètres cosmologiques sont celles mesurées par WMAP3. Figure de droite : Distribution des 6 476 LRGs (noir), et des 32 417 galaxies de l'échantillon principal (vert) utilisées pour calculer le spectre de puissance de la figure de gauche.

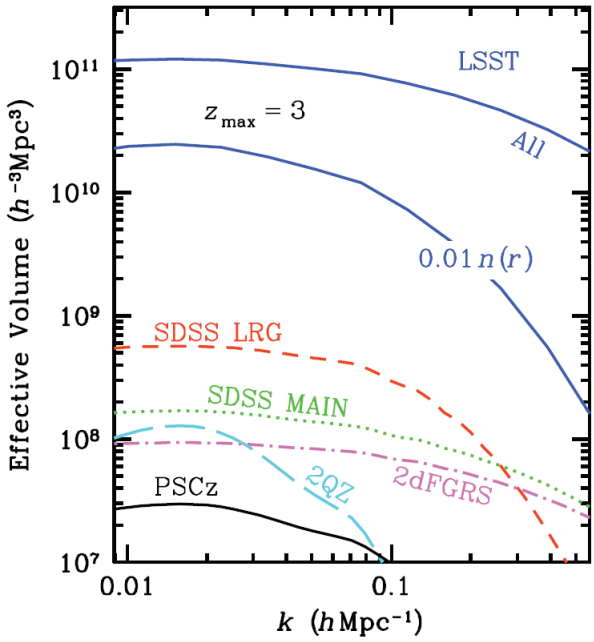

FIG. 1.10 – Volume effectif, comme défini à l'équation 1.56, pour différents sondages. Les courbes labelisées 'SDSS MAIN' et 'SDSS LRG' montrent que l'échantillon de LRG, bien que plus petit que l'échantillon principal, apporte plus d'information cosmologique. Les courbes labélisées 'LSST' correspondent au volume effectif prédit pour le sondage de LSST (environ 20000 deg^2). La courbe '$0.01n(r)$' correspond à un sous échantillon de l'échantillon principal. Figure extraite de LSST Science Book, chapitre 13 [50].

où A joue le rôle de l'amplitude et k_{BAO} est le vecteur d'onde correspondant à la distance comobile s. Ce sont les deux paramètres d'ajustement. Enfin, l'échelle BAO s est obtenue grâce à la relation :

$$s = \frac{2\pi}{k_{BAO}} \ .$$

La figure 1.11 montre le spectre de puissance pour différents sondages, traité par Percival *et al.*[53] avec la méthode de '*wiggles only*'. Une analyse combinée des données de SDSS et de 2dF Galaxy Redshift Survey leur a permis de mesurer la quantité r_{BAO} à deux redshifts moyens :

$$r_{BAO}(z) = \frac{s}{D_V(z)} \ .$$

Leurs résultats sont : $r_{BAO}(0.2) = 0.1980 \pm 0..0058$ et $r_{BAO}(0.35) = 0.1094 \pm 0.0033$ et sont montrés dans la figure 1.12.

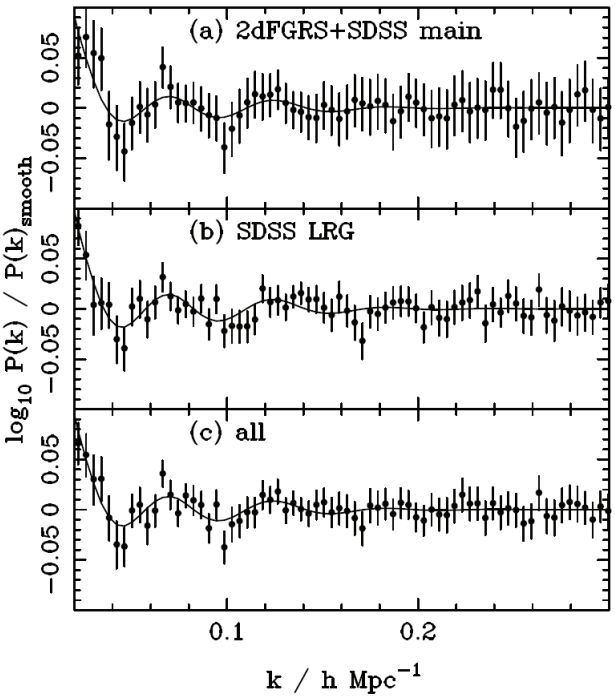

FIG. 1.11 – Spectre de puissance mesuré par Percival *et al.*[53]. Le spectre de puissance a été divisé par un spectre lisse, ne présentant pas d'oscillations (méthode '*wiggles only*'). Les spectres correspondent à deux ensembles de données : d'une part l'échantillon principal de SDSS avec les galaxies de 2dF Galaxy Redshift Survey (2dFGRS non couvert par SDSS), d'autre part, les LRG. Le troisième spectre est calculé à partir d'une combinaison des deux échantillons précedents. La courbe en trait plein correspond à ce qui est attendu avec un modèle ΛCDM. La ligne en trait plein correspond au meilleur ajustement. Pour obtenir ces résultats, les auteurs ont fait l'hypothèse que l'Univers était plat, que $\Omega_m = 0.25$, $\Omega_b h^2 = 0.0223$ et que $h = 0.72$, impliquant $s = 111.426$ h^{-1}Mpc.

1.5.3 Les amas de galaxies

Pour plus de détails sur ce qui suit, le lecteur peut se reporter à l'article de revue de Friemann *et al.*[54]. Un amas de galaxies est un groupe de galaxies liées entre elles par la force de gravitation. Les amas sont les plus grandes structures que l'on puisse observer. Un halo de matière noire, composante majoritaire de matière, permet aux galaxies de rester confinées. La seconde composante est le gaz inter-galactique. Vient enfin la matière baryonique des galaxies. Un amas peut contenir jusqu'à quelques centaines de galaxies, et peut s'étendre sur une distance mesurant jusqu'à 10 Mpc.
Grâce aux simulations à N-corps (Warren *et al.*[55]), il est possible de prédire le nombre d'amas entre un volume comobile V_c et $V_c + dV_c$ et de masse entre M et $M + dM$ c'est-à-dire d^2N, soit une densité $d^2N/dV_c dM$. Etre capable de mesurer cette quantité permettrait de contraindre d'une part la géométrie de l'Univers à travers le volume comobile dV_c, et d'autre part la croissance des structures à travers d^2N. La détection des amas de galaxies peut être réalisée de trois manières :

- par la détection du rayonnement X. Les électrons du gaz du milieu inter-galactique de l'amas émettent des photons X par rayonnement de freinage. L'intensité du rayonne-

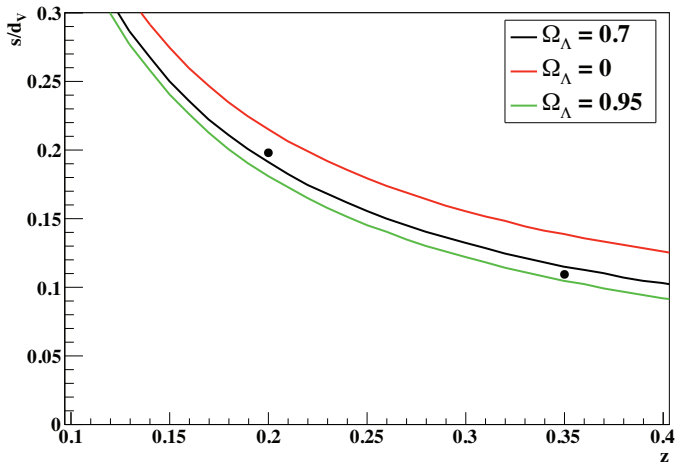

FIG. 1.12 – Evolution de s/d_V en fonction du redshift, pour différent modèles. Pour chaque modèle, l'Univers est plat, avec $\Omega_k = 0$. Les points correspondent aux mesures faites par Percival *et al.*[53].

ment X est sensible au carré de la masse volumique du gaz. Grâce à cela, le contraste des images permet de bien localiser les amas dans ce domaine de longueur d'onde.
- par effet Sunyaev-Zel'dovich [56] des photons CMB sur les électrons du gaz. Cet effet rend compte de la possibilité qu'un photon CMB cède une partie de son énergie à un électron, par interaction Compton inverse. Une distorsion dans le spectre en température est alors observée à l'endroit dans le ciel où se situe l'amas.
- par identification de galaxies de type *précoce* [5]. Les LRG font partie des galaxies précoces, or on a évoqué dans la partie 1.5.2 que les LRG étaient souvent situées au coeur des amas de galaxies.

Un télescope comme LSST ne sera sensible qu'au dernier type d'observations.

Contrainte sur les paramètres cosmologiques

Le nombre d'amas dans un volume comobile dV_c au redshift z est donné par la relation suivante :

$$d^2N(z) = dV_c(z) \int_0^\infty f(O,z) \int_0^\infty p(O|M,z) \frac{dn(z)}{dM} dM dO \ . \tag{1.58}$$

Le terme O est une observable d'interêt, permettant de détecter les amas, de sorte qu'on défini la fonction $f(O,z)$ comme étant la fonction de sélection. C'est la probabilité de détecter un amas à un redshift z et présentant l'observable O. Quant à la probabilité conditionnelle $p(O|M,z)$, elle est la probabilité d'observer un amas présentant l'observable O, sachant qu'il a une masse M et est au redshift z. Le terme $dn(z)/dM$ est le nombre d'amas par unité de masse M. Enfin, l'élément de volume comobile dV_c correspondant à l'angle solide $d\Omega$, à un redshift z est donné par (voir Hogg [57]) :

$$dV_c = H_0 \frac{[(1+z)d_A]^2}{E(z)} d\Omega dz \ . \tag{1.59}$$

[5] Une galaxies de type précoce, *early-type* en anglais, est une galaxie s'étant formée tôt dans l'histoire de la formation des structures.

Ainsi, les paramètres cosmologiques sont présents dans deux termes : la croissance des surdensités D_+ définie à l'équation 1.45 dont dépend le terme $dn(z)/dM$, et le terme dV_c de l'équation 1.59. Pour contraindre l'équation d'état de l'énergie noire, ainsi que les autres paramètres cosmologiques, il faut donc être capable d'estimer correctement la fonction de sélection f, et ajuster la mesure de $d^2N(z)$ par la fonction 1.58.

1.5.4 Les supernovae de type Ia

Ce qui suit est décrit plus en détails dans la thèse de Sylvain Baumont [58].
Les supernovae de type Ia représentent la sonde observationnelle la mieux établie pour l'étude de l'énergie noire. En effet, elles ont permis la découverte de l'accélération de l'expansion de l'Univers entre 1998 et 1999 par Riess *et al.*[6] et Perlmutter *et al.*[7]. Elles permettent de mesurer relativement simplement la distance de luminosité d_L définie à l'équation 1.14. En effet, ces supernovae sont connues pour avoir une courbe de luminosité bien determinée c'est-à-dire que l'on suppose que la magnitude absolue en fonction du temps suit toujours la même évolution. Dans la suite, nous verrons que la courbe de luminosité n'est en réalité pas toujours la même mais qu'il est cependant possible de l'étalonner. Enfin si l'on est capable de mesurer le redshift, alors d_L est directement donnée par l'équation 1.18.

Nature des SNIa

Une SNIa est une explosion thermonucléaire d'une naine blanche. Pour qu'une naine blanche explose, il faut que sa masse soit égale à celle de Chandrasekhar $M_c = 1.4M_\odot$. Le processus permettant à la naine blanche d'acquérir une telle masse vient probablement de l'accrétion d'Hydrogène et d'Hélium provenant d'une étoile compagnon. A l'approche de M_c, les conditions de pression et de température au centre de l'étoile sont telles qu'elles permettent le ré-allumage de la réaction de fusion du Carbone. La réaction finit par s'emballer et l'explosion a lieu, vaporisant l'astre en quelques secondes. Le milieu interstellaire est alors enrichi en éléments intermédiaires : Oxygène, Calcium, Magnésium, Silicium, et Souffre, ainsi que des éléments de la famille du Fer : Nickel et Cobalt. La majeure partie de l'énergie est cependant sous forme de rayonnement et d'énergie cinétique. Le quantité des éléments produits lors de l'explosion est en moyenne toujours la même. C'est ce qui explique l'homogénéité des courbes de luminosité[6], comme on peut le voir sur la figure 1.13. La décroissance de la courbe de luminosité est expliquée par la décroissance β du ^{56}Ni et du ^{56}Co avec un temps de demie-vie de 6 jours et 77 jours *resp.* Les supernovae proches sont facilement observables depuis la Terre puisqu'au pic de luminosité, elles brillent autant qu'une galaxie. Il existe différents types de supernovae, selon leur composition chimique. L'observation du spectre (quantité de photons en fonction de la longueur d'onde) permet de classifier les supernovae. Le spectre d'une SNIa présente du Silicium mais pas d'Hydrogène.

Des chandelles 'standardisables'

Les SNIa présentent la qualité d'avoir approximativement toutes la même courbe de luminosité. Cependant, ces courbes présentent une certaine dispersion. Comme l'a remarqué Phillips en 1993 [59], il existe une corrélation entre le temps de décroissance et la magnitude absolue au pic de luminosité. Plus la luminosité au pic est élevée, plus le temps de décroissance est long. Il est ainsi possible de corriger cet effet pour que la dispersion au pic de luminosité passe de 0.8 mag à 0.2 mag, comme le montre la figure 1.13. Il est possible d'étalonner la

[6] Un courbe de luminosité correspond à la magnitude apparente dans une certaine bande photométrique en fonction du temps.

magnitude absolue en fonction de la courbe de luminosité grâce à des SNIa proches. La raison pour laquelle des objets proches sont utilisés est qu'il est nécessaire de connaître de manière indépendante la distance de luminosité et la magnitude absolue. La distance de luminosité peut être connue par exemple grâce aux Céphéides, qui sont des chandelles standard. Notons qu'il est possible que la relation d'étalonnage varie avec le redshift, auquel cas, elle n'est plus valable à grand redshift.

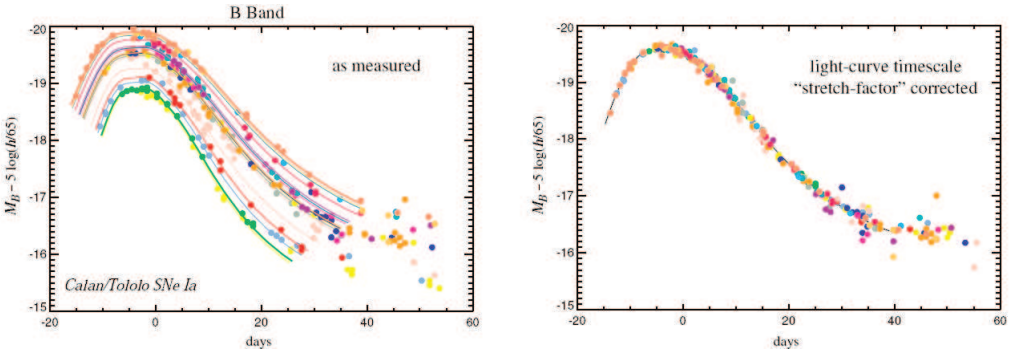

FIG. 1.13 – Figure du gauche : Courbe de luminosité dans la bande B dans le référentiel de la Terre, où le décalage vers le rouge a été corrigé. Les courbes de luminosité de la figure du haut ont été décalé sur l'axe des y pour plus de lisibilité.
Figure de droite : Courbe de luminosité corrigée grâce à la relation d'étalonnage.
Figure extraite de Frieman [54] extraite de Kim [60].

Diagramme de Hubble

Il est possible de connaître d'une part la magnitude apparente m grâce à la relation d'étalonnage M *vs* τ (avec τ le temps de décroissance). On suppose que M a la même valeur pour toutes les SNIa, ce qui permet à la magnitude apparente d'être corrigée grâce à la relation d'étalonnage. D'autre part, le redshift peut être déduit soit par spectroscopie, soit par photométrie de la galaxie hôte. Il est ainsi possible de tracer le diagramme de Hubble $m - MA$ en fonction du redshift et d'ajuster cette courbe par le module de distance, afin d'en extraire les paramètres cosmologiques en les ajustant grâce à l'équation 1.18 et 1.14. Ceci a été fait notamment par Riess *et al.*[6] et Perlmutter *et al.*[7] (cf figure 1.2).

1.6 Les mesures des paramètres cosmologiques.

Dans cette partie, nous allons rapidement mentionner l'état des mesures des paramètres cosmologiques réalisées à partir d'analyses combinées de diverses sondes observationnelles. Dans Komatsu *et al.*[3], une analyse combinée des données de WMAP 7 ans, des BAO avec les mesures de Percival *et al.*[61] ainsi que les mesures de distance des Céphéides acquises par Riess *et al.*[62] a été entreprise. L'analyse est décrite en détail dans leur article, et dans le tableau 1.1 sont répertoriées les valeurs de certains paramètres cosmologiques.

En ce qui concerne les paramètres de l'équation d'état de l'énergie noire, les contraintes sont représentées sur la figure 1.14. En supposant que l'équation d'état de l'énergie noire est donnée par $w(a) = w_0 + (1-a)w_0$, les valeurs déduites des fonctions de densité de probabilité *a posteriori* sont $w_0 = -0.93 \pm 0.13$ et $w_a = -0.41^{+0.72}_{-0.71}$ où les incertitudes correspondent à

Paramètre cosmologique	Moyenne et incertitude à 68% niveau de confiance
Ω_{bary}	0.0458 ± 0.0016
Ω_{DM}	0.223 ± 0.014
Ω_{Λ}	0.725 ± 0.016
n_s^a	0.968 ± 0.013
H_0	70.2 ± 1.4 km/s/Mpc

TAB. 1.1 – Tableau de valeur de certains paramètres cosmologiques calculés par Komatsu *et al.*[3] à partir d'une analyse combinée des données de WMAP 7 ans, des BAO et des Céphéides. Les valeurs correspondent aux moyennes des fonctions de probabilité *a posteriori* et les incertitudes correspondent à 68% de niveau de confiance. Il a été supposé que l'Univers était plat.
a : Indice du spectre des fluctuations scalaires primordiales.

l'intervalle à 68% niveau de confiance. Ainsi, une constante cosmologique est cohérente avec ces observations.

Une compilation de 307 SNIa observées par les expériences SNLS, ESSENCE et HST a été réalisée par Kowalski *et al.*[63]. Les auteurs ont réalisé une analyse combinée de ces SNIa avec les données BAO de Eisenstein *et al.*[45], et les données CMB de WMAP 5 ans publiées par Dunkley *et al.*[64]. La figure de droite de 1.14 montre les contraintes sur $(\Omega_\Lambda, \Omega_m)$ pour chaque sonde (en couleurs) mais aussi lorsque les sondes sont combinées (en gris). Dans cette analyse, l'équation d'état de l'énergie noire et telle que $w = cst$, et la valeur des paramètres cosmologiques à 68.3% de niveau de confiance est reportée dans le tableau 1.2. Leur analyse montre que les observations sont compatibles avec un univers plat et une constante cosmologique.

Paramètre cosmologique	Moyenne et incertitude à 68.3% niveau de confiance
Ω_m	$0.285^{+0.020+0.010}_{-0.020-0.010}$
Ω_k	$-0.010^{+0.010+0.0006}_{-0.011-0.004}$
w	$-1.001^{+0.069+0.080}_{-0.073-0.082}$

TAB. 1.2 – Tableau de valeurs des paramètres cosmologiques calculés par Kowalski *et al.*[63] qui ont effectué une analyse combinée des données de SNIa, des BAO et du CMB. Les valeurs correspondent aux moyennes des fonctions de probabilité *a posteriori* et les incertitudes correspondent aux incertitudes statistiques et systématiques à 68% de niveau de confiance.

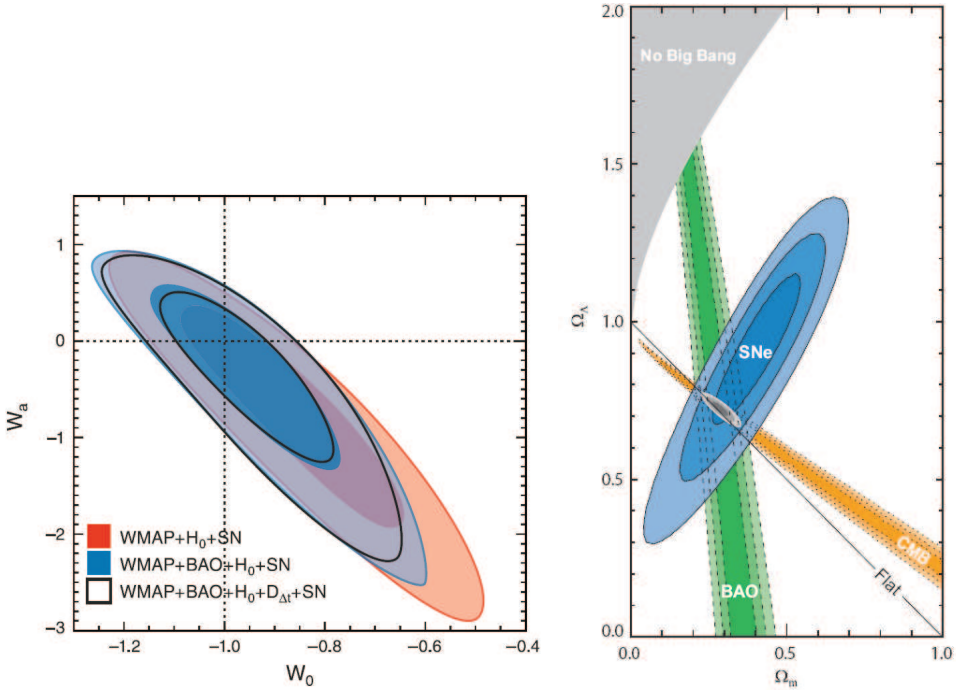

FIG. 1.14 – Figure de gauche : Contraintes provenant de la fonction de densité de probabilité jointe *a posteriori* de (w_0, w_a) en ayant supposé que l'équation d'état de l'énergie noire était paramétrisée par $w = w_0 + (1-a)w_a$. Les contours montrent l'intervalle à 68% et 95% de niveau de confiance. L'Univers a été supposé plat. Figure extraite de Komatsu *et al.*[3]
Figure de droite : Figure montrant les contours à 68.3%, 95.4% et 99.7% de niveau de confiance, calculés à partir de la fonction de densité de probabilité jointe *a posteriori* sur les paramètres cosmologiques $(\Omega_\Lambda, \Omega_m)$. Les contours gris correspondent à la combinaison des données. Figure extraite de Kowalski *et al.*[63].

Chapitre 2

Le télescope LSST

Maggie

The King of Limbs, Radiohead

Suite au succès des télescopes grand champ tels que SDSS, un projet plus ambitieux est né il y a une dizaine d'années aux Etats-Unis : LSST (*Large Synoptic Survey Telescope*). Ce dernier est dédié principalement à l'étude de quatre programmes de science qui imposent chacun des contraintes sur la conception du télescope. Par chance, les contraintes associées à chaque programme scientifique sont souvent compatibles entre elles. Par conséquent, le télescope LSST n'est pas dédié à un unique programme et l'ensemble des données qu'il produira permettra de servir un champ large de l'astrophysique : de l'étude du système solaire à la cosmologie.
Dans un premier temps, nous décrirons les différents programmes scientifiques, en mentionnant les contraintes imposées sur la conception du télescope permettant d'atteindre les objectifs scientifiques. Dans un second temps, nous décrirons les caractéristiques du télescope LSST. Enfin nous évoquerons certaines étapes de l'étalonnage photométrique.

2.1 Les programmes scientifiques

Afin d'obtenir plus de détails, le lecteur peut se reporter aux documents officiels de la collaboration LSST [65] et [50]. Dans ce qui suit, les contraintes sur les caractéristiques du télescope sont énoncées de manière qualitative. L'aspect quantitatif sera abordé dans la partie 2.2.

2.1.1 L'énergie noire

L'un des objectif de cette thèse porte sur l'étude de l'énergie noire. La construction du télescope LSST a été, en grande partie, motivée pour comprendre la nature de cette dernière. Comme nous l'avons mentionné dans le chapitre 1, les principales sondes permettant de comprendre la nature de l'énergie noire sont les lentilles gravitationnelles, les oscillations acoustiques de baryons, le comptage des amas de galaxies, et les supernovae de type Ia. Le CMB comme photographie de l'Univers primordial reste cependant indispensable comme normalisation, par exemple pour la valeur de l'échelle BAO s_{BAO} comme décrit dans la partie 1.5.2.
Les lentilles gravitationnelles ainsi que les BAO requièrent une grande taille de sondage, afin que le volume effectif soit le plus important possible. LSST doit donc fournir un sondage

large et profond. Comme l'ellipticité des galaxies doit être connue avec une grande précision, il faut que la qualité de l'image soit élevée. Afin de contrôler les effets systématiques dus aux conditions d'observations, il est préférable que le temps de pose soit relativement faible. Les redshifts des galaxies seront déterminés par photométrie grâce aux flux mesurés dans chaque filtre (décrit plus en détail dans le chapitre 5). On verra qu'utiliser un système de filtres pour mesurer la forme du spectre d'un objet astrophysique revient à faire de la spectroscopie à basse résolution. Afin de minimiser l'incertitude sur le redshift photométrique, il est important que les bandes passantes des filtres ne se recouvrent pas et que la transmission dans chaque bande soit la plus haute possible.
Les SNIa quant à elles imposent des contraintes sur la cadence d'observation, afin de mesurer les courbes de luminosité. A l'inverse des autres sondes de l'énergie noire, chaque SNIa permet de contraindre les paramètres cosmologiques. Il serait par conséquent possible d'évaluer une dépendance des paramètres de l'équation d'état de l'énergie noire en fonction de la direction d'observation, à condition d'observer un nombre suffisamment de SNIa dans tout l'espace accessible. C'est pourquoi le sondage de LSST doit être large. Ceci serait par exemple une indication sur l'anisotropie de l'Univers et une indication de nouvelle physique. Comme pour les lentilles gravitationnelles faibles, une image de bonne qualité est nécessaire pour distinguer la galaxie hôte de la supernova. La magnitude limite à 5σ dans la bande r pour détecter une SNIa doit être de l'ordre de $r \sim 24$ sachant que la magnitude absolue $MA \approx -19$, et que l'énergie noire est dominante à $z \leq 0.7$. Augmenter le redshift pour lequel on souhaite observer les SNIa revient à augmenter la magnitude limite.
Enfin, les points zéro des termes de couleur[1] (*color zero point*) doivent être connus avec précision, afin de calculer le redshift photométrique avec une faible incertitude. En effet, les rapports de flux entre les filtres sont les quantités importantes pour calculer un redshift photométrique.

2.1.2 Le système solaire

En décembre 2005, le congrès des Etats-Unis a fait voter l'adoption d'une loi ordonnant à la NASA de faire l'inventaire (à 90% de complétude d'ici à 2020) des objets astrophysiques de plus de 140 m de diamètre proches de la Terre (NEO pour *Near-Earth Object*, situés à moins de 1.3 UA de la Terre). Ces objets proviennent de collisions d'astéroïdes situés dans la ceinture d'astéroïdes entre Mars et Jupiter. Cette étude devrait permettre de recenser les NEO qui pourraient éventuellement entrer en collision avec la Terre. Les NEO, situés à une distance de moins de 0.05 UA (soit $\sim 7.48\ 10^6$ km) sont connus sous le nom de PHA (pour *Potentially Hazardous Asteroid*) et sont potentiellement dangereux pour la Terre. Afin de mettre en application cette loi, un télescope optique comme LSST doté d'une ouverture de l'ordre de 8 mètres et possédant une caméra de plusieurs milliards de pixels est nécessaire. La recherche des PHA pose de fortes contraintes sur la cadence d'observation. Afin de calculer l'orbite de tels objets, les observations doivent être rapprochées, et suffisamment courtes (~ 30 s) pour éviter de voir apparaître des traînées sur l'image. De plus, la précision sur la position des objets doit être meilleure que 0.1 seconde d'arc. Enfin, comme les astéroïdes sont peu brillants, la magnitude limite à 5σ dans la bande r doit être de l'ordre de 24.

[1] Soit une source de référence possédant un spectre F en $\mathrm{ergs}^{-1}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{Hz}^{-1}$ constant en fonction de la longueur d'onde, alors le point zéro de couleur entre les filtres x et y est égal $m_x - m_y$, soit $\int F \times T_x(\lambda)\lambda^{-1} d\lambda / \int F \times T_y(\lambda)\lambda^{-1} d\lambda$ où $T_x(\lambda)$ correspond à la transmission du filtre x.

2.1.3 Les transitoires

Un intérêt certain est porté sur la recherche d'objets à flux lumineux variable, tels que les SNIa et ou les *gamma-ray burst*. Pour parvenir à observer ces objets transitoires (*transients*) et leur courbe de luminosité, une large et profonde partie du ciel doit être observée avec une fréquence d'observation élevée. Les échelles de temps de variation des transitoires sont diverses, allant de la minute à plusieurs années. Tenir la cadence d'observation sur une dizaine d'années est alors nécessaire, afin de signaler l'existence des transitoires à d'autres expériences, pour pouvoir les observer par spectroscopie ou dans d'autres domaines de longueur d'onde. L'identification des objets et la réduction des données nécessitent des moyens relativement importants et doivent être effectuées rapidement.

2.1.4 La structure de la Voie Lactée

Notre galaxie est un laboratoire pour qui veut comprendre la formation des structures. Les observations réalisées par les télescopes grand champ comme SDSS et 2MASS ont ouvert la voie de la compréhension des grandes structures. La découverte des sur-densités d'étoiles rouges dans notre galaxie (cf Newberg [66] par exemple) est un exemple qui permet de comprendre pourquoi l'observation et la cartographie de notre propre galaxie pourraient apporter de nombreuses réponses au problème de la formation des structures. Un modèle permettant d'expliquer cela est que ces étoiles proviendraient d'une galaxie naine, similaire à la galaxie naine du Sagittaire qui serait sur le point d'entrer en collision avec la Voie Lactée. Notons qu'un tel scénario est en accord avec le modèle *bottom-up* où les grandes structures seraient formées par collisions de structures plus petites. Les prédictions du modèle ΛCDM, notamment celles à petite échelle obtenues grâce aux simulations à N-corps, peuvent y être testées grâce à l'observation de notre propre galaxie. Ceci donnerait naissance à un nouveau champ disciplinaire : la cosmologie de champ proche.
La classification des étoiles requiert l'existence d'un filtre bleu et rouge. Le premier, le filtre u permet de mesurer la métallicité des étoiles, tandis que le second permet d'observer les étoiles dans les régions de forte extinction par la poussière[2]. En plus de la composition chimique, la compréhension de la structure du halo galactique nécessite une étude de la cinématique des étoiles. En effet, il a été montré (cf Carollo [67] par exemple) que le halo stellaire était composé de deux parties : le halo central et le halo extérieur. Le premier possède une composition en éléments lourds trois fois plus importante que celle du second. Les sens de rotation des deux sous-halos sont de plus opposés. Ceci indique que l'origine et l'évolution des deux structures sont différentes. Une explication serait que des petites galaxies massives en co-rotation avec la Voie Lactée seraient entrées en 'collision' avec cette dernière donnant naissance au halo central. Le halo externe serait né plus tard, par collision avec de petites galaxies en rotation dans le sens inverse. Ainsi, pour comprendre la formation de notre galaxie, et celle des galaxies en général, la précision de la trajectoire des objets astrophysiques doit être de l'ordre de 0.2 milli seconde d'arc/an.

2.1.5 Résumé des contraintes

Dans le tableau 2.1, les contraintes imposées par les 4 programmes de science cités précédemment sont reportées.

[2]Comme on le verra dans la suite, l'extinction par la poussière tend à atténuer le spectre aux faibles longueurs d'onde. On dit alors que le spectre est rougi.

Contrainte	Valeur
Profondeur pour une visite (paire d'expositions de 15 s)	$r \sim 24$ à 5σ
PSF	$<$ *seeing* atmosphérique (de 0.7 en moyenne)
Répétabilité photométrique	moins de 10 mmag par bande sur tout le ciel moins de 5 mmag pour les points zéro de couleur
Précision astrométrique	moins de 10 milli seconde d'arc par visite
Exposition pour une visite	moins de 1 min et plus de 20 s
Filtres	au moins 6 filtres (dans le domaine limité par l'absorption atmosphérique et l'efficacité quantique des CCD) bande u et y
Nombre de visites	1000 visites dans tous les filtres pour chaque partie du ciel
Magnitude limite à 5σ après sommation	$r \sim 27.5$ à 5σ
Surface du ciel couverte	20000 deg^2
Acquisition des données, analyse et accès au données	< 1 min

Tab. 2.1 – Résumé des contraintes sur l'expérience qui permettront de mener à bien les 4 programmes de science principaux.

2.2 L'instrument

Un équilibre a dû être trouvé entre les valeurs de ces contraintes et le prix de l'expérience. Cela a conduit à l'élaboration de plans de conception de LSST. Dans ce qui suit, nous allons présenter les caractéristiques principales du télescope LSST telles qu'elles ont été pensées au moment de la rédaction de cette thèse.

2.2.1 Les sites

L'expérience LSST sera localisée sur 4 sites principaux :

- les *Summit Facility* et *Base Facility*. Le premier est le lieu où sera installé le télescope. L'acquisition des données et l'interface avec les autres sous-systèmes, comme le CCOB (*Camera Calibration Optical Bench*) par exemple, y seront effectuées. Quant au second site, on y exécutera de rapides analyses permettant de donner des alertes à d'autres expériences (pour l'observation de SNIa ou de GRB par exemple).
- le *Data Archive Center* aux Etats-Unis est le lieu où les données seront traitées et stockées grâce à de grosses capacités informatiques. Ce centre de dépôt sera facilement accessible par le reste de la communauté.
- le *Data Access Center*, à divers endroits. C'est le lieu où les données seront répliquées, afin de prévenir leur perte en cas d'accident majeur au *Data Archive Center*. Cette installation sera divisée en plusieurs lieux, avec pour l'instant, un site au Etats-Unis, un au Chili et probablement un à Lyon au centre de calcul de l'IN2P3.
- le *System Operations Center*. Cette installation tiendra le rôle de chambre de contrôle du *Data Management System* (DMS). La mission de ce dernier sera de générer un ensemble de données pouvant être utilisés par la communauté ainsi que le public. Les fonctions majeures qu'il doit accomplir sont nombreuses. Le traitement des images

produites par la caméra pour donner d'éventuelles alertes sera, par exemple, effectué par le DMS. La gestion des données d'étalonnage telles que celles produites par le *Flat Field* ou les données du CCOB, la production chaque année d'une compilation des données sous forme de *Data Release*, présentant les variables d'intérêt (forme, position, flux des objets etc. . .) ainsi que les résultats de l'étalonnage et les images ajoutées sur l'année pour tout le ciel sont parmi les tâches du DMS. Enfin, la gestion des bases de données ainsi que des interfaces utilisateurs sera également accomplie par le DMS.

La figure 2.1 est une carte où sont localisés les principaux sites mentionnés ci-dessus. Notons que le transfert des données du *Summit Facility* aux autres sites se fera grâce à des fibres optiques.

Comme nous l'avons rapidement dit plus haut, le télescope LSST sera accueilli par le Chili au Cerro Pachón. Ce site présente l'avantage d'être à haute altitude (2 682 mètres) limitant ainsi la masse d'air et le taux d'humidité. L'autre avantage du site est qu'il est proche du CTIO (Cerro Tololo Inter-American Observatory). LSST bénéficiera ainsi d'infrastructures déjà en place puisque des télescopes d'envergure y sont en fonctionnement, tels que le Gemini South et le Southern Astrophysical Research Telescope (SOAR). Les mesures atmosphériques réalisées depuis 10 ans sur le site montrent que plus de 80% des nuits sont propices à l'observation avec d'excellentes conditions atmosphériques. La valeur moyenne du *seeing*, défini comme largeur à mi-hauteur de l'image d'un point source (PSF pour *Point Spread Function*) est de l'ordre de 0.67 seconde d'arc, indiquant de bonnes conditions atmosphériques.

FIG. 2.1 – Carte des sites de LSST. Les sites principaux y sont représentés : le *Summit Facility* et le *System Operations Center* au Cerro Pachón, le *Base Facility* à la Serena (Chili), le *Data Archive Center* à Urbana Champaign (USA), le *Data Access Center* à divers endroits, au Chili, au Etats-Unis et en Europe. Figure extraite du site web de LSST www.lsst.org .

2.2.2 Le télescope

Le télescope avec les miroirs qui le composent doit respecter les contraintes imposées par les programmes de science. Notamment, les grandeurs à respecter sont : la surface et la profondeur du ciel observé. Ces deux quantités dépendent de l'étendue du télescope et de la durée de vie de l'expérience. L'étendue est définie comme étant le produit de l'aire du miroir primaire avec le champ de vue (FOV pour *Field Of View*). Afin de conserver une qualité d'image relativement homogène sur tout le plan focal, il est préférable que le champ de vue ne dépasse pas 10 deg^2. Le champ de vue maximal étant maintenant contraint, un compromis entre la durée de l'expérience et la taille du miroir primaire doit être trouvé. La durée de l'expérience a été fixée à 10 ans, ce qui implique que le diamètre effectif du miroir primaire est égal à 6.5 m. Le champ de vue est ainsi de 9.62 deg^2 soit l'équivalent de 50 fois la taille angulaire de la Lune. Ces valeurs entraînent que le champ de vue total est

maximisé à 20 000 deg^2 (demi-sphère) et la magnitude limite à 5σ pour une visite est égale à $r_l \sim 24.5$ et $r_l^s \sim 27.5$ après sommation des observations. La valeur de l'étendue est donc de 318 m^{2}deg^2. La valeur de r_l^s est fixée par r_l et le nombre de visites. Ce dernier dépend du temps d'exposition t_{vis} pour une visite, de la taille du miroir primaire et de la durée de vie de l'expérience. Pour rappel, t_{vis} ne doit pas dépasser une minute mais doit être plus long que 20 sec. Cette valeur a été fixée à 30 sec. De plus, il y a 2 000 zones de 10 deg^2 dans la surface du ciel accessible à LSST, et connaissant la valeur de t_{vis}, on peut en déduire que chaque champ sera re-visité en moins de 4 jours. Ceci implique qu'en 10 ans de fonctionnement, le nombre de visites sera supérieur à 800. Avec cette stratégie de balayage, LSST consacrera deux visites par nuit aux champs concernés. Enfin, l'efficacité de sondage, définie comme étant le quotient du temps où l'obturateur est ouvert sur le temps par visite est donnée par :

$$\epsilon = \frac{t_{vis}}{t_{vis} + 9} \ ,$$

où 9 sec correspond au temps de lecture de 2×2 sec (une visite comprend deux expositions afin de rejeter les rayons cosmiques) et au temps mort de 5 sec. Ainsi, l'efficacité est de 77%. LSST sera un télescope de type Paul-Baker/Mersenne-Schmidt, avec trois miroirs M_1, M_2, et M_3. Le diamètre de M_1 est de $d_1 = 8.4$ m mais son diamètre effectif est de $d_1^{eff} = 6.5$ m. C'est le diamètre effectif qui compte puisqu'au centre de M_1 se situe M_3 de diamètre $d_3 = 5.0$ m. Ainsi les deux miroirs concaves, M_1 et M_3 peuvent être construit à partir d'un seul et même bloc. Le miroir convexe M_2 est situé à 6.4 m de M_1 et possède un diamètre $d_2 = 3.4$ m avec une ouverture réservée à l'emplacement de la caméra de 1.8 m de diamètre, soit un diamètre effectif de 2.8 m. C'est donc un télescope d'une grande envergure, comme on peut le voir sur la figure 2.2

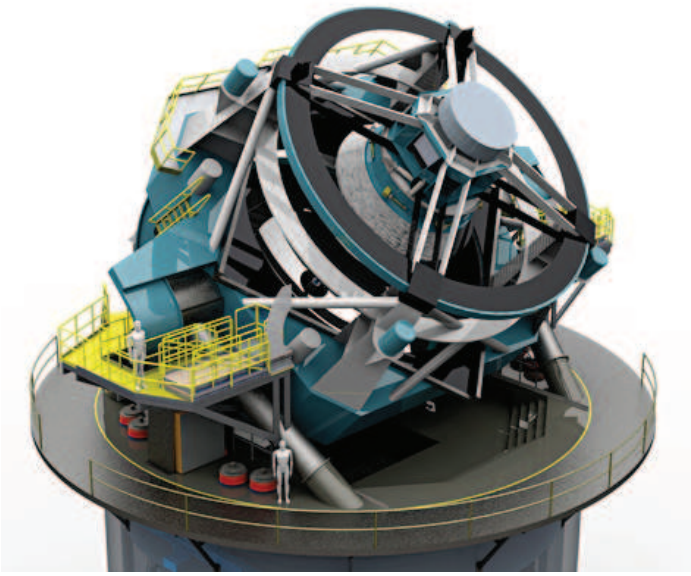

Fig. 2.2 – Dessin du télescope LSST. La comparaison entre l'homme en bas à gauche avec la taille du télescope donne une idée de son envergure (extraite du site web de LSST www.lsst.org).

La construction des miroirs est en cours, et est conduite par le Steward Observatory Mirror Lab (SOML). Ce laboratoire ayant déjà réalisé un miroir de la même taille que M_1 pour le Large Binocular Telescope, il possède déjà les installations pour fabriquer les miroirs de LSST. Ces derniers seront composés de *Ohara E6 low expansion glass* développé par (SOML) ; de la céramique présentant une très faible dilatation sous gradient de température.
Le schéma des miroirs du télescope LSST est représenté sur la figure 2.3. Le tableau 2.2 résume quelques valeurs des paramètres concernant la conception du télescope.

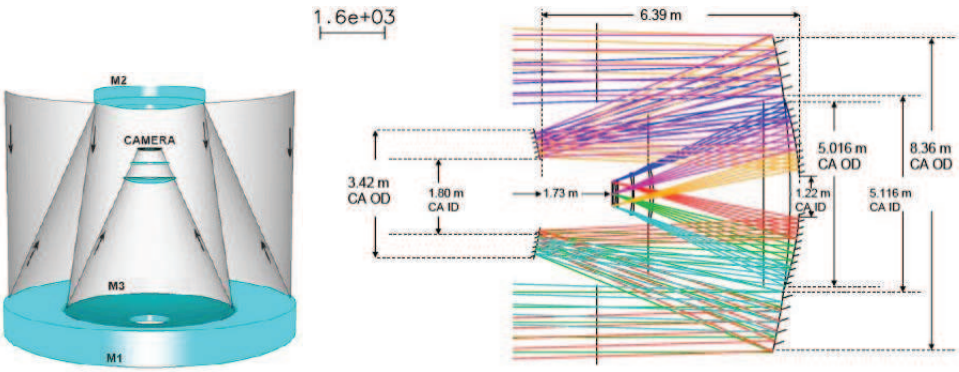

FIG. 2.3 – Schéma du télescope LSST. Sur la figure de droite, en plus du parcours des rayons lumineux dans le télescope, sont indiquées certaines dimensions d'éléments optiques. Figures extraites de www.lsst.org .

2.2.3 La caméra

Au centre du miroir M_2 se situe la caméra de LSST. Les éléments principaux qui la composent sont trois lentilles (L_1, L_2, L_3), un carrousel de 6 filtres, un obturateur et un plan focal de capteurs CCD (*Charge Coupled Device*) situé dans un cryostat. La caméra sera la plus grande jamais réalisée, avec un diamètre de 1.6 m, une longueur de 3 m et un poids de 2 800 kg. Son champ de vue sera de 3.5 secondes d'arc, et avec une résolution de 0.2 seconde d'arc. Son plan focal, composé d'environ 3.2 milliards de pixels, est le plus grand jamais construit. Il délivrera une qualité d'image exceptionnelle. La caméra, représentée à la figure 2.4, constitue le coeur de LSST. Le chapitre 3 sera consacré au banc d'étalonnage de la caméra. C'est pourquoi nous allons nous attarder sur cette partie de l'instrument.

Le correcteur de champ

Les trois lentilles forment le correcteur de champ. La lentille L_3 de diamètre $d_3^L = 0.73$ m sert de fermeture du cryostat dans lequel se trouve le plan focal. Les deux autres lentilles L_2 et L_1 de diamètre $d_2^L = 1.1$ m et $d_1^L = 1.55$ m sont présentes pour corriger des aberrations causées par les miroirs et L_3. La figure 2.5 est un schéma du correcteur de champ. Les parcours de rayons lumineux pour un point source faisant des angles différents avec l'axe optique y sont aussi représentés. Les lentilles sont composées de verre de silice, et leur fabrication ne présente *a priori* pas de défi particulier.

Les filtres

Les filtres (u, g, r, i, z) de LSST sont inspirés des filtres de SDSS (cf Fukugita *et al.*[69]). Un filtre y dans le rouge peut y être ajouté grâce à la sensibilité encore suffisante des CCD autour de 1 μm. La plage de longueur d'onde couverte par les filtres est $\lambda \in [320, 1080]$ nm. Les filtres seront constitués de plusieurs couches d'un matériau diélectrique déposé sur un substrat de silice. Un matériau spécifique sera utilisé pour chaque filtre. Le Laboratoire des Matériaux Avancés (LMA) à Lyon devrait participer au dessin de conception de certains filtres. Leur diamètre est de $d_f = 0.76$ m, leur rayon de courbure est de 5.6 m et leur épaisseur varie de 13.5 à 26.2 mm selon la bande spectrale considérée. La transmission des filtres au maximum de leur bande passante doit être supérieure à 95%, et ne doit pas varier de plus de 1% sur la surface du filtre. Afin d'éviter les reflets, un traitement antireflet sera appliqué sur les filtres,

Variable	Valeurs
Champ de vue	9.62 deg^2
Taille du sondage	20 000 deg^2
Etendue	319 $m^2.deg^2$
Longueur focale	10.3 m
F-*number* (Longueur focale/d_1)	1.23
d_1, d_1^{eff}	8.4 m, 6.7 m
d_2, d_2^{eff}	3.4 m, 2.8 m
d_3	5 m
t_{vis}	30 s
Nombre de visites par nuit	~ 2
Nombre de jours entre chaque visite	3-4
Durée du programme	10 ans
ϵ	77%
Proportion du temps pour : le programme principal les programmes spécifiques	 90% 10%

TAB. 2.2 – Résumé de quelques valeurs de paramètres concernant le télescope LSST.

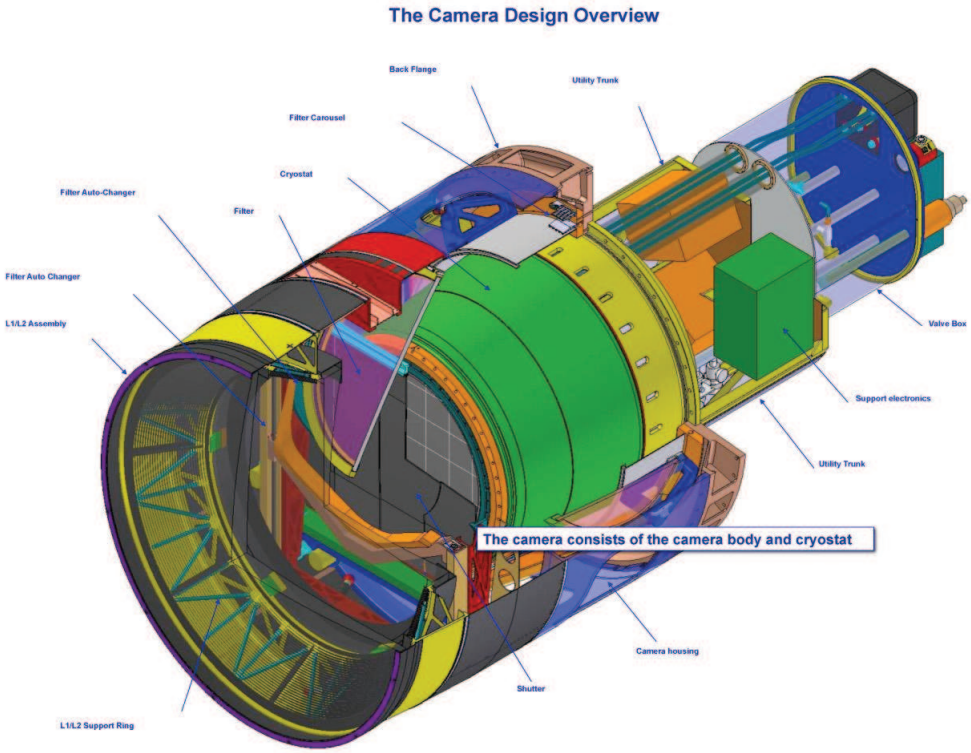

FIG. 2.4 – Schéma de la caméra de LSST. Les différents éléments décrits dans le texte y sont indiqués. Figure extraite de www.lsst.org

de sorte que la réflexion soit inférieure à 0.5%. Les bords des courbes de transmission des

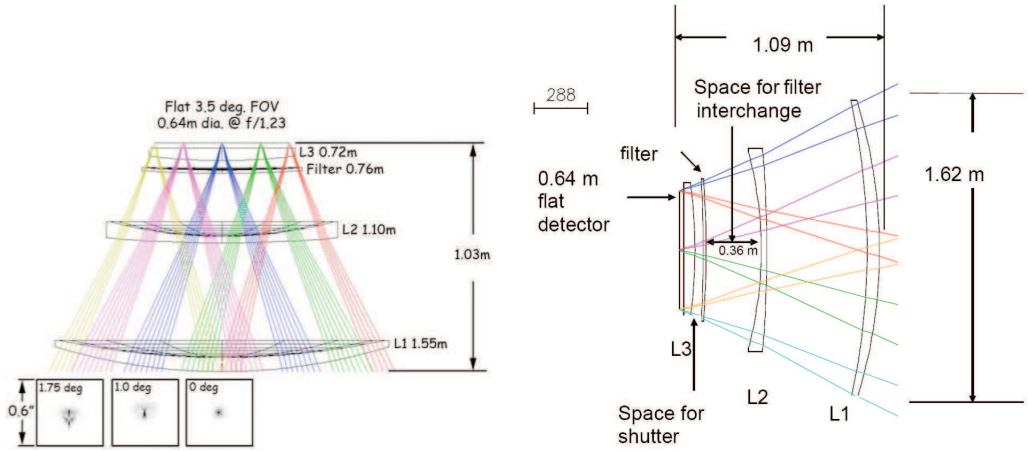

FIG. 2.5 – Figure de gauche : Schéma du correcteur de champ de la caméra de LSST. Les trois lentilles y sont dessinées. Le parcours des rayons lumineux issus du télescope y est également représenté. Ils proviennent d'un point source à l'infini, et faisant un angle de -1.75, -1, 0, 1 et 1.75 deg avec l'axe optique. Dans les encadrés sont représentés les PSF (*Point Spread Function*) sur le plan focal pour 3 valeurs de l'angle. Figure extraite de www.lsst.org.
Figure de droite : Schéma du correcteur de champ de la caméra de LSST avec quelques dimensions. Figure extraite de Olivier *et al.*[68]

filtres sont relativement pentus car la transmission passe de 90% du maximum à 10% du maximum sur une variation de longueur d'onde inférieure à 5% de la largeur du filtre.
Les courbes de transmission de chacun des filtres de LSST tels qu'ils ont été imaginés sont représentées sur la figure 2.6. On peut remarquer que le filtre y est relativement éloigné du filtre z. Ceci a été volontairement prévu sachant que les raies d'absorption de l'eau sont aux alentours de 950 nm. La longueur d'onde centrale du filtre u est plus petite que les raies de Balmer de l'Hydrogène[3]. Le filtre bleu u est très utile pour distinguer les étoiles des quasars[4].
Les filtres sont montés sur un carrousel, et en une nuit d'observation, il sera possible de changer plusieurs fois de filtre. En effet, la durée prévue pour changer de filtre est de 2 minutes. Ce carrousel est à l'étude au LPNHE (Laboratoire de Physique Nucléaire et des Hautes Energies) et l'échangeur de filtre au CPPM (Centre de Physique des Particules de Marseille). Sur la figure 2.7 on peut voir un dessin du carrousel de filtres. Le LPSC sera, quant à lui, en charge de concevoir le chargeur de filtres. Ce système permet d'échanger un filtre entre les nuits d'observation car, comme on peut le voir sur la figure 2.7, le carrousel ne peut contenir que 5 filtres.

Dans la suite, on verra quelle est l'influence des filtres sur la reconstruction des redshifts photométriques.

Le plan focal

Le plan focal de la caméra de LSST est sans doute l'une des parties de l'instrument la plus difficile à réaliser, et par conséquent l'une des plus ambitieuses. Composé de 189 CCD de 4096×4096 pixels chacune, soit un total de 3.2 milliards de pixels, ce sera le plus grand

[3]Les raies de Balmer sont présentes dans le spectre des galaxies, en particulier les galaxies à flambée d'étoiles appelées *starbursts*.

[4]Un quasar est un AGN (*Active Galactic Nuclei*). Etant des points source dans le ciel, ils sont souvent pris pour des étoiles.

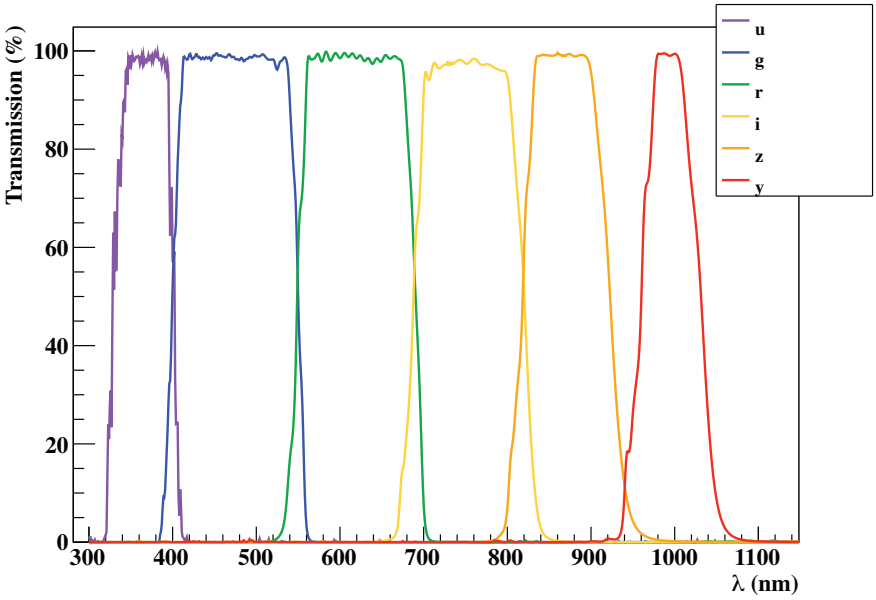

FIG. 2.6 – Courbe de transmission des filtres de LSST.

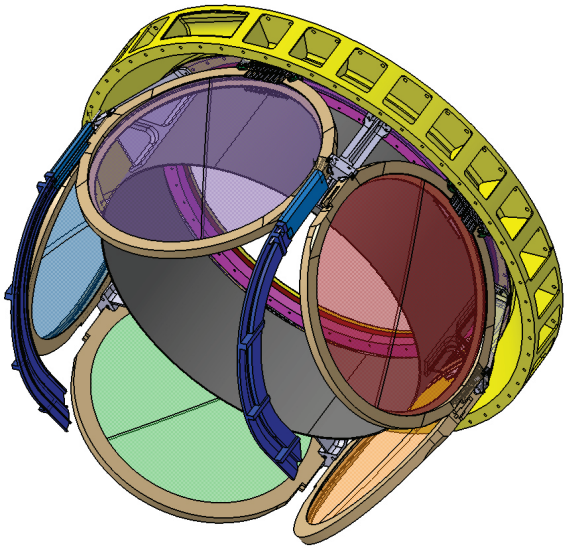

FIG. 2.7 – Dessin du carrousel de filtres de LSST. Figure extraite du site web de LSST www.lsst.org .

plan focal de cette qualité jamais construit. La taille des pixels est de 10 μm de côté, or sachant que le champ de vue de la caméra est de 3.6 deg^2, cela se traduit en un angle de 0.2 seconde d'arc par pixel. Les CCD seront disposés par groupe de 3×3 appelé *raft*. Chaque *raft* contient sa propre électronique de lecture *front-end* et *back-end*. L'électronique *front-end* est placée tout de suite après le détecteur et permet de traiter le signal analogique (les électrons produits). L'électronique *back-end* permet de transformer le signal analogique en signal numérique pour pouvoir ensuite être transmis. L'ASIC *front-end* (pour *Application-Specific Integrated Circuit*) appelé ASPIC et l'ASIC de synchronisation appelé SCC seront réalisées au LAL (Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire). Les *rafts* sont montés sur une grille de carbure de silicium et placés dans le cryostat qui maintient la température constante à

180 K.
Revenons plus en détail sur les CCD puisque leurs caractéristiques sont remarquables :

- afin d'obtenir une efficacité quantique élevée aux grandes longueurs d'onde (1080 nm), la profondeur de déplétion doit être supérieure à 75 μm. La configuration *back-illuminated* a été adoptée pour permettre la détection d'un flux lumineux plus important que dans la configuration *front-illuminated*.
- La diffusion de charge doit rester négligeable devant la PSF (*Point Spread Function*). Cela entraîne que la jonction $p - n$ du capteur soit entièrement déplétée. Ceci est réalisable grâce à une tension relativement élevée entre l'anode et la cathode.
- du fait de la morphologie compacte de LSST, la profondeur de champ est faible. La planéité du plan focal requiert que la hauteur la plus grande entre une bosse et un trou sur la surface (longueur *peak-to-valley*) doit être inférieure à 5 μm par CCD et inférieure à 10 μm sur tout le plan focal, ce qui est assez ambitieux. Cette contrainte est essentiellement imposée par les études de lentilles gravitationnelles faibles. Des tests préliminaires réalisés au Brookhaven National Laboratory montrent que cela sera possible grâce à un ajustement de la position de chaque CCD.
- la fraction de la surface du plan focal recouverte par la surface collectrice est de 93%, soit seulement 7 % de surface morte.
- le temps de lecture du plan focal est de 2 secondes, c'est assez court, sachant qu'il y a 3024 ports de sortie (soit 16 par CCD). La fréquence de lecture des amplificateurs est donc de 50 kHz, car chaque amplificateur est en charge de 2048×512 pixels.

Le tableau 2.3 résume quelques caractéristiques des CCD, avec notamment les niveaux de bruit, que nous n'avons pas évoqués jusqu'à présent. La courbe d'efficacité quantique des CCD est représentée sur la figure 2.8.

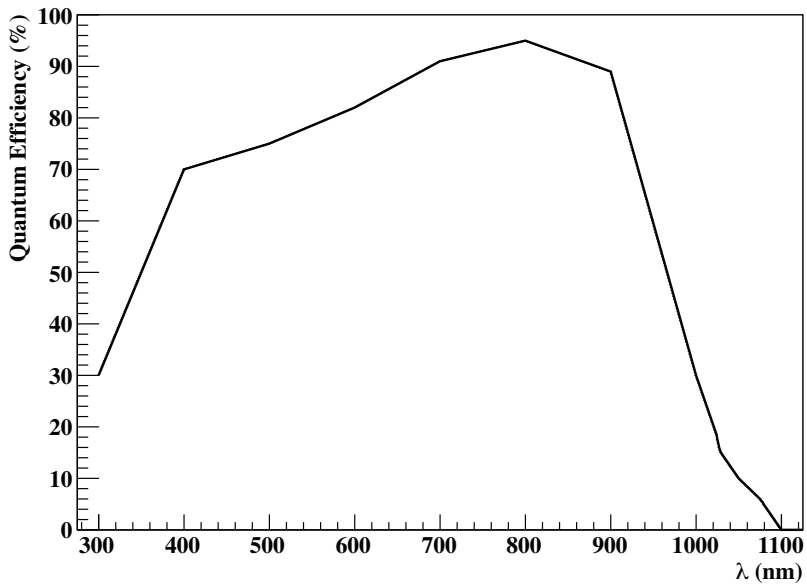

Fig. 2.8 – Courbe attendue pour de l'efficacité quantique des CCD en fonction de la longueur d'onde.

Outre les 189 CCD de science, 4 *rafts* de CCD de contrôle du front d'onde et de guidage sont disposés dans les coins de la grille des CCD de science, comme on peut le voir sur la

Variable	Valeur
Taille d'un pixel	10 μm $\times$ 10 μm.
Nombre de pixels par CCD	4096 $\times$ 4096
Nombre d'amplificateurs par CCD	16
Bruit de lecture	< 5 e$^-$
Durée de lecture	< 2 s
Capacité du puits	$> 90\ 000$ e$^-$
Non-linéarité	$< 7\%$ du puits
Efficacité du transfert de charge	> 0.999995
Diaphonie (*cross-talk*)	$< 0.05\%$
Pixels noirs et pixels blancs	$< 0.025\%$
Colonnes défectueuses	< 20
Puissance nécessaire	< 10 mW

TAB. 2.3 – Résumé de quelques valeurs des paramètres concernant les CCD de la caméra de LSST.

figure 2.9. Le contrôle du front d'onde est effectué en mesurant l'intensité lumineuse d'une distribution d'étoiles à équidistance du focus, à l'aide de 2 CCD identiques à ceux de science, mais de taille deux fois plus petite. La figure 2.10 schématise l'utilisation de ces CCD. Les 4 *rafts* hébergent également des CCD de guidages permettant de vérifier, à une fréquence de 10 Hz, la position relative du télescope par rapport au champ d'étoiles.

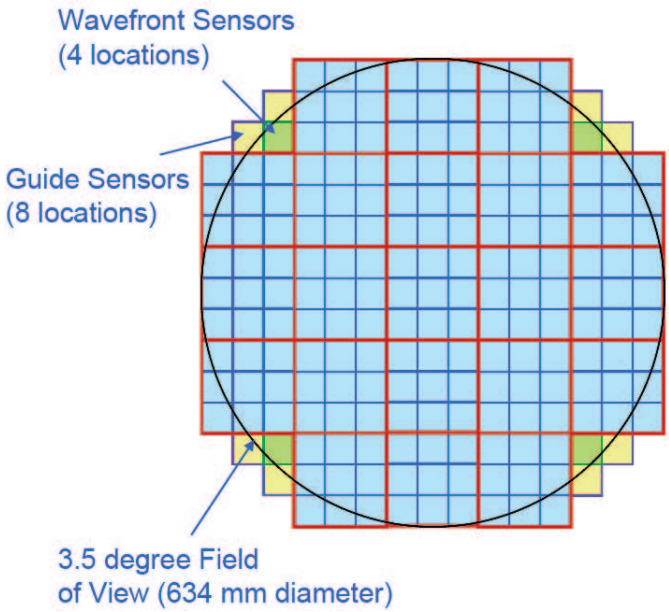

FIG. 2.9 – Représentation schématique du plan focal. On peut distinguer les *rafts* de 3 $\times$ 3 CCD, ainsi que les 4 rafts de contrôle avec les CCD de contrôle du front d'onde et les CDD de guidage. Figure extraite de www.lsst.org .

La production des CCD sera financée à 25% par la France. L'entreprise e2V et le laboratoire ITL (Information Technology Laboratory) sont les deux vendeurs susceptibles de

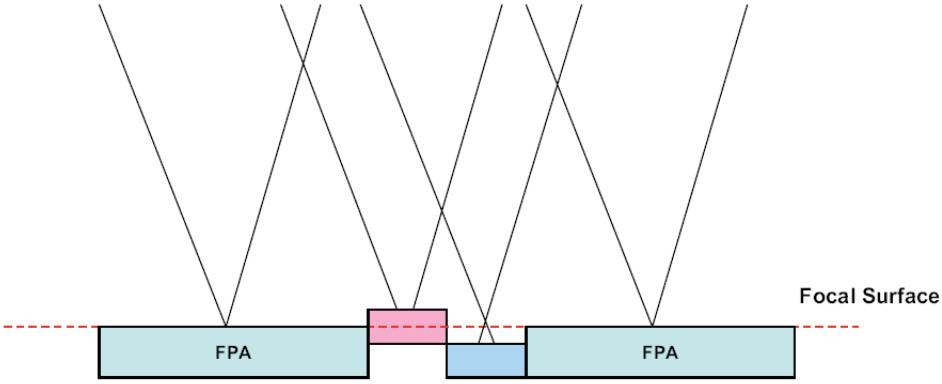

FIG. 2.10 – Schéma représentant les positions relatives des CCD contrôlant le front d'onde. Les deux CCD sont disposés à des hauteurs différentes du plan focal et l'image sur ces CCD n'est donc pas focalisée. (FPA pour *Focal Plane Array*) Figure extraite du poster de Gressler *et al.*[70].

fournir les CCD de LSST. Un banc de caractérisation des CCD est en cours de conception au LPNHE où 25% des CCD seront testés.

L'obturateur

L'obturateur de LSST sera situé entre le filtre et le plan focal. Il est composé de deux rangées de 3 pales. Pour commencer l'exposition, une rangée de pales se retire et pour la suspendre l'autre rangée s'allonge. Cela assure que tous les pixels soient éclairés pendant la même durée. Le temps d'ouverture et de fermeture est de 1 sec.

2.2.4 Acquisition, traitement et stockage des données

Le volume de données produit par LSST est considérable. En effet, il est prévu que chaque nuit soient produits entre 20 et 30 TBytes[5] de données. Sur 10 ans, le volume de données brutes s'élève à environ 60 PBytes, et à 30 PBytes pour le catalogue final d'objets. Pour traiter les données, des super-ordinateurs de 250 TFlops[6] seront utilisés. Comme on l'a rapidement évoqué dans la partie 2.2.1, les données sont gérées par le DMS. La gestion des données se fait en trois étapes, selon le lieu et le moment où elles sont produites :

1. les données de ce niveau (*Level 1 data products*) sont les données de plus bas étage. Elles proviennent directement de la caméra et sont par conséquent produites en permanence, durant les nuits d'observation. A ce stade, le traitement des données est essentiellement automatisé, et ne nécessite pas d'intervention humaine. Les alertes, émises lorsque le flux ou la position d'un objet a changé significativement par rapport à la moyenne sur le long terme, sont générées à ce stade. Outre les alertes, des informations sur la qualité de l'observation (SDQA pour *Science Data Quality Assessment*) sont produites et envoyées au système de contrôle de l'observatoire (*Observatory Control System*).
2. les données de ce niveau (*Level 2 data products*) font partie de la *Data Release* annuelle. Pour les produire, les données du niveau précédent sont combinées et traitées avec

[5] 1 TBytes est égal à 10^{12} bytes. Un byte correspond à 8 bits.
[6] Un ordinateur ayant une capacité de 1 TFlops est capable d'effectuer 10^{12} opérations sur des nombres de types *float* en 1 seconde. L'acronyme FLOPS signifie FLoating point Operation per Second.

d'importants moyens de calculs. En effet, elles tiennent compte des informations de chaque exposition. La qualité de ces données est assurée par les scientifiques de la collaboration.

3. les données de ce niveau (*Level 3 data products*) sont produites grâce aux données des deux niveaux précédents. Elles sont spécifiques à chaque programme scientifique et sont obtenues grâce aux programmes d'analyse écrits par les groupes de travail. Le DMS doit fournir une interface utilisateurs *Applications Programming Interfaces* ainsi que des moyens de calculs mais les données ne seront pas produites par le DMS lui-même.

Les données du niveau 1 et 2 seront accessibles par le public tandis que les données du niveau 3 seront privées dans la plupart des analyses.

2.3 Etalonnage photométrique de LSST

Pour plus de détails, le lecteur peut se reporter à l'article de Burke *et al.*[71]. Plusieurs programmes de science requièrent une précision photométrique de 1% sur tout le ciel, en répétabilité et en uniformité. Pour parvenir à cet objectif, et maintenir la cadence d'observation, il est nécessaire que la réponse du télescope en fonction de divers paramètres (longueur d'onde, position de l'image sur le plan focal par exemple) soit connue pour une large gamme de conditions d'observation. Une connaissance précise de la réponse du télescope, de la caméra, ainsi que de la transmission de l'atmosphère est alors nécessaire. Cette dernière sera essentiellement estimée grâce à un télescope spectroscopique auxiliaire situé non loin du télescope LSST. Quant à la réponse de l'instrument et de la caméra, elle sera connue à l'aide d'une illumination du dôme de LSST (*Dome Flat Field*) et du banc d'étalonnage de la caméra : le CCOB (pour *Camera Calibration Optical Bench*) dont la conception a débuté avec cette thèse. Dans ce qui suit nous allons tout d'abord définir le système photométrique de LSST, pour ensuite décrire les procédures et les systèmes d'étalonnage.

2.3.1 Système photométrique

Le télescope mesure l'intégrale du flux $F_\nu(\lambda)$ (en $\mathrm{Wm^{-2}Hz^{-1}}$) d'une source, pondéré par la transmission de l'instrument et de l'atmosphère S_b dans la bande $b = (u, g, r, i, z, y)$ considérée :

$$C_b^{mes} = \frac{\Delta A \Delta T}{h} \int_0^\infty F_\nu(\lambda) S_b(x, y, alt, az, t, \lambda) \lambda^{-1} d\lambda \ . \tag{2.1}$$

L'aire de la pupille d'entrée du télescope est ΔA et le temps d'exposition ΔT. Dans la suite on considérera que $h = c = 1$. Dans l'expression 2.1, il est explicitement écrit que la réponse de l'instrument dépend de la position (x, y) de l'image sur le plan focal, de la position (alt, az) de la source dans le ciel, du temps t à laquelle l'image est obtenue et de la longueur d'onde λ. Parce que l'unité de S_b est en ADU / photon, C_b^{mes} est en ADU[7]. Le terme S_b dépend de la transmission de l'instrument lui-même S_b^{syst} mais aussi de la transmission de l'atmosphère S^{atm}. Ainsi, la transmission mesurée pour chaque observation est donnée par :

$$S_b^{mes}(x, y, alt, az, t, \lambda) = S_b^{syst}(x, y, t, \lambda) \times S^{atm}(alt, az, t, \lambda) \ , \tag{2.2}$$

où S_b^{syst} en ADU/photon est la réponse instrumentale telle qu'elle est mesurée, et S^{atm} est la fonction de transmission de l'atmosphère mesurée. La magnitude apparente AB mesurée

[7]ADU pour *Analog-to-Digital Unit*. Cela représente un nombre de coups. Par exemple, si l'on a $10e^-$ dans le puits, et que le gain est de 2.5 ADU/e^-, le signal sera de 25 ADU.

Quantité	Spécification du SRD	Spécification minimale	Objectif
Répétabilité (gri/uzy) (10^{-3} mag)	5/8	8/12	3/5
Uniformité spatiale (10^{-3} mag)	10	15	5
Biais des termes couleurs (10^{-3} mag)	5	10	3
Biais sur la magnitude (10^{-3} mag)	10	20	5

TAB. 2.4 – Tableau répertoriant les valeurs de la précision et de la répétabilité de l'étalonnage fixées par le SRD (*Science Requirement Document* où les contraintes sur la conception du LSST sont énoncées). Ce tableau peut être vu comme un budget d'erreurs. Le biais est l'écart entre la valeur estimée et la vraie valeur, tandis que la répétabilité est l'incertitude sur la valeur estimée à 95% de niveau de confiance.

au-dessus de l'atmosphère est définie par :

$$m_b^{mes} = -2.5 \log \left(\frac{C_b^{mes}/\Delta A \Delta T}{\int_0^\infty F_{AB} S_b^{mes}(\lambda) \lambda^{-1} d\lambda} \right) , \tag{2.3}$$

où le flux de normalisation est $F_{AB} = 3631$ Jy (avec 1 Jy $= 10^{-26}$ WHz^{-1}m^{-2}). La réponse normalisée, pour chaque observation, est définie par :

$$\phi_b^{mes}(\lambda) = \frac{\lambda^{-1} S_b^{mes}(\lambda)}{\int_0^\infty \lambda^{-1} S_b^{mes}(\lambda) d\lambda} .$$

Afin de connaître la valeur de la magnitude apparente m_b^{mes} définie à l'équation 2.3, car c'est la grandeur intéressante pour comparer le flux lumineux des objets entre eux, le terme S_b^{mes} (ou ϕ_b^{mes}) doit être connu le mieux possible. Les données produites seront : la valeur de m_b^{mes} et la valeur de ϕ_b^{mes}. Toutes deux seront accompagnées de leur incertitude de mesure. Le nombre de paires $(m_b^{mes}, \phi_b^{mes})$ sera de l'ordre de 10^{12}.
La transmission 'standard' $\phi_b^{std}(\lambda)$ est définie comme la moyenne sur plusieurs expositions de ϕ_b^{mes}. La différence entre la magnitude apparente calculée pour une exposition à partir de ϕ_b^{mes}, et celle à partir de ϕ^{std} est :

$$m_b^{std,mes} - m_b^{mes} \equiv \Delta m_b^{std} , \tag{2.4}$$

$$= 2.5 \log \left(\frac{\int_0^\infty f_\nu(\lambda) \phi_b^{mes}(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty f_\nu(\lambda) \phi_b^{std}(\lambda) d\lambda} \right) , \tag{2.5}$$

où le spectre de la source est $F_\nu(\lambda) = F_0 \times f_\nu(\lambda)$, tel que $f_\nu(\lambda_b) = 1$ où λ_b est arbitraire mais sera choisie comme la longueur d'onde moyenne de ϕ_b^{std}. Pour obtenir Δm_b^{std}, le spectre de la source doit être suffisamment bien connu. Le catalogue d'objets contiendra la magnitude apparente standard, calculée pour un certain nombre de spectres $f(\lambda)$ de référence (étoile, QSO, galaxie etc...). Les utilisateurs auront ainsi la possibilité de calculer les magnitudes apparentes avec leur propre spectre.
La précision de l'étalonnage photométrique de LSST est donnée par le tableau 2.4. Ces valeurs sont définies comme étant soit le biais soit la répétabilité pour une magnitude standard (définie à l'équation 2.4) d'une étoile brillante isolée. Nous allons voir dans la suite comment atteindre ce haut niveau de précision.

2.3.2 Procédure d'étalonnage

L'étalonnage du télescope LSST sera réalisé en deux étapes. La première se fera chaque nuit, mais les données d'étalonnage ne présenteront pas le niveau de précision décrit dans le tableau 2.4, contrairement à celles de la seconde étape. Cette dernière consistera en une analyse plus complète, tenant compte de toutes les données d'étalonnage disponibles lors de chaque *Data Release*.

L'étalonnage photométrique peut se décomposer en trois parties :

- l'étalonnage relatif consistant en une carte de la mesure de la réponse de l'instrument, dans une bande donnée.
- l'étalonnage absolu qui comprend la détermination des 5 points zéro de couleur.
- l'étalonnage absolu qui consiste à déterminer le biais de la magnitude apparente d'un objet ayant un flux constant F_{AB}.

Cette décomposition est plus explicite lorsqu'on écrit la relation qui lie la magnitude apparente standard mesurée $m_b^{std,mes}$ à la magnitude apparente vraie m_b^{vraie} :

$$m_b^{std,mes} = m_b^{vraie} + \sigma + \Delta_b + \delta_b(x, y, alt, az, t, \phi, SED) \ , \tag{2.6}$$

où σ est l'erreur statistique due au bruit de photons qui s'annule en moyenne. Le terme Δ_b correspond à un décalage systématique du point zéro de la magnitude (c'est-à-dire la valeur de la magnitude pour une source de flux constant égal à F_{AB}). Enfin, le terme δ_b correspond à une erreur systématique de Δ_b, et dépend de la position de l'image sur le plan focal (x, y), de la position de la source dans le ciel (alt, az), du spectre de la source SED, de la forme de la bande passante ϕ et du temps t auxquels l'image a été prise. C'est en quelque sorte la réponse relative du plan focal. En moyenne, ce terme est nul, mais pour chaque observation, une valeur de δ_b doit être disponible.

Etalonnage relatif : δ_b

La mesure de δ_b sera réalisée grâce à l'observation répétée d'un ensemble de $\sim 10^8$ étoiles brillantes isolées. Ce catalogue de référence comprendra des étoiles sélectionnées grâce à leurs couleurs, leurs magnitudes et leur position dans le ciel. Elles seront séparées d'environ 1 minute d'arc, de sorte que 200 de ces étoiles seront visibles sur chaque CCD. Chacune de ces étoiles sera observée de 100 à 200 fois dans chacun des filtres. Pour chaque observation, une valeur de C_b^{mes} définie à l'équation 2.1 sera disponible, ainsi qu'une valeur de S_b^{syst} et de S^{atm}. Le plan focal sera divisé en 200 voire 400 zones dont la taille sera similaire à celle d'un CCD. Ainsi chaque étoile i sera positionnée sur la zone p pour chaque image j. La stratégie de visite sera telle que la zone p n'est pas toujours la même. Grâce à C_b^{mes}, à S_b^{syst}, à S^{atm} et à l'estimation des termes de couleurs des étoiles (en supposant que le spectre des étoiles varie lentement avec la longueur d'onde) la magnitude standard $m_b^{std,mes}(i, j)$ est calculée grâce aux équations 2.3 et 2.4. La valeur de $\delta_b(p, j)$ est ainsi déterminée par minimisation du terme de χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{i,j} \left(\frac{m_b^{std,mes}(i,j) - (m_b^{std,fit}(i) + \delta_b(p,j))}{\delta m_b^{std,mes}(i,j)} \right)^2 \ .$$

Le terme $\delta m_b^{std,mes}$ est une estimation de l'incertitude sur la magnitude standard $m_b^{std,mes}(i, j)$, et tient compte, entre autres, de l'incertitude sur le spectre de l'étoile. Les paramètres d'ajustement sont donc : l'estimation de la magnitude apparente $m_b^{std,fit}(i)$ de l'étoile i et l'erreur relative de la réponse du plan focal $\delta_b(p, j)$. Notons que la zone p joue le rôle de coordonnées

Caractéristiques de conception	Répétabilité (gri/uzy)	Uniformité zéro de couleur	Biais des points
Ensemble du système	5/8	10	5
Réponse instrumentale S_b^{syst}	3/5	5	3
Transmission atmosphérique	3/5	5	3
Catalogue d'étoiles de référence ($m_b^{std,mes}$)	3/4	7	3

TAB. 2.5 – Budget d'erreurs des sources d'incertitudes sur la détermination du système photométrique. Les valeurs sont en milli-magnitude.

spatiales, tandis que l'indice j joue le rôle de variable temporelle.
Les $\sim 10^8$ valeurs de $\delta_b(p,j)$ serviront à corriger les magnitudes apparentes mesurées pour chaque source détectée par LSST. La méthode de minimisation n'est cependant pas encore déterminée entièrement, et risque de demander de fortes ressources informatiques.

Etalonnage absolu : Δ_b

Le terme Δ_b peut se décomposer de la manière suivante :

$$\Delta_b = \Delta_r + \Delta_{br} \ , \tag{2.7}$$

où Δ_{br} correspond au point zéro de couleur entre la bande r et la bande b, et Δ_r est le décalage systématique de la magnitude apparente dans la bande r. Avec cette notation, et d'après le tableau 2.4, l'incertitude sur Δ_{br} doit être inférieure à 5 mmag et celle sur Δ_r inférieure à 10 mmag.
Les valeurs des 5 Δ_{br} pourraient, en théorie, être déterminées avec une source pour laquelle les termes de couleurs sont connus. En pratique, ce n'est pas le cas, mais il apparaît que les spectres des naines blanches de type A et B présentant des raies d'absorption de l'Hydrogène et d'Hélium (*resp.*) sont relativement bien connus. En effet, les termes de couleurs prédits par les modèles sont connus à 0.01 mag près. Il est prévu qu'environ une centaine de ces étoiles ayant $r < 24$ soient visibles sur chaque image de LSST. Par conséquent, grâce à une minimisation de χ^2 entres les couleurs observées et les couleurs prédites par le modèle, il sera possible de déterminer précisément la valeur des Δ_{br}.
Il reste à trouver la valeur de Δ_r grâce à un catalogue d'étoiles. Cette procédure n'est pas encore établie.

2.3.3 Systèmes d'étalonnage

La différence entre la magnitude vraie et la magnitude mesurée (cf équation 2.6) dépend de ϕ_b^{mes}, ϕ_b^{std} et de $f(\lambda)$. Ces fonctions tiennent compte respectivement de la transmission de l'instrument, de la transmission de l'atmosphère et de la connaissance des étoiles de référence d'étalonnage. Le budget d'erreurs peut donc être décomposé selon ces trois sources d'incertitudes, en supposant qu'elles sont indépendantes entre elles (ce qui n'est pas vrai pour le calcul de δ_b par exemple). Le budget d'erreurs pour chacune des sources est donné par le tableau 2.5. Prendre en compte la dépendance des sources d'erreurs entre elles devrait permettre d'atteindre une meilleure précision pour atteindre les objectifs listés dans la troisième colonne du tableau 2.4.

Concentrons-nous sur les lignes 3 et 4 du tableau 2.5.

Mesure de la réponse de l'instrument : S_b^{syst}

La détermination de S_b^{syst} permet de corriger les images de science de la réponse instrumentale. Outre le fait que chaque pixel et chaque carte électronique de lecture possède sa propre réponse, diverses contaminations existent. Par exemple, des reflets provenant de la réflexion multiple de rayons lumineux sur les dioptres de la caméra viennent contaminer le plan focal sous forme d'images défocalisées. Ces reflets sont appelés des fantômes. La diaphonie (*cross-talk*) des cartes électroniques est un autre exemple.
Afin de prendre en compte ces contaminations, la mesure de S_b^{syst} doit être effectuée en plusieurs étapes, décrites ci-dessous :

1. L'illumination monochromatique du dôme du télescope (*Monochromatic Dome Projector System*) permet de mesurer la réponse relative de l'instrument. Cette procédure est connue sous le nom de *Flat Field*. La réponse du plan focal à une illumination d'intensité contrôlée de l'étendue du télescope, tient compte de la réflectivité des miroirs, de la transmissions des optiques, de l'efficacité quantique des CCD, du gain et de la linéarité de l'électronique de lecture des CCD. Des diffuseurs éclairés soit par une lampe à spectre large, soit par une lampe à longueur d'onde ajustable, permettront d'illuminer le télescope sur toute son étendue. Chaque projecteur est censé produire une illumination relativement collimatée pour éviter la dispersion des rayons hors du champ de vue du télescope. L'uniformité n'a pas besoin d'être meilleure que 10%, mais doit être très bien connue. Un ensemble de photodiodes de contrôle étalonnées à 0.1% permettront de mesurer précisément l'intensité lumineuse de l'écran projecteur. Cette mesure sera effectuée toute les nuits.
2. Le balayage d'un champ dense d'étoiles permettra d'obtenir un motif de correction de la lumière d'arrière plan. En effet, on estime à $\sim 1-2\%$ la contribution de la lumière provenant de l'extérieur du champ de vue du télescope à la lumière totale détectée par le plan focal. La contribution des fantômes est du même ordre. Il faut donc être capable de mesurer cette lumière d'arrière plan pour la soustraire au motif de *Flat Field* ainsi qu'aux images de science. Cette étape est appelée la *Dome Flat Illumination Correction*.
3. Le CCOB (*Camera Calibration Optical Bench*) permet quant à lui de mesurer, indépendamment du télescope, la réponse du plan focal $S_b^{FPA}(x, y, \theta, \phi, \lambda, t)$, où θ et ϕ sont les angles d'incidence du faisceau lumineux sur la caméra. Décrit plus en détail dans le chapitre suivant, il procèdera à l'étalonnage de la caméra en deux étapes. Dans un premier temps, le balayage d'un faisceau dont la taille est beaucoup plus grande que celle d'un pixel sera effectué sur la caméra, avec L_3 seulement en place. La réponse des pixels pour chaque pas peut ainsi être comparée à la valeur moyenne attendue. Une carte de la réponse relative des pixels est ainsi obtenue. Dans un second temps, un faisceau fin illuminera la caméra pour un grand nombre d'angles d'incidence et de longueurs d'onde. Chaque image sera composée de l'image principale du faisceau et d'un chapelet d'images fantômes provenant des reflets sur les dioptres de la caméra. La position relative des images fantômes est sensible à la fois à la réflectivité, à l'alignement et à la positions des éléments optiques. Les données extraites du CCOB serviront de point de départ pour des simulations (avec le logiciel ZEMAX par exemple) de motif de *Dome Flat Illumination Correction*.

L'ensemble des données produites lors de ces 3 étapes sont traitées pour extraire la réponse instrumentale S_b^{syst}. Un motif de correction (*Template Flat*) est établi à partir de l'ensemble des expositions réalisées avec le *Monochromatic Dome Projector System*, de l'ensemble des *Dome Flat Illumination Corrections* et des données du CCOB. Ce motif servira à corriger les images de science des effets instrumentaux. Cette étape s'appelle l'ISR (*Instrumental*

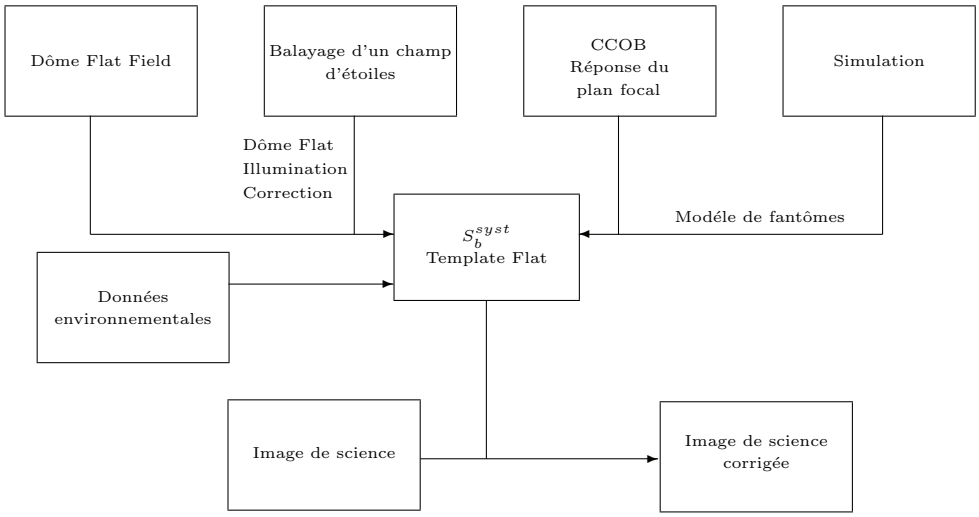

FIG. 2.11 – Schéma de la procédure d'étalonnage

Signature Removal).
L'organigramme de la figure 2.11 résume les liens entre les différentes étapes décrites ci-dessus.

Mesure de la transmission atmosphérique : S^{atm}

La mesure de la transmission atmosphérique consiste à caractériser, toutes les nuits, les variations spatiales et temporelles de l'extinction atmosphérique. Pour ce faire, un télescope auxiliaire, muni d'un spectrographe, mesure le spectre de quelques étoiles brillantes réparties dans tout le ciel observable par le télescope LSST. Chaque fois qu'elles traversent le champ observé par LSST, leur spectre est mesuré et comparé avec les mesures photométriques de LSST. Un étalonnage du télescope auxiliaire est nécessaire, et sera effectué grâce à quelques étoiles standards pour lesquelles les termes de couleurs sont très bien connus. Les spectres sont analysés pour connaître les différentes composantes atmosphériques. Le modèle atmosphérique comprend la diffusion et l'absorption de la lumière par l'Oxygène, l'Azote, l'Ozone, la vapeur d'eau, les cristaux de glace, et les aérosols entre autres. Un spectre d'absorption atmosphérique typique est représenté sur la figure 2.12. Des études préliminaires menées par Burke *et al.*[72] ont montré qu'il était possible de corriger les flux mesurés de l'extinction atmosphérique avec une précision de l'ordre de quelques milli-magnitudes, ce qui est du même ordre de grandeur que les contraintes du tableau 2.5.
Il est prévu que le télescope auxiliaire (AT pour *Auxiliary Telescope*) de diamètre 1.2 m possède une précision spectrale de $\Delta\lambda/\lambda \sim 2.5\ 10^{-3}$. Le spectre, entre 330 et 1100 nm, des étoiles brillantes ($r < 12$) doit être obtenu en une seule exposition toutes les 5 minutes.

2.4 La collaboration LSST

Dans cette partie, les organigrammes de la collaboration LSST et de la collaboration LSST-France, sont présentés sur les figures 2.13 et 2.14 respectivement. Seules les contributions techniques y sont visibles.
La collaboration LSST est en réalité une société fondée en 2003 dont plusieurs centaines de physiciens, ingénieurs et techniciens font partie. Le siège de la *LSST Corporation* est situé à Tuscon, Arizona, et des laboratoires dans tous les Etats-Unis participent à la societé. Aux

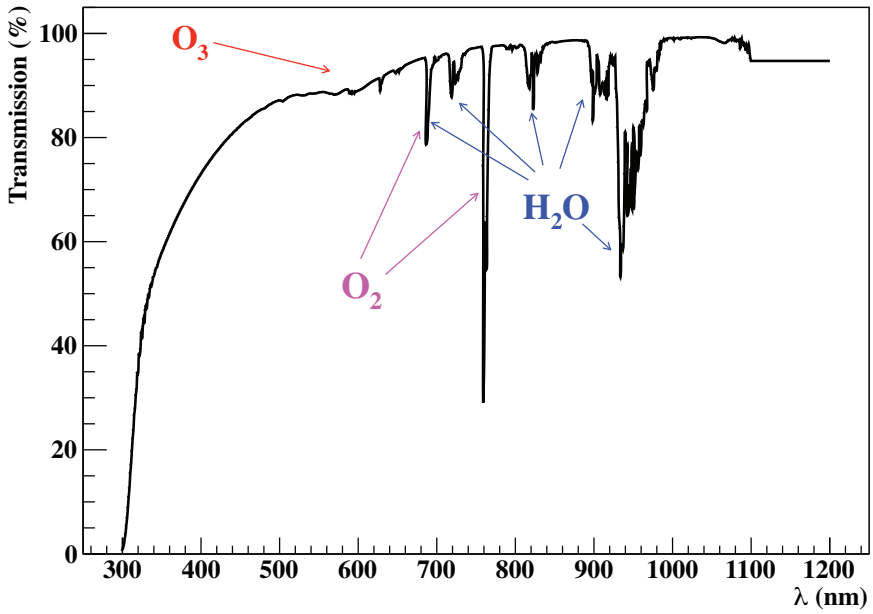

FIG. 2.12 – Spectre d'absorption atmosphérique typique. Les principales raies sont représentées.

Etats-Unis, le projet est financé à la fois par des fonds privés et des fonds publics. La France apporte également une participation financière directe, avec notamment l'achat de 25% des CCD de science. Les laboratoires français concernés participent aussi aux développements et à la construction de l'instrument. Les groupes de travail scientifiques ne sont pas représentés ici, car l'accent est volontairement mis sur l'instrument.

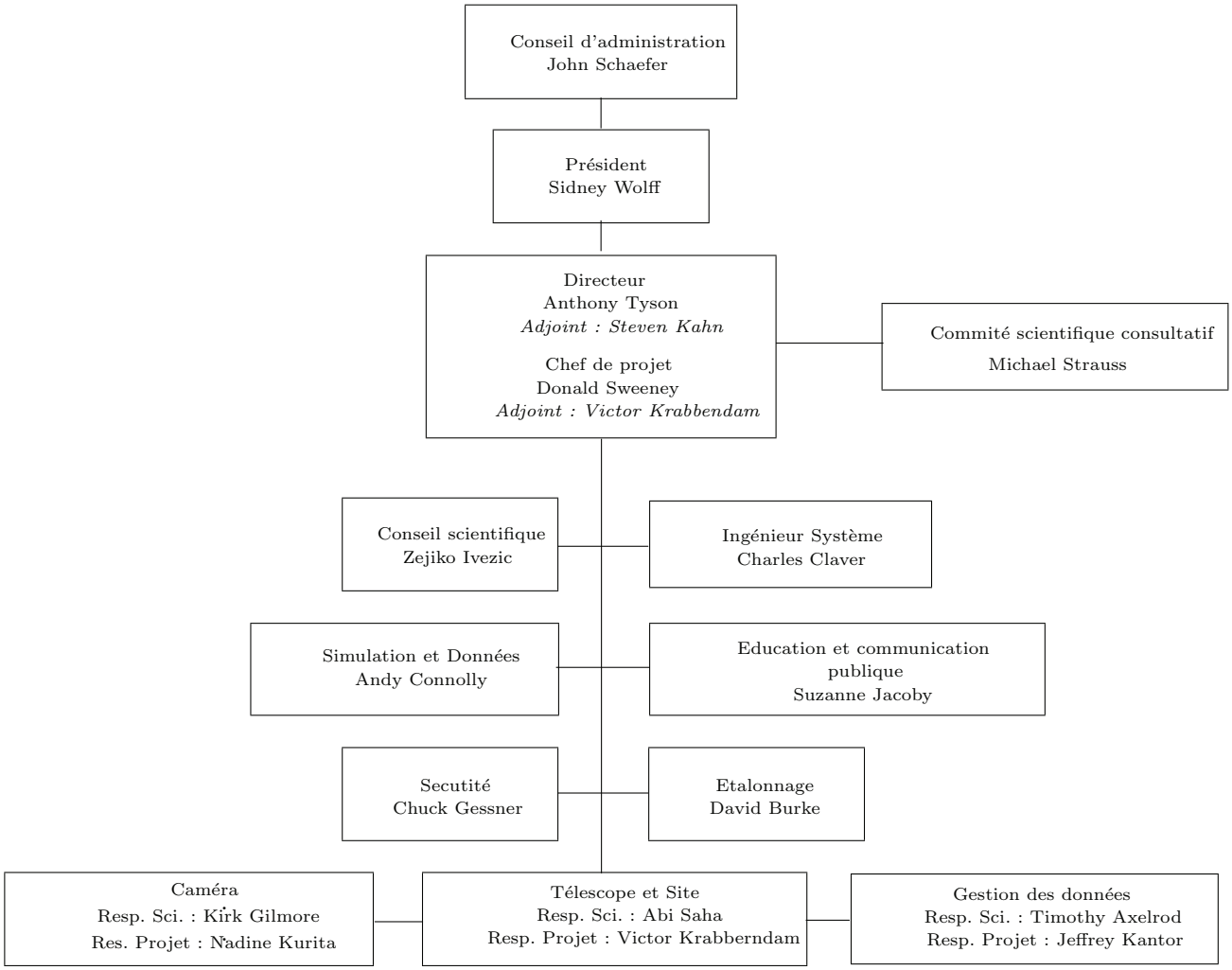

FIG. 2.13 – Organigramme de la collaboration LSST, avec mention des principaux responsables. Figure adaptée de https ://www.lsstcorp.org .

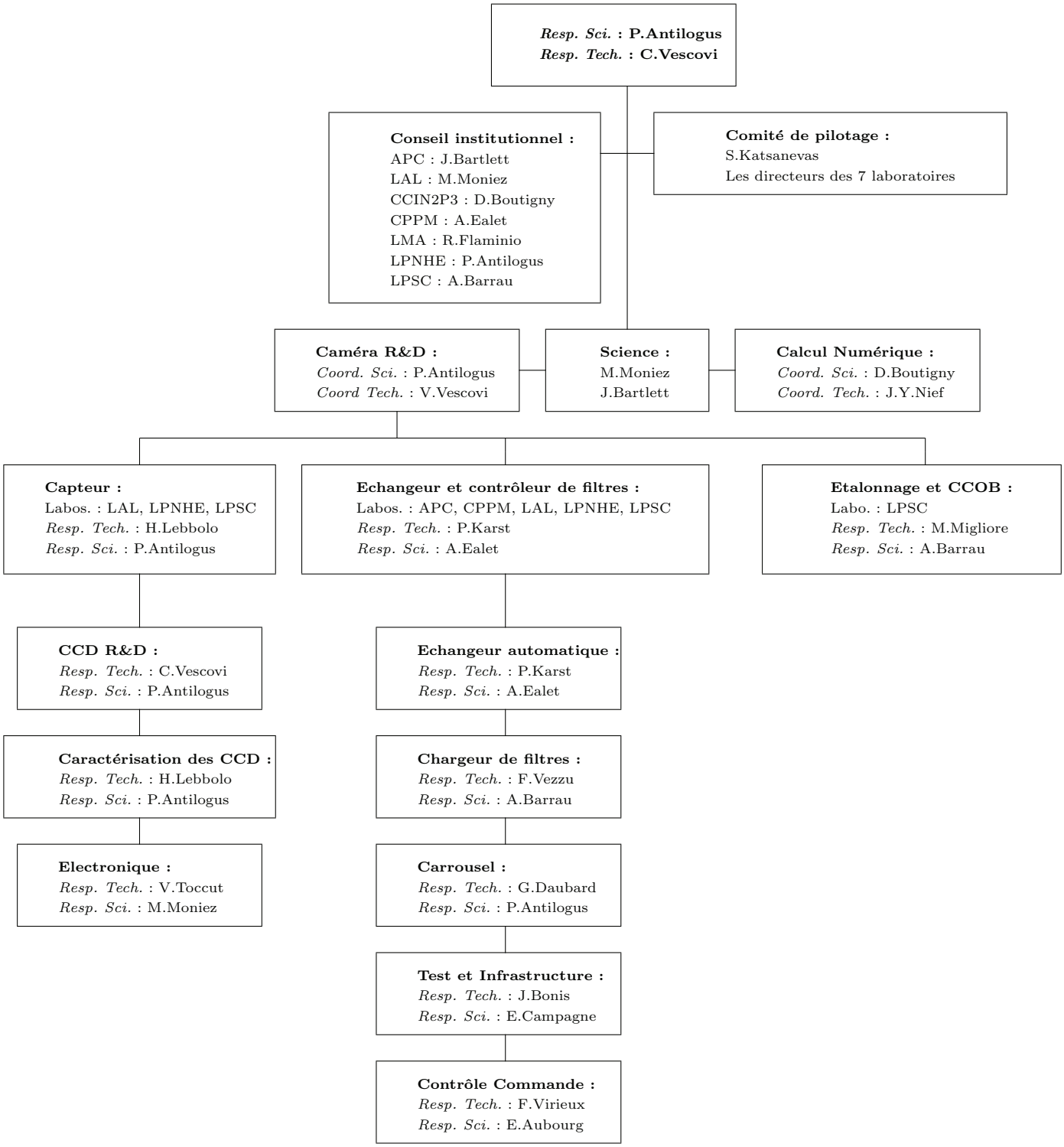

FIG. 2.14 – Organigramme de la collaboration LSST-France, avec mention des principaux responsables et laboratoires participants.

Chapitre 3

Le banc d'étalonnage de la caméra de LSST

Bohemian dances

Both Ways Open Jaws, The Do

La caméra de LSST est le coeur du télescope LSST et de par sa complexité, sa construction constitue un véritable défi. Comme nous l'avons évoqué dans le chapitre précédent, pour parvenir au niveau de précision photométrique imposé par les objectifs scientifiques, la réponse de la caméra doit être connue avec une grande précision. Pour parvenir à cela, en collaboration avec David Burke (responsable de l'étalonnage de LSST) à SLAC (*Stanford Linear Accelerator Center*), nous avons développé le banc d'étalonnage de la caméra de LSST : le CCOB (*Camera Calibration Optical Bench*). Les deux missions principales du CCOB sont d'étalonner la réponse relative de la caméra avec une très grande précision, et de procéder à une validation globale du montage de la caméra. La date de début de la collaboration correspond, à quelques mois près, avec le début de cette thèse. Les membres de l'équipe AMS-CREAM-LSST[1], l'ingénieur du service électronique[2], les techniciens du Service Détecteur et Instrumentation[3] et un ingénieur du service Mécanique [4] sont les principales personnes ayant participée à l'élaboration du CCOB. Dans ce qui suit, nous verrons tout d'abord quels sont les enjeux de l'étalonnage de la caméra, et présenterons le cahier des charges du CCOB que nous avons établi et qui devrait permettre d'atteindre le niveau de précision photométrique exigé. Nous développerons ensuite en détail le principe et les étapes de l'étalonnage. Enfin, nous terminerons sur les mesures de stabilité temporelle du faisceau. Ces mesures sont les premières ayant été réalisées afin de caractériser le faisceau servant à l'étalonnage.

3.1 L'étalonnage de la caméra

Pour chaque objet d'une *Data Release*, la magnitude apparente doit être accompagnée d'une estimation de l'incertitude liée au bruit poissonien de photons σ, du point zéro de couleur Δ_{br}, du décalage systématique de la magnitude apparente dans la bande de référence

[1] Aurélien Barrau (responsable scientifique de LSST au laboratoire et membre du comité de décisions de la collaboration LSST France), Sylvain Baumont, Laurent Derome et moi-même.

[2] Christophe Vescovi (responsable technique de la collaboration LSST France).

[3] Myriam Migliore (responsable technique de LSST au laboratoire) et Rémi Faure.

[4] Eric Perbet

Δ_r et de l'écart δ_b autour de Δ_b (cf équations 2.7 et 2.6). Ainsi, connaître la réponse de l'instrument, soit la fonction S_b^{syst} définie à l'équation 2.2, est d'une importance primordiale puisqu'elle intervient dans l'estimation de δ_b et de Δ_b. Pour rappel, S_b^{sys} dépend de la réponse de la caméra. C'est cette dernière que nous allons tenter de caractériser avec le CCOB.

3.1.1 La nécessité d'un banc d'étalonnage

Comme nous l'avons évoqué dans la chapitre 2, la mesure de la réponse de l'instrument, va être effectuée en trois étapes : la mesure de *Flat Field*, la correction du *Flat Field* par un motif obtenu grâce à un balayage d'un champ d'étoiles et la mesure de la réponse du plan focal. C'est en partie pour réaliser cette dernière mesure que le CCOB a été élaboré. Cela permettra d'estimer différents paramètres instrumentaux (comme la réponse relative des pixels par exemple) et ainsi de contribuer à donner une estimation de S_b^{syst}. D'une manière plus formelle, les paramètres de l'instrument peuvent être écrits sous la forme d'un vecteur $\vec{\theta}$. Ces paramètres sont calculés en minimisant l'écart entre le modèle de l'instrument et les mesures d'étalonnage. On doit minimiser la fonction suivante :

$$\chi^2(\vec{\theta}) = \sum_e \sum_b \left[\frac{m_{e,b}^{std}(\vec{\theta}) - m_{e,b}^{mes}(\vec{\theta})}{\sigma_b^{mes}} \right]^2 + \sum_{FF} \sum_{i,j,\lambda} \left[\frac{C_{i,j,\lambda}^{mes} - C_{i,j,\lambda}(\vec{\theta})}{\sigma_{i,j,\lambda}^{mes}} \right]^2 + \sum_{CCOB} \sum_{i,j,\lambda} \left[\frac{C_{i,j,\lambda}^{mes} - C_{i,j,\lambda}(\vec{\theta})}{\sigma_{i,j,\lambda}^{mes}} \right]^2 . \tag{3.1}$$

Les indices (i, j) correspondent à la position (au pixel) de l'image dans le plan focal et à la longueur d'onde λ. Les différentes composantes sont :

1. une somme sur toutes les bandes et toutes les étoiles e d'un champ dense. La magnitude apparente dans la bande b mesurée pour une étoile est $m_{e,b}^{mes}(\vec{\theta})$ et dépend des paramètres instrumentaux (cf équation 2.3). La magnitude apparente standard $m_{e,b}^{std}(\vec{\theta})$ est calculée à partir d'un modèle de l'étoile e et des paramètres instrumentaux.
2. une somme sur toutes les images de *Flat Field*. Pour chaque image FF, pour chaque longueur d'onde λ ou gamme de longueurs d'onde et en chaque point (i, j), le nombre d'ADU mesuré est $C_{i,j,\lambda}^{mes}$, tandis que le nombre d'ADU attendu pour les paramètres $\vec{\theta}$ est $C_{i,j,\lambda}(\vec{\theta})$.
3. une somme sur toutes les images prises avec le CCOB. Pour chaque image $CCOB$, pour chaque longueur d'onde λ ou gamme de longueurs d'onde, et chaque position (i, j) le nombre d'ADU mesurés est $C_{i,j,\lambda}^{mes}$ tandis que le nombre attendu est $C_{i,j,\lambda}(\vec{\theta})$.

Une estimation de l'incertitude σ sur les grandeurs mesurées est donnée pour chaque image et dépend en général de $\vec{\theta}$. Les valeurs prédites par le modèle de l'instrument, telles que $C_{i,j,\lambda}$ ou $m_{e,b}^{std}$ seront obtenues par simulation.
Cette expression est une représentation analytique de la manière dont les paramètres instrumentaux ainsi que leur incertitude seront calculés. Il n'est pourtant pas encore établi que cette méthode sera effectivement celle utilisée. Quelque soit la méthode employée, l'étalonnage de l'instrument consiste à déterminer les paramètres ainsi que leurs incertitudes, en comparant un modèle à des mesures. Il est important de remarquer que les trois mesures d'étalonnage, le balayage d'un champs d'étoile, le *Flat Field* et le CCOB, ne sont pas sensibles aux mêmes paramètres instrumentaux. Par exemple, les mesures obtenues par le CCOB ne tiennent pas compte de la transmission des miroirs. D'autre part, le CCOB est nécessaire si l'on souhaite atteindre le niveau de précision photométrique indiqué par le tableau 2.4. Les deux premières

étapes d'étalonnage ne contraignent pas suffisamment l'ensemble des paramètres instrumentaux et ne permettent pas d'avoir une répétabilité photométrique de 0.3%, une uniformité de 0.5% et un biais de points zéro de couleur de 0.3%[5]. De plus, connaître la caméra de manière indépendante du télescope semble une approche naturelle dans le processus d'étalonnage. Cet argument s'appuie sur des expériences antérieures telles que CFHT (*Canada-France-Hawaï Telescope*), où l'étalonnage de la caméra MégaCam a permis d'obtenir une incertitude systématique photométrique de quelques pour cent dans les bandes (u, g, r, i, z) (cf Regnault *et al.*[73]).

3.2 Le cahier des charges

Le CCOB aura plusieurs fonctions. Tout d'abord, il servira à vérifier que certains des éléments de la caméra sont assemblés correctement. Notamment, le CCOB délivrera la première lumière vue par la caméra et, par exemple, permettra de dire rapidement si les *rafts* sont correctement câblés. Dans un second temps il permettra de valider certains aspects du plan de la caméra. En effet, on verra dans la suite que certaines mesures effectuées avec le CCOB sont sensibles à la position des éléments optiques les uns par rapport aux autres. L'étude des images fantômes sera réalisée à partir de ces mêmes mesures qui seront effectuées grâce à un faisceau lumineux fin pouvant atteindre n'importe quel point du plan focal avec n'importe quel angle d'incidence. Enfin, le CCOB fera la mesure de la réponse relative du plan focal, ainsi que l'estimation des points zéro de couleur.
Afin que le CCOB puisse permettre de réaliser l'ensemble de ces mesures, un cahier des charges a été établi. Le choix des fonctionnalités du CCOB est relativement important puisque ces dernières déterminent le type de mesures qui devront être réalisées ainsi que la manière et la précision avec lesquelles ces mesures seront effectuées.
Les fonctionnalités du CCOB telles qu'elles sont présentées à la collaboration sont les suivantes :

1. Le CCOB doit fournir la première lumière de la caméra. Ceci devrait permettre de faire une carte des pixels blancs et des pixels morts[6]. La mesure du courant noir et du bruit de lecture devrait être possible. De telles mesures servent également à vérifier que le système d'acquisition fonctionne correctement.
2. Le CCOB doit déterminer la réponse relative du plan focal dans les bandes g, r, i et z, c'est-à-dire la fonction $S_b^{FPA}(x, y)$, où FPA signifie plan focal pour *Focal Plane Array*, où b est une bande parmi celles énoncées plus haut, et (x, y) est la position dans le plan focal. Cette fonction peut être écrite comme :

$$S_b^{FPA}(x, y) = QE(x, y) \times CTE(x, y) \times G(x, y) \ ,$$

où QE (en e^-/γ) est l'efficacité quantique des capteurs CCD au point (x, y), c'est-à-dire l'efficacité avec laquelle un photon est converti en électron. CTE est l'efficacité de collection de charges. Enfin le gain G (en ADU/e^-), provient de l'électronique de lecture et correspond à la conversion entre les nombre d'électrons collectés en nombre de coups (ou ADU). Ainsi, la fonction S_b^{FPA} est en (ADU/γ). Notons que la linéarité de la réponse

[5]Selon le tableau 2.5, la répétabilité photométrique doit être connue à 5 milli-magnitude. Ceci correspond à environ 5%. En effet, soit F et δF un flux et son incertitude, et F_0 un flux de référence. La magnitude peut être, de manière approximative, écrite comme : $m = -2.5 \log_{10}(F/F_0)$. Ceci implique que l'incertitude sur la magnitude est $\delta m = -2.5 \log_{10}(1 + \delta F/F)$ et dans le cas où l'incertitude relative est faible, $\delta m \sim -2.5/\ln(10) \times \delta F/F$. Donc 5 milli-mag est environ égale à 0.5%.

[6]un pixel blanc est un pixel activé en permanence. Un pixel noir est en permanence éteint.

des pixels doit également être quantifiée, car la fonction S_b^{FPA} peut éventuellement dépendre de l'intensité lumineuse. L'écart-type de la réponse relative S_b^{FPA} doit être de 0.25% sur une échelle spatiale de la taille d'un *raft* (soit environ 12 cm ou l'équivalent de 1° de champ de vue). Sur tout le plan focal, la valeur de l'écart-type passe à 0.5%. Ces valeurs sont faibles et au-delà de l'état de l'art. La mesure de la réponse relative du plan focal sera réalisée avec la lentille L_3 en place, cette dernière étant nécessaire pour fermer le cryostat.

3. Le CCOB doit pouvoir éclairer n'importe quel pixel du plan focal, à n'importe quel longueur d'onde comprise dans la bande passante de LSST, à n'importe quel angle entre 14° et 26°. Ces angles correspondent aux angles qu'un rayon lumineux, en sortie du télescope, est susceptible de faire avec l'axe optique de la caméra. Ceci peut être vu sur la figure 2.5.
4. Les points zéro de couleur doivent être déterminés, comme nous l'avons évoqué dans la partie 2.3.2. Les points zéro de couleur de LSST Δ_{rb} doivent être connus à 0.5% près. Avec le CCOB, il sera possible de déterminer les points zéro de couleurs de la caméra Δ_{rb}^{FPA}, qui sont en général différents des Δ_{br} car les poussières déposées sur les miroirs peuvent avoir tendance à absorber la lumière dans le bleu. La condition principale pour être capable de mesurer Δ_{rb}^{FPA} avec un faible niveau d'incertitude est de très bien connaître le spectre de la lampe utilisée pour l'étalonnage. Ceci sera expliqué dans la suite. Les points zéro de couleur pour les bandes (g, r, i, z), c'est-à-dire les trois termes Δ_{rg}, Δ_{ri} et Δ_{rz} doivent être connus avec une précision de 0.2%. Les bandes u et y ne sont pas concernées.
5. Le CCOB doit permettre de fournir un modèle d'images fantômes produites au sein de la caméra. Ceci sera possible grâce à la mesure des coefficients de réflexion des dioptres et des capteurs CCD avec une précision de 1%. De plus, une mesure de la position relative à 20 μm près et de l'alignement des éléments optiques à 10 μrd près devrait pouvoir être réalisée.
6. Le CCOB doit être compatible avec l'environnement de la salle d'assemblage et de test de la caméra à SLAC. Il doit également l'être avec la salle dédiée à la caméra à l'observatoire du Cerro Pachón.

De par la diversité des spécifications du cahier des charges, le CCOB doit fonctionner en plusieurs modes. Nous avons établi l'existence de trois modes, chacun tend à répondre à un ou plusieurs points parmi les cinq premiers du cahier des charges. La dernière fonctionnalité doit être respectée par tous les modes.

3.3 Le mode 'Première Lumière'

Ce mode répond au premier point du cahier des charges. C'est la mesure la plus simple qui sera réalisée avec le CCOB. Avant d'effectuer des mesures précises telles que la mesure de S_b^{FPA}, une illumination à peu près uniforme doit permettre de sonder les pixels morts et les pixels blancs. La seule contrainte existante est que l'illumination doit couvrir l'ensemble du plan focal.
Le montage expérimental est schématisé sur la figure 3.1. Il comprend un lampe de spectre blanc, séparée de la caméra par un panneau permettant de diffuser la lumière sur toute l'étendue de la caméra. Des enceintes permettent de maintenir la caméra dans l'obscurité. Dans cette configuration, le bruit de lecture, généré par les amplificateurs de charges sera évalué en prenant plusieurs images avec un temps d'exposition de 0 s. Puis, une carte du cou-

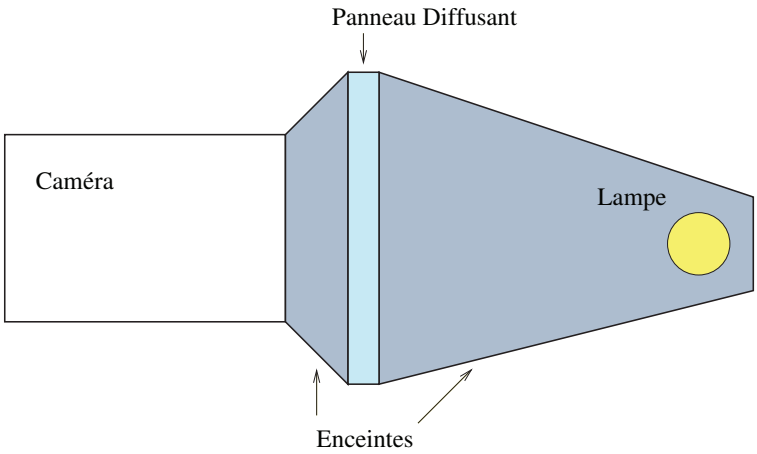

FIG. 3.1 – Schéma représentant le montage expérimental du mode 'Première Lumière'. Entre la caméra et la lampe de spectre large se situe un panneau diffusant la lumière sur l'étendue de L_3. Des enceintes maintiennent la caméra dans l'obscurité lorsque la lampe est éteinte.

rant noir[7] pourra être établie, pour un temps d'exposition de 15 s. La caméra sera considérée comme 'prête' si le pourcentage de pixels noirs et blancs est inférieur à 0.025%, si le nombre de colonnes défectueuses est inférieur à 20 et si le bruit de lecture est inférieur à $5e^-$.

3.4 Le mode 'Faisceau Large'

3.4.1 Principe

Ce mode permet de satisfaire le second point du cahier des charges. La mesure de la réponse relative des pixels peut être déterminée en effectuant un balayage du plan focal avec un faisceau de rayon de l'ordre de la taille d'un capteur CCD. En supposant que le profil du faisceau soit parfaitement constant dans le temps, la variation d'intensité vue d'un pixel à l'autre doit suivre le profil d'intensité du faisceau. Sur la figure 3.2, un schéma illustre cette procédure. La variation du profil de faisceau reconstruit d'un pixel à un autre est directement liée à $S_b^{FPA}(x, y, \lambda)$. Dans ce mode, seule la lentille L_3 servant à clore le cryostat sera en place. Retirer les deux autres lentilles et le filtre est nécessaire pour réduire les images fantômes. Il n'est cependant pas possible de toutes les supprimer. En effet, des images fantômes de premier et second ordre dues aux réflexions internes à L_3 et sur le plan de capteurs CCD sont au nombre de 3 comme illustré sur la figure 3.3. La contamination de l'image par ces images fantômes est un effet que l'on ne peut négliger, et ceci constitue l'une des difficultés majeures de la mesure de S_b^{FPA}.

3.4.2 Montage Expérimental

Le montage expérimental que nous avons établi pour réaliser la mesure de S_b^{FPA} s'appuie sur le plan de conception de la caméra de LSST tel qu'il était admis au début de cette thèse. Il comprend les éléments suivants :

[7] Le courant noir est un bruit qui dépend du temps d'exposition d'une caméra CCD. Il est dû à la génération de manière spontanée de paires électron-trou causé par la tension aux bornes de la cathode et de l'anode. Ainsi, plus le temps d'exposition est long, plus le bruit est important.

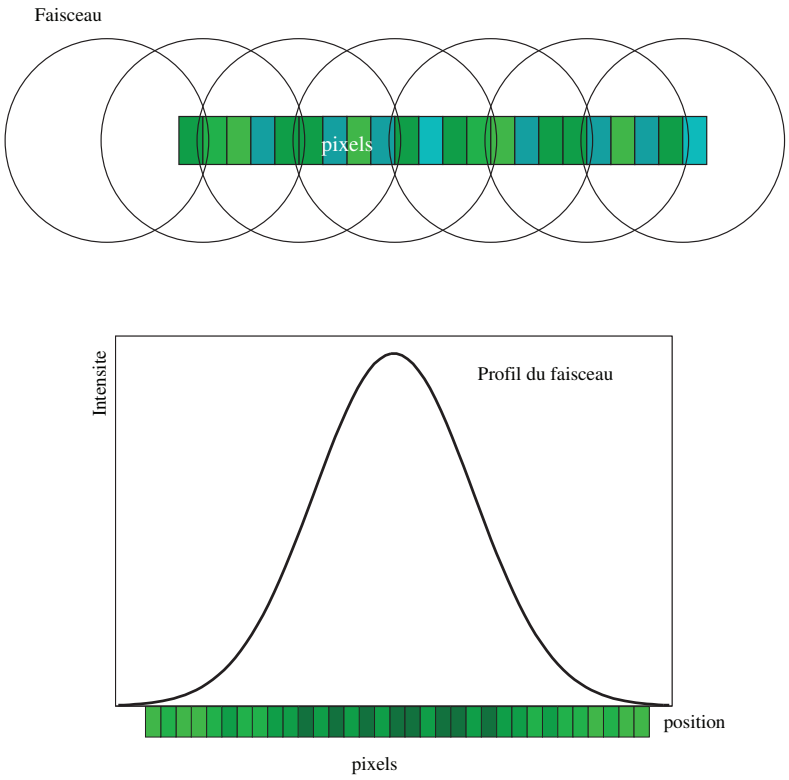

FIG. 3.2 – Schéma illustrant la procédure de balayage d'un faisceau large. La taille du pixel (en vert) n'est pas à l'échelle de la taille du faisceau. La réponse relative des pixels éclairés à chaque pas peut être déduite par comparaison avec la réponse attendue pour des pixels ayant tous la même réponse. Cette démarche peut être suivie si l'on fait l'hypothèse que le profil du faisceau est connu avec une précision suffisante.

1. Le support. Commun au mode 'Faisceau Fin', ce dernier fixe quelques unes des contraintes sur le support de la source. La source lumineuse est disposée sur un rail dont la course est de 2 m. Le rail transverse sera lui monté sur des rails verticaux permettant un déplacement de haut en bas, dont la course est également de 2 m. La résolution est de 150 μm et la répétabilité est de 3 μm. Le rail supportera un plateau rotatif sur lequel reposera un berceau goniométrique. La plateau permet une rotation autour de l'axe vertical d'un angle θ, avec une résolution de 0.0002°. Le berceau, quant à lui, autorise une rotation autour d'un axe parallèle à l'axe optique d'un angle ϕ avec une résolution de 0.0001° (voir figure 3.4).

2. La source. Pour que les appareils mécaniques puissent fonctionner dans leurs spécifications, le poids de la source ne doit pas dépasser quelques kilogrammes. Une lampe et le boîtier dans lequel la lampe se loge sont déjà trop lourd pour les éléments mécaniques. Ainsi, la lumière sera dirigée de la source à la tête mobile par une fibre optique. Comme nous souhaitons faire des mesures pour les bandes (g, r, i, z) ($[300, 1100]$ nm), nous avons choisi d'utiliser une lampe QTH (*Quartz Tungsten Halogen*). Un exemple de spectre d'une lampe QTH est tracé sur la figure 3.5. Le spectre a l'avantage d'être régulier et de ne pas présenter de raie. Comme le spectre est large, une fibre multi-mode est adoptée,

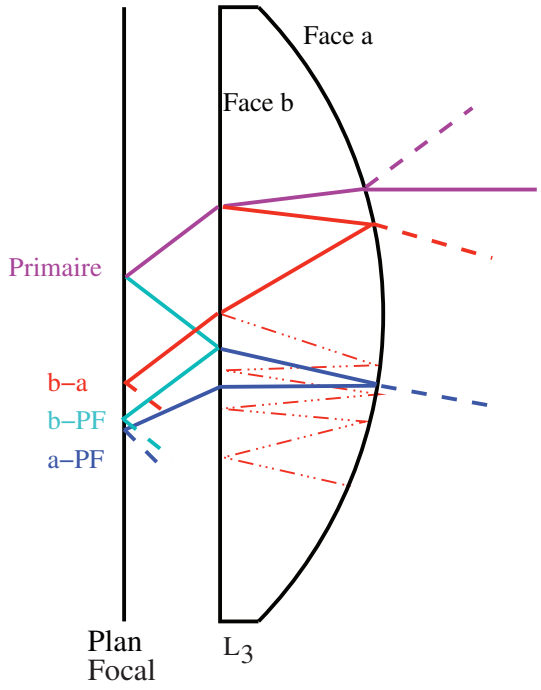

FIG. 3.3 – Schéma représentant les images fantômes crées par des réflexions sur les faces de L_3 et sur les capteurs CCD. Ces images parasites sont présentes dans le mode 'Faisceau Large'. Les tirets représentent la lumière perdue. Le schéma n'est pas à l'échelle, et les images seront beaucoup plus proches les unes des autres.

puisqu'elle laisse passer une large gamme de longueurs d'onde. La taille du diamètre du coeur est de 1 mm. Un module de focalisation permet d'injecter la lumière collimatée de la lampe dans la fibre. Un dispositif de mise en forme du faisceau est disposé en sortie de fibre et permet d'obtenir un faisceau collimaté d'environ 1 cm de diamètre. Cette longueur petite devant la taille de L_3 permet d'éviter les distorsions du profil du faisceau lumineux dues à L_3. Un échantillon pour chacun des filtres de LSST sera disposé en sortie de ce dispositif.
La lampe QTH est asservie par une alimentation qui permet de régler la puissance de la lampe entre 10 et 250 W. Un contrôleur d'intensité recoît une partie de la lumière en sortie de la lampe grâce à une lame séparatrice. Connecté à l'alimentation de la lampe, il permet de réduire les fluctuations d'intensité à 0.1%.
Enfin un obturateur permettant un temps d'ouverture minimum de 9.2 ms est utilisé. Le schéma de montage de l'ensemble composant la source est représenté sur la figure 3.6.

3. Une photodiode de contrôle sera utilisée pour vérifier l'intensité du faisceau. Etalonnée par NIST (*National Institute of Standards and Technology*), elle permettra de connaître de manière absolue l'intensité du faisceau à 0.02% sur une gamme de $[400, 950]$ nm. La réponse de la photodiode varie avec la température passant de $0.02\%/°C$ à 400 nm à $1.2\%/°C$ à 900 nm. Elle est lue par un pico-ampèremètre dont la précision, lorsque le courant est au-dessus du niveau de bruit de 100 fA, est de 0.1%. Cette photodiode sera placée proche de la caméra, comme représentée sur la figure 3.4, et régulièrement, durant le balayage, le faisceau pointera vers elle afin de suivre l'évolution de l'intensité du faisceau. Nous faisons l'hypothèse ici que seule l'intensité du faisceau est susceptible de varier, mais pas son profil. Cette hypothèse est validée dans la partie 3.6. Mais même dans le cas où le profil est variable spatialement, un capteur CCD permettrait de caractériser les variations spatiales du profil. On peut effectuer un étalonnage par balayage du profil du faisceau grâce à la photodiode étalonnée, mais cela est relativement

long, alors qu'une seule image est nécessaire avec une caméra CCD. Notons qu'un capteur CCD seul ne suffit pas pour atteindre le niveau de précision que l'on souhaite car il faudrait que la réponse relative des pixels soit extrêmement bien connue. La méconnaissance de la réponse relative des pixels peut être éventuellement contrée si la position relative de l'axe optique du faisceau et du capteur varie d'une image à l'autre, dans le cas de plusieurs expositions. Une moyenne permet ensuite de s'affranchir de la réponse relative des pixels.

La figure 3.7 montre une réprésentation du montage mécanique du CCOB.

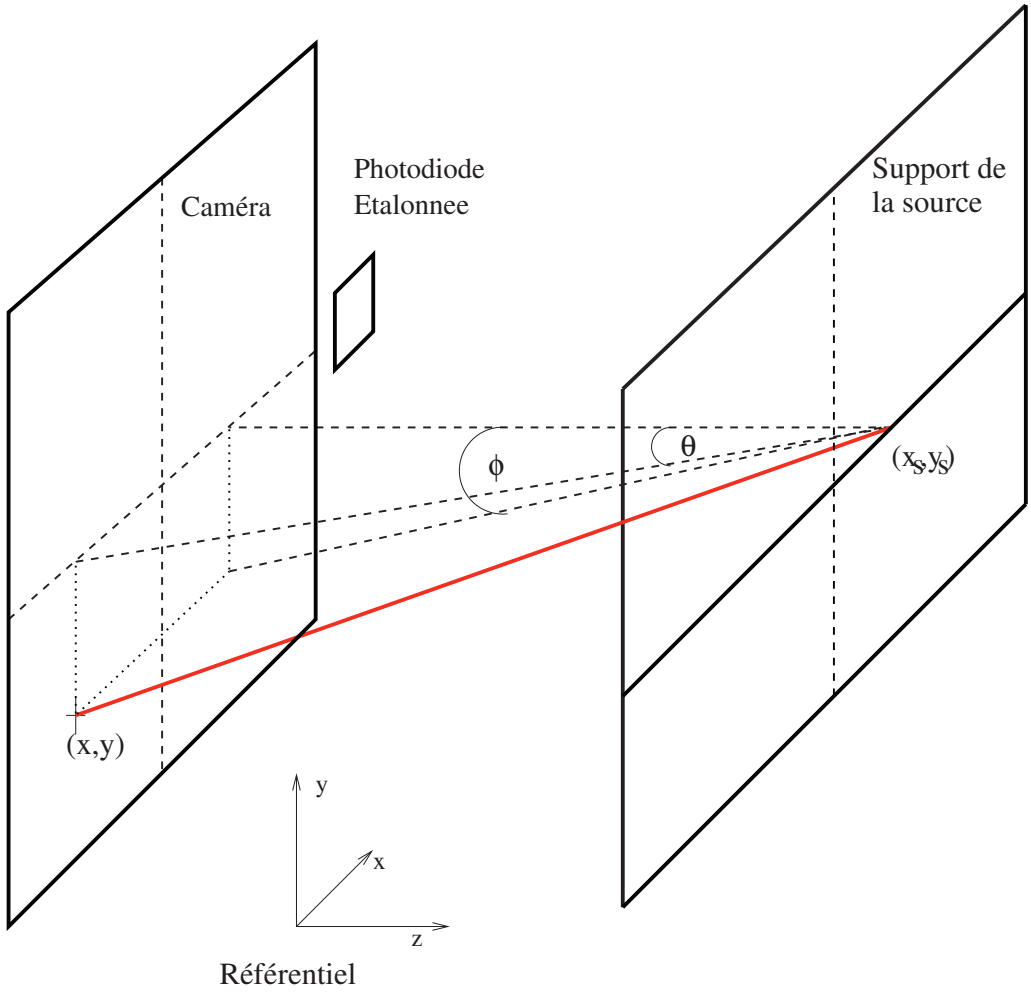

FIG. 3.4 – Schéma du CCOB montrant les degrés de liberté de la source.

3.4.3 Conditions et protocole expérimentaux

Après la déscription du montage expérimental ci-dessus, il reste à préciser les conditions et le protocole à suivre.

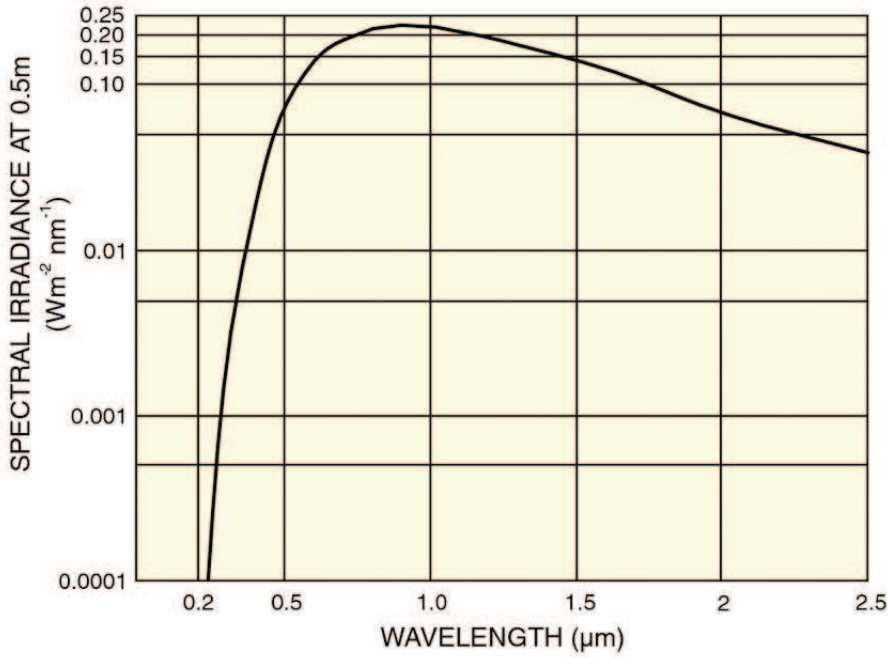

FIG. 3.5 – Spectre représentatif d'une lampe source QTH.

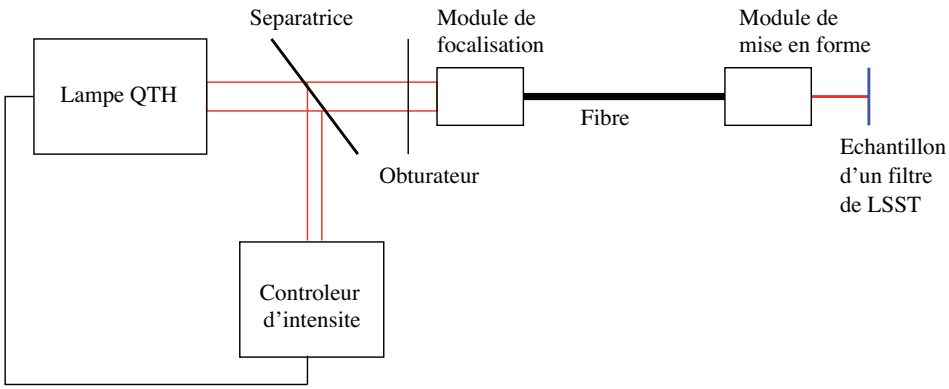

FIG. 3.6 – Schéma de la source. La fibre optique permet de conduire la lumière sur la tête mobile.

Conditions

- La puissance du faisceau et le temps d'ouverture de l'obturateur sont fixés par la capacité du puits d'un pixel d'un capteur CCD de LSST mais aussi par le courant minimum lu par le pico-ampèremètre de la photodiode étalonnée. Le puits a une capacité de 90 000e^-, donc pour ne pas saturer les pixels, mais pour être bien au-delà des niveaux de bruits, nous fixons à $n_e = 50\ 000e^-$ environ le nombre d'électrons produits lors d'une exposition. L'énergie d'un photon de 400 nm est $E_\gamma \sim 5\ 10^{-19}$ J. A cette longueur d'onde, l'efficacité quantique des caméras CCD est $QE \sim 0.5$. Le flux par pixel

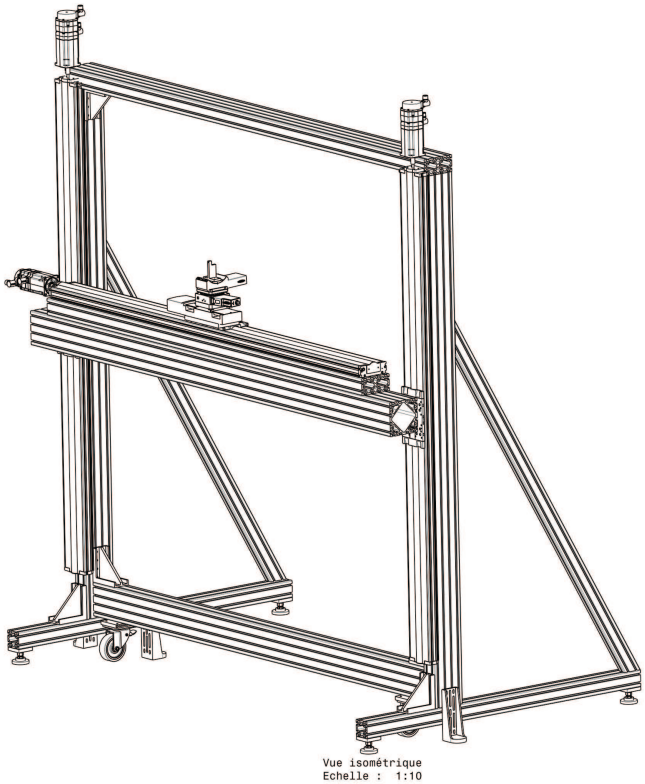

Fig. 3.7 – Schéma du montage mécanique du CCOB

est donc égal à $P_{\text{px}} = E_\gamma n_e/QE = 5\ 10^{-14}$ W/px, ceci est équivalent à 0.5 nW/mm^2 si le temps d'intégration est d'une seconde. Pour un temps Δt en seconde, le flux vaut $P = 0.5/\Delta t$ nW/mm^2. La capacité de réponse de la photodiode à cette longueur d'onde est de ~ 0.2 A/W, donc le courant induit par un flux lumineux P est de $I = P \times 0.2 \times S$ où la surface active de la photodiode vaut $S = 1$ cm^2, soit $I = 0.1$ nA. Or pour que le pico-ampèremètre fonctionne de manière optimale, il est préférable d'avoir un courant de l'ordre de 10 nA au moins. Cela entraîne que le temps d'ouverture Δt doit être de l'ordre de 10^{-2} s. Le flux est donc égale à 50 nW/mm^2 à 400 nm et un calcul similaire donne 10 nW/mm^2 à 900 nm.

– La température de la pièce doit rester constante à 0.1 °C. En effet, comme à 900 nm la réponse de la photodiode varie de 1.2 %/°C, une variation de la température supérieure à 0.1 °C induit une variation de la réponse supérieure au bruit du pico-ampèremètre (de 0.1%).

Le protocole expérimental se décline en deux parties : l'étalonnage du faisceau et la stratégie de balayage.

L'étalonnage du faisceau

Cette procédure constitue un point clé du CCOB. En effet, nous faisons l'hypothèse que l'on étalonne la réponse relative des pixels grâce à un faisceau dont on connaît très bien le profil. Trois manières de connaître le faisceau ont été établies :

– Un balayage du faisceau sur la photodiode étalonnée placée à côté de la caméra permettra de sonder les variations spatiales d'intensité du profil. Pour cela, un diaphragme placé devant la photodiode permet d'échantillonner le profil. La taille du diaphragme dépend des échelles de variation du faisceau. Comme expliqué plus haut, des mesures sont en cours pour mettre en évidence ces variations spatiales. Une interpolation des

points de l'échantillonnage du profil par la photodiode doit permettre de reconstruire le profil. Notons que pour rester au-dessus du niveau de bruit du pico-ampèremètre de la photodiode, le courant de sortie doit être de l'ordre du nA. Avec un flux de 50 nW/mm^2 et une réponse de la photodiode de $\sim$ 0.2 A/W à 400 nm, le diamètre du diaphragme doit être de l'ordre du millimètre (sur toute la gamme de longueurs d'onde). Notons que l'interêt de cette méthode est que nous ne sommes interessés qu'aux variations relatives du profil. Il n'est ainsi pas nécessaire de connaître la réponse absolue de la photodiode.
- Grâce à un capteur CCD étalonnée, le profil du faisceau peut être connu.
- Le profil du faisceau peut être obtenu en moyennant les images d'étalonnage de la caméra de LSST. Un motif est alors établi et chaque image est *a posteriori* corrigé.

La stratégie de balayage

Un compromis doit être trouvé entre le temps mis à disposition pour l'étalonnage de la caméra et la capacité à produire S_b^{FPA} avec un nombre d'images d'étalonnage donné. La stratégie d'étalonnage n'est pas encore définitive car elle dépend du degré de connaissance que nous avons du faisceau. En effet, si l'on suppose que le profil est parfaitement connu, et constant avec le temps, alors chaque pixel ne pourrait être éclairé qu'une seule fois. Le profil de rayon $\sim$ 1 cm sera certainement bien connu autour du centre, à l'intérieur d'un cercle de rayon 0.5 cm. Un balayage 'raisonnable' serait que chaque pixel voie le faisceau quelques fois (entre 3 et 5 fois). Prenons par exemple un pas de 0.5 cm dans les directions horizontale et verticale. Le nombre total de pas est alors de l'ordre de 16 390. Le temps de lecture de la caméra étant de 2 s, et le temps d'exposition de 10 ms, une estimation large du temps passé pour chaque image est de 3 s. Par conséquent, le temps total pour couvrir la caméra est d'environ 13 heures et demie, sans compter les étapes d'étalonnage du faisceau. Ainsi, on peut estimer à 1 journée un balayage par filtre, ce qui paraît raisonnable. Sur une journée, la dérive temporelle des appareils devra être soigneusement prise en compte et évaluée avant l'étalonnage de la caméra. Une ré-étalonnage du faisceau sera effectué pérdiodiquement au cours de cette phase.

Orientation du faisceau

L'orientation du faisceau par rapport à l'axe optique doit être établie. En effet, comme nous l'avons évoqué plus haut, les images fantômes et la perte de lumière sur L_3 dépendent toutes deux de l'angle d'incidence du faisceau par rapport à l'axe optique. Ces réflexions doivent être prises en compte et doivent éventuellement permettre de corriger les images d'étalonnage. Le coefficient de réflexion des interfaces (air-sillice) et (sillice-air) est de l'ordre de 1.5% sur toute la bande passante concernée, mais un traitement de surface permettra de diminuer cette valeur à 0.5%. La réflexion interne à L_3 notée (a, b), est de $\sim 2\ 10^{-5} I_0$ où I_0 est l'intensité de l'image primaire. Cette valeur passe à $\sim 6\ 10^{-4} I_0$ pour les images (a, PF) et (b, PF) impliquant une réflexion sur le plan focal. Une simulation des images fantômes en bord du champ en incidence normale, réalisée par Sylvain Baumont, montre qu'à l'image primaire se superpose l'image (a, PF). Les images (a, b) et (b, PF) sont superposées et décalées par rapport à l'image primaire (cf figure 3.8). L'intensité des fantômes est faible et peut être ignorée. Cependant, si les coefficients de réflexion sont plus élevés que ceux donnés par le cahier des charges de la caméra, alors ces images doivent être prises en compte. Un second effet en rapport avec celui discuté ci-dessus, est la perte de lumière par réflexion de l'ordre de 0.5%, illustrée par les tiretés de la figure 3.3.
Notons que l'intensité et les distances relatives entre chaque image dépendent de l'angle d'incidence. Trois procédures de balayage ont été imaginées :

1. Le faisceau est parallèle à l'axe optique. Au bord de L_3, l'angle entre l'axe optique et le faisceau est de 6.4° au niveau de L_3 et de 2.9° au niveau du capteur CCD. Cette configuration est la plus naturelle mais les images fantômes, si les réfléctivités sont plus élevées que celles prévues, seraient difficiles à prendre en compte, notamment car le motif de superposition des images change avec la position du faisceau.
2. L'angle entre le faisceau et l'axe optique est constant, égal à 20°. Ceci présente l'avantage de distinguer les 4 images sur le plan focal, mais le désavantage d'augmenter la perte de lumière jusqu'à 0.2% sur bord de L_3, là où l'angle est maximal ($\sim$ 25°). Ainsi, la variation de la perte d'intensité varie avec la position du faisceau. Comme cette perte est du même ordre que la précision photométrique, il est nécessaire de la prendre en compte et de corriger la variation du coefficient de réflexion avec la position d'incidence. Cette correction, bien que difficile, peut être réalisée par des mesures des coefficients de transmissions préalablement réalisées sur les capteurs CCD et L_3, ou grâce aux mesures réalisées en mode 'Faisceau Fin'.
3. L'angle entre le faisceau et l'axe optique est tel que l'angle entre les rayons incidents à L_3 ou incidents au plan focal soit constant. Cette méthode est cependant sans interêt puisqu'il n'est pas possible de maintenir l'angle constant pour toutes les positions d'incidence du faisceau.

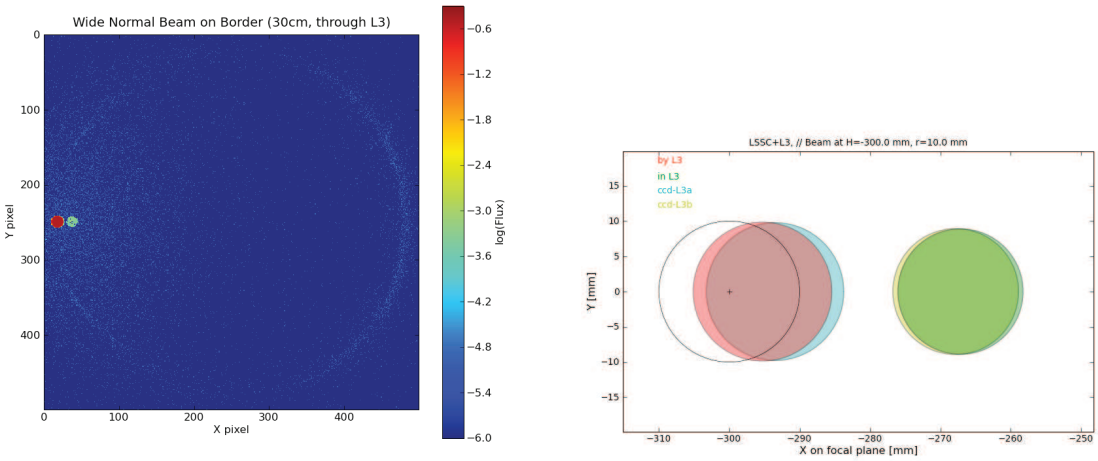

Fig. 3.8 – Simulation réalisée par Sylvain Baumont avec le logiciel ZEMAX, de l'image d'un faisceau de 1 cm de rayon (figure de gauche). On distingue deux images. Un calcul analytique permet d'obtenir la figure de droite, où l'on voit que chacune des deux images est elle-même composée de deux images.

Résumé des sources incertitudes

Le tableau 3.1 résume les sources d'incertitudes identifiées dans le mode 'Faisceau Large'. Le budget d'erreur est relativement serré puisque les deux premières lignes du tableau révèlent des incertitudes seulement deux fois plus petite que l'incertitude totale de 0.25% que nous souhaitons atteindre sur la mesure de S_b^{FPA}. L'évaluation de l'incertitude de S_b^{FPA} nécessite une simulation du CCOB, et en parallèle, des mesures réalisées sur un prototype du CCOB.

Source d'incertitude	Valeur
Photodiode	
Courant du pico-ampèremètre :	0.1% si $P > 10$ nW
Courant du à la variation de température :	de 0.02% à 0.12% si $\delta T = 0.1^{o}C$
Réponse :	0.02%
Obturateur	
Durée d'ouverture :	à mesurer
Déplacement de la source :	3 μm (répétabilité)
Rotation	
autour de Oy :	0.002° (répétabilité)
autour de Ox :	0.001°
Intensité des images fantômes	
en incidence normale	
Lentille-lentille	2 10^{-4} (relatif à l'image principale)
Lentille-plan focal	7 10^{-5} (incidence normale)

TAB. 3.1 – Résumé des sources d'incertitude principales qui ont été identifiées. D'autres sources d'incertitudes, telles que celle sur la reconstruction du profil du faisceau, ne sont pas encore connues, mais interviennent dans le budget d'erreur.

3.5 Le mode 'Faisceau Fin'

3.5.1 Principe

Le mode 'Faisceau Fin' entend à répondre aux points 3 à 5 du cahier des charges. Grâce à une source disposée sur une tête mobile (identique à celle définie dans la partie 3.4), il sera possible d'éclairer n'importe quel point du plan focal avec un angle compris entre 14° et 26°, à n'importe quelle longueur d'onde comprise dans la bande passante de LSST. Notons que si le CCOB permet de répondre aux points 4 et 5, alors le points 3 est automatiquement satisfait. Détaillons le principe des mesures des points 4 et 5 et prenons comme schéma de base du CCOB la figure 3.4. Dans ce mode, les trois lentilles et le filtre sont en place, et la taille du faisceau est maintenant petite devant la taille d'un capteur CCD ($\sim$ 4 cm), avec un diamètre de l'ordre de 1 mm.

Les points zéro de couleur

Grâce à un monochromateur, il sera possible de sélectionner la longueur d'onde de la source, et ainsi, de donner une estimation des points zéro de couleur. En effet, soit Δ_{rb} le point zéro de couleur entre le filtre r et le filtre b ($b = g, i, z$). Pour rappel, Δ_{rb} s'écrit comme :

$$\Delta_{rb} = 2.5 \log \left(\frac{\int_0^{+\infty} T_r(\lambda) d\lambda}{\int_0^{+\infty} T_b(\lambda) d\lambda} \right) .$$

Le CCOB devrait permettre d'estimer Δ_{rg}, Δ_{ri} et Δ_{rz} en quelques points de référence de la caméra. Le schéma 3.9 montre l'image par le télescope d'une source à l'infini. Mesurer le point zéro de couleur en un point de la caméra implique qu'il faut que la source lumineuse reproduise ce motif conique de lumière. Comme ceci n'est pas possible, le motif sera échantillonné et des mesures seront faites sur des portions réduites (représentées par les traits noirs), comparées avec un modèle de la caméra puis interpolées entre les points. Le faisceau de lumière doit être

de petit diamètre pour pointer sur la position (x, y) dans le plan focal. En chaque position, plusieurs mesures seront effectuées en fonction de la longueur d'onde. Chacune consistera a mesurer :

$$I_i = \int_{\lambda_i}^{\lambda_i+\delta\lambda} f(\lambda)T_r(\lambda)d\lambda \ , \tag{3.2}$$

où λ_i est la longueur d'onde sélectionnée, $\delta\lambda$ est la résolution du monochromateur, $f(\lambda)$ est le flux de la source et $T_r(\lambda)$ la transmission de la caméra. Dans un cas idéal, le spectre de la source est constant. Comme ce n'est jamais le cas, il faut donc corriger le fait que le flux varie avec la longueur d'onde. Pour cela, le spectre de la source doit être très bien connu, en tous cas de manière relative. Il doit donc être étalonné, c'est-à-dire qu'une longueur d'onde de référence est choisie λ_0, de sorte que pour chaque longueur d'onde λ_i on puisse écrire $f(\lambda_i) = \alpha_i f(\lambda_0)$, où les coefficients α_i sont connus. Nous utiliserons pour cela un spectromètre. Ainsi, dans l'hypothèse où $\delta\lambda$ est petit, l'équation 3.2 peut s'écrire comme :

$$I_i = f(\lambda_0)\alpha_i T_r(\lambda)\delta\lambda \ .$$

Une interpolation des I_i entre λ_i et λ_{i+1} est nécessaire pour rendre compte de l'intégrale sur toute la bande passante. On note $F_r(x_s, y_s, x, y)$ cette intégrale dans la bande r et à la position (x_s, y_s) de la source et (x, y) de l'image dans le plan focal. On pose $I_{F_r}(x, y)$ l'intégration de F_r (en interpolant entre les positions (x_s, y_s) et (x_{s+1}, y_{s+1})), de sorte qu'une estimation du point zéro s'écrit comme :

$$\hat{\Delta}_{rg} = 2.5 \log \left(\frac{I_{F_r}(x, y)}{I_{F_g}(x, y)} \right) \ ,$$

qui est indépendant de $f(\lambda_0)$.

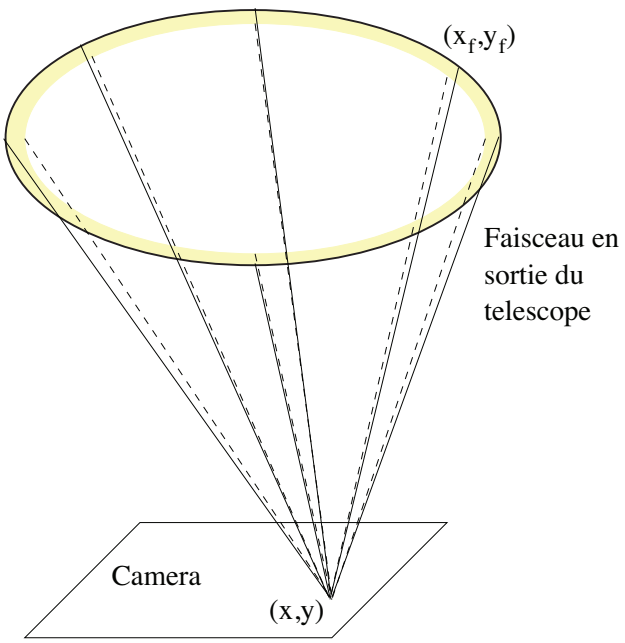

FIG. 3.9 – Schéma de la forme de l'image du télescope d'une soure lumineuse à l'infini.

Les images fantômes

En présence des 3 lentilles et du filtre, le faisceau produit une image principale accompagnée de 36 images fantômes d'ordre un[8]. Considérons une réflexion sur le plan focal, les 8 dioptres en amont produisent 8 images. Les dioptres suivants produisent 7 images. En poursuivant, on obtient 36 images. La figure 3.10 illustre les images fantômes créées par un faisceau pointant vers le centre de la caméra, et faisant un angle d'incidence de 20° avec l'axe optique. La position relative des images fantômes est sensible aux positions et alignements des éléments optiques. La figure 3.11 montre qu'un déplacement δ d'un dioptre induit un déplacement l de l'image sur le plan focal. Pour avoir une estimation de la distance minimale δ_{min} à laquelle le CCOB est sensible, une simulation Monte Carlo est nécessaire. En effet, chaque élément optique de la caméra possède 5 degrés de liberté : un déplacement selon $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$, une rotation autour de l'axe Ox et Oy. Comme nous ne sommes intéressés que par les positions relatives des dioptres par rapport au plan focal, le nombre total de degré de liberté s'élève à 20. Les paramètres sont corrélés vis-à-vis des images fantômes. Cependant, avec quelques mesures, à différentes positions et différents angles de faisceau, les corrélations sont réduites. Une estimation rapide de δ_{min} peut être effectuée dans une configuration extrêmement simple. Prenons le cas où tous les éléments optiques sont dans leur position idéale sauf une lentille déplacée de δ selon $\vec{z}$ (cf figure 3.11). La déplacement entre l'image fantôme idéale (en noire) et celle effectivement observée (en rouge) dépend de l'angle d'incidence du faisceau θ de sorte que $l = 2\delta \tan(\theta)$ soit $\delta_{min} \approx 2l_{min}$ dans le cas où $\theta = 14°$. Soit n_i le nombre d'électrons dans le pixel i à une distance $\vec{r_i}$ d'un point de référence. Le barycentre $\vec{C}$ de l'image est donné par :

$$\vec{C} = \frac{1}{N_t} \sum_i n_i \vec{r_i} \ , \tag{3.3}$$

où $N_t = \sum_i n_i$ et où $\vec{r_i}$ est parfaitement connue. En négligeant les bruits de lecture et de courant noir, l'incertitude sur la position du barycentre est :

$$\sigma(\vec{C}) = \sqrt{\frac{\langle C^2 \rangle}{N_t}} \ , \tag{3.4}$$

dans le cas où le système de coordonnées est centré sur l'image. Le terme $\langle C^2 \rangle$ correspond au moment centré d'ordre 2. Avec un diamètre de faisceau de 1 mm, $\langle C^2 \rangle \approx 0.15$ mm^2. Le nombre de pixels dans l'image est environ égal à 100, et si la puissance lumineuse (ou le temps d'exposition) est suffisante pour avoir $\sim 100e^-$ par pixel, le nombre total d'électrons est $N_t = 2.5\ 10^4 e^-$. Ceci mène à $\sigma(\vec{C}) \approx 2.5\ \mu$m. Ainsi, la longueur l_{min} est du même ordre, ce qui entraîne que le déplacement du dioptre minimal est égal à $\delta_{min} \approx 5\ \mu$m.
Dans le cas d'une rotation d'un angle Φ, le calcul est similaire, avec $l = L\Phi\cos(\theta)$, où Φ est supposé être petit. Dans le pire des cas, lorsque la sensibilité à une rotation est la plus faible, $L = 28$ mm (distance entre la face a de L_3 et le plan focal) et la position du rayon réfléchi sur le dioptre coïncide avec le point de rotation. Cela mène à $\Phi \approx 60\ \mu$rad.
Ces estimations sont optimistes, mais elles permettent d'avoir un ordre de grandeur des déplacements et rotation des éléments optiques qui pourront être mis en évidence avec le CCOB.

Une simulation plus précise a débuté au LPSC. La première étape a consisté à estimer la précision avec laquelle le barycentre de l'image est reconstruit, en fonction de l'intensité lumineuse, du bruit de lecture, du courant noir et de la fenêtre d'intégration. En prenant une fenêtre de rayon deux fois supérieur au rayon de l'image, l'incertitude sur la position du

[8] On appelle image fantôme d'ordre un, une image créee par deux réflexions.

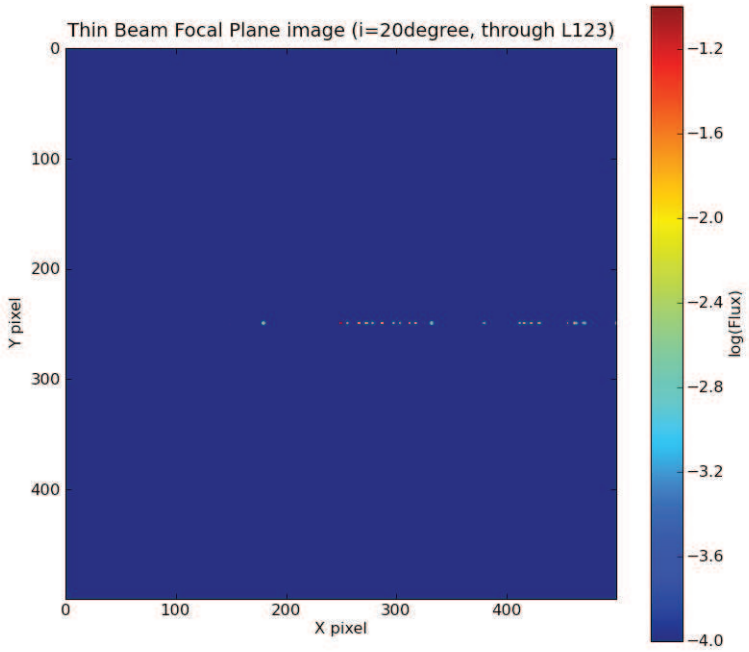

FIG. 3.10 – Simulation réalisée par Sylvain Baumont avec le logiciel Zemax où l'on voit le chapelet d'image fantômes produit par un faisceau fin de 2 mm de diamètre pointant vers le centre du plan focal, avec un angle d'incidence de 20° avec l'axe optique.

barycentre de l'image ne dépasse pas $1 - 2$ μm, ce qui est bien plus petit que la taille d'un pixel[9]. Ensuite, la simulation en tant que telle consiste à générer, pour une configuration de la caméra, un ensemble d'images fantômes pour différents angles et positions du faisceau incident. La configuration de la caméra est telle que les déplacements des éléments optiques vont de 1 à 3 mm et les rotations de 0.5 à 1 arcmin. Le tracé de rayon est analytique, c'est-à-dire qu'un rayon initial d'intensité I_0 donne naissance à d'autres rayons dont l'intensité dépend de I_0 et des coefficients de réflexion des dioptres rencontrés. Il a été supposé que la forme des images était la même que celle du rayon incident (ceci n'est en général pas vrai à cause des lentilles). On fait fluctuer la position des images autour de leur valeur théorique selon une loi de Gauss dont l'écart-type dépend de : l'intensité de l'image, de la fenêtre considérée autour de l'image, du bruit de lecture et du courant noir. L'expression de l'écart-type est similaire à l'équation 3.4. Une minimisation de χ^2 des mesures simulées comparées aux mesures attendues sur l'ensemble des degrées de liberté est ensuite réalisée. Les paramètres sont, en général, peu corrélés entre eux. La position et l'orientation du filtre exhibe cependant une forte corrélation due au fait que les deux faces du filtre ont quasiement la même courbure. La simulation est effectuée pour une configuration des éléments optiques (on note $\vec{\theta}$ les déplacements et les rotations des éléments optiques). Quatre positions/orientations du rayon principal ont été utilisées pour reconstruire les paramètres d'ajustement $\vec{\hat{\theta}}$. Soit $\bar{\hat{\theta}}$ la

[9]Les hypothèses faites pour cette estimation sont : $RON +$ bruit de courant noir $= 10$ e$^-$, l'image fantôme vient de 2 réflexions sur des lentilles et l'image primaire est saturée 10 fois.

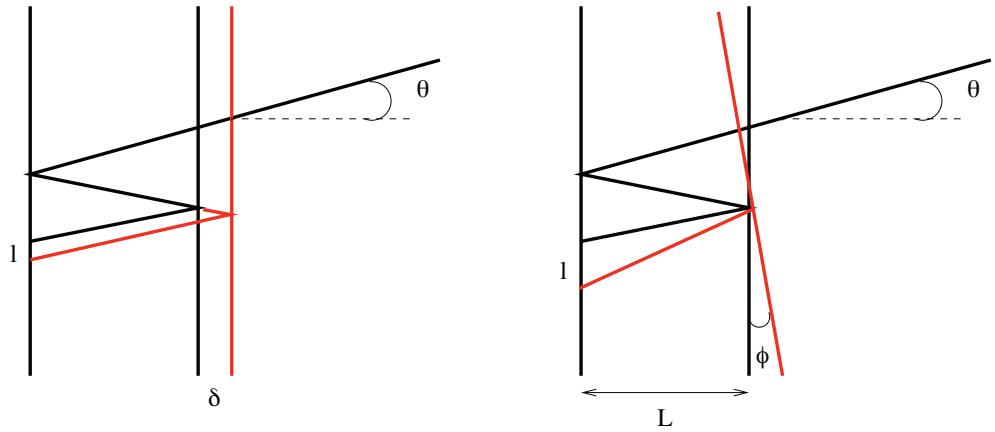

FIG. 3.11 – Illustration de la sensibilité d'une image fantôme au déplacement et à la rotation d'une dioptre.

moyenne sur 400 réalisations du paramètre reconstruit $\hat{\theta}$. Il apparaît que les paramètres ne sont pas biaisés car $|\bar{\hat{\theta}} - \theta| < 1.5\ 10^{-3}$ μm pour les déplacements horizontaux et verticaux et $|\bar{\hat{\theta}} - \theta| < 9\ 10^{-5}$ arcmin. De plus, l'écart-type de $\hat{\theta} - \theta$ est très faible puisque qu'il est inférieur à $2.8\ 10^{-3}\mu$m pour les déplacements et $53\ 10^{-5}$ arcmin pour les rotations. Ainsi, cette simulation assez optimiste montre que la précision sur la reconstruction des paramètres est excellente.

L'intensité des images fantômes dépend directement des coefficients de réflexion aux interfaces (verre de silice - air) et (air - verre de silice) et de l'efficacité quantique des caméras CCD. L'intensité de chaque image s'exprime comme un produit de coefficients de réflexion et de transmission[10]. Ces coefficients dépendent de l'angle d'incidence sur chaque surface, qui dépend lui même des positions et orientations des surfaces. Il est donc probable que les coefficients de réflexion soient ajoutés comme paramètres d'ajustement à une simulation Monte Carlo des images fantômes évoquée rapidement plus haut.

3.5.2 Montage expérimental

Le montage expérimental est très similaire à celui du mode 'Faisceau Large'. Le support et la tête mobile sont identiques. Les différences sont les suivantes :

1. Le monochromateur. Il servira à sélectionner une gamme de longueur d'onde. Avec un biais attendu de 0.35 nm et une résolution de 0.1 nm, les bords des filtres de LSST devraient pouvoir être correctement échantillonnés.

2. La mise en forme du faisceau. Le système optique de mise en forme du faisceau doit être modifié afin d'obtenir un faisceau de $\sim$ 1 mm de diamètre.

3. La lampe et la fibre peuvent éventuellement être changées.

[10] Le coefficient de transmission est égale à 1 moins le coefficient de réflexion.

3.5.3 Protocole expérimental

Différentes mesures seront effectuées avec le CCOB dans ce mode : la mesure des points zéro de couleur, la mesure de positions et orientations relatives des éléments optiques, la mesure des coefficients de réflexion et enfin une validation globale d'un modèle de la caméra (*camera comissioning*). A chaque objectif correspond un protocole :

1. Points zéro de couleur. Ce point a été développé dans la partie 3.5.1. Pour chaque point choisi sur le plan focal, un balayage en longueur d'onde et en position (sur le cône associé au point visé du plan focal) sera effectué. Le flux de lumière doit être le même que dans le mode 'Faisceau Large'. La perte de lumière induite par la sélection d'une longueur d'onde avec le monochromateur doit être compensée par une augmentation de la puissance de la lampe. Un étalonnage de l'intensité du faisceau sera effectué avec la photodiode étalonnée NIST. Dans ces conditions, l'incertitude sur l'intensité lumineuse doit être du même ordre que celle reportée dans les trois premières lignes du tableau 3.1.
2. Les images fantômes. Pour rappel, les images fantômes induites par deux lentilles ont une intensité égale à $2\ 10^{-5} I_0$, où I_0 est l'intensité de l'image primaire. Lorsqu'elles impliquent le plan focal, l'intensité diminue et est de l'ordre de $6\ 10^{-4} I_0$. Or, si l'on a 50 000 e^- par pixel pour l'image primaire, seulement quelques électrons seront générés pour les images du types (lentille-plan focal) et celles du types (lentille,lentille) seront quasiment invisibles. Il n'est donc pas possible de voir à la fois l'image primaire et l'ensemble des images fantômes. Pour remédier à cela, deux expositions seront effectuées : la première pour localiser l'image principale, et la seconde exposition durera cent fois plus longtemps (1 s) et permettra alors d'identifier les images fantômes, tout en saturant l'image principale. Le barycentre de chaque image doit pouvoir être alors calculé précisément.
3. Validation du modèle de la caméra. Un grand nombre d'images (quelques milliers) prises avec des angles, des positions et des longueurs d'onde du faisceau différents permettront de valider, et éventuellement modifier, le modèle de la caméra. Des problèmes inattendus pourront aussi être décelés.

3.6 Les mesures de stabilité du faisceau

Comme nous l'avons évoqué dans la partie 3.4, la connaissance du faisceau utilisé pour étalonner la caméra de LSST est primordiale. Au LPSC, nous avons commencé à développer une expérience permettant de caractériser les variations du profil du faisceau en fonction de divers paramètres comme le temps, la distorsion de la fibre optique, la température etc... Les premières mesures que nous avons faites sont très rudimentaires et consistent à vérifier que les variations du profil du faisceau sont compatibles avec des variations poissoniennes. Le montage expérimental est schématisé sur la figure 3.12.

La caméra CCD que nous utilisons est une caméra d'astronomie amateur, de la marque Atik Instruments. Elle est composée de 2048×2048 pixels. La taille d'un pixel est de $7.4 \times 7.4\ \mu\text{m}^2$ et l'ADC est codé sur 16 bits.

Le capteur CCD étant une caméra couleur, elle est composée d'une succession de deux rangées. La première est une alternance de pixels verts et de pixels bleus et la seconde une alternance de pixels rouges et de pixels verts. Ainsi, chaque image peut être décomposée en un ensemble de 4 sous-images : un image verte, une image bleue, un image rouge et une image "blanche". La dernière est obtenue en regroupant 2 pixels verts, un pixel rouge et un pixel

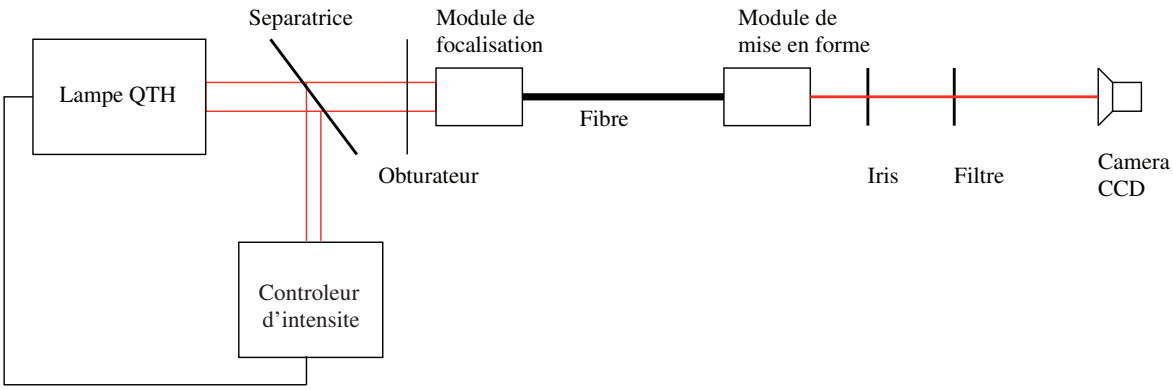

FIG. 3.12 – Schéma du montage expérimental nous ayant permis de réaliser les premières mesures de stabilité du profil du faisceau. Le montage est similaire à celui de la figure 3.6 mais comprend un iris, un filtre de couleur et une caméra CCD en plus.

bleu.
Les deux premières mesures que nous avons effectuées sont tout d'abord une mesure des fluctuations du profil du faisceau, et une visualisation très qualitative de la distorsion du profil du faisceau suite à une torsion de la fibre.

3.6.1 Variabilité du profil

Pour réaliser cette mesure, nous avons tout d'abord établi un profil de *flat-field* de la caméra. Pour cela, nous avons collimaté le faisceau le mieux possible, et placé un calque diffusant entre le faisceau et le capteur CCD. Ce *flat-field* très rudimentaire devrait être fait à l'aide d'une sphère intégrante dans le futur. Cinq images ont été prises et la moyenne des images sur le nombre d'expositions est notée $\bar{F}_i$ où i correspond au i*ème* pixel. La figure 3.13 montre le profil moyen de *flat-field*.

Le profil de biais est également établi. Pour cela, 5 images ont été prises dans le noir, avec un temps d'exposition le plus court que nous ayons pu imposer de 1 ms. La moyenne du biais sur les expositions est notée $\bar{B}_i$. Une estimation du bruit de lecture est donnée par l'écart-type du biais :

$$RON_i = \sqrt{\frac{1}{N_{exp}-1}\sum_{j=1}^{N_{exp}}\left(B_i^j - \bar{B}_i\right)^2},$$

où N_{exp} est le nombre d'expositions, B_i^j est le biais de l'image j du pixel i.

Pour estimer la variation du profil du faisceau, nous avons fait des séries de 5 aquisitions de 100 ms pour une puissance de 43 W avec pour chaque série, un filtre bleu ou rouge ou vert. Comme le temps d'ouverture de l'obturateur ne peut être inférieur à 100 ms, et la puissance inférieure à 43 W (nécessaire pour un bon fonctionnement de la rétro-action), notre capteur sature. Il est donc nécessaire d'atténuer le flux, c'est pourquoi des filtres sont utilisés. Chaque image est corrigée du biais et de *flat-field* de sorte que si N_i^{brut} est le nombre d'ADU

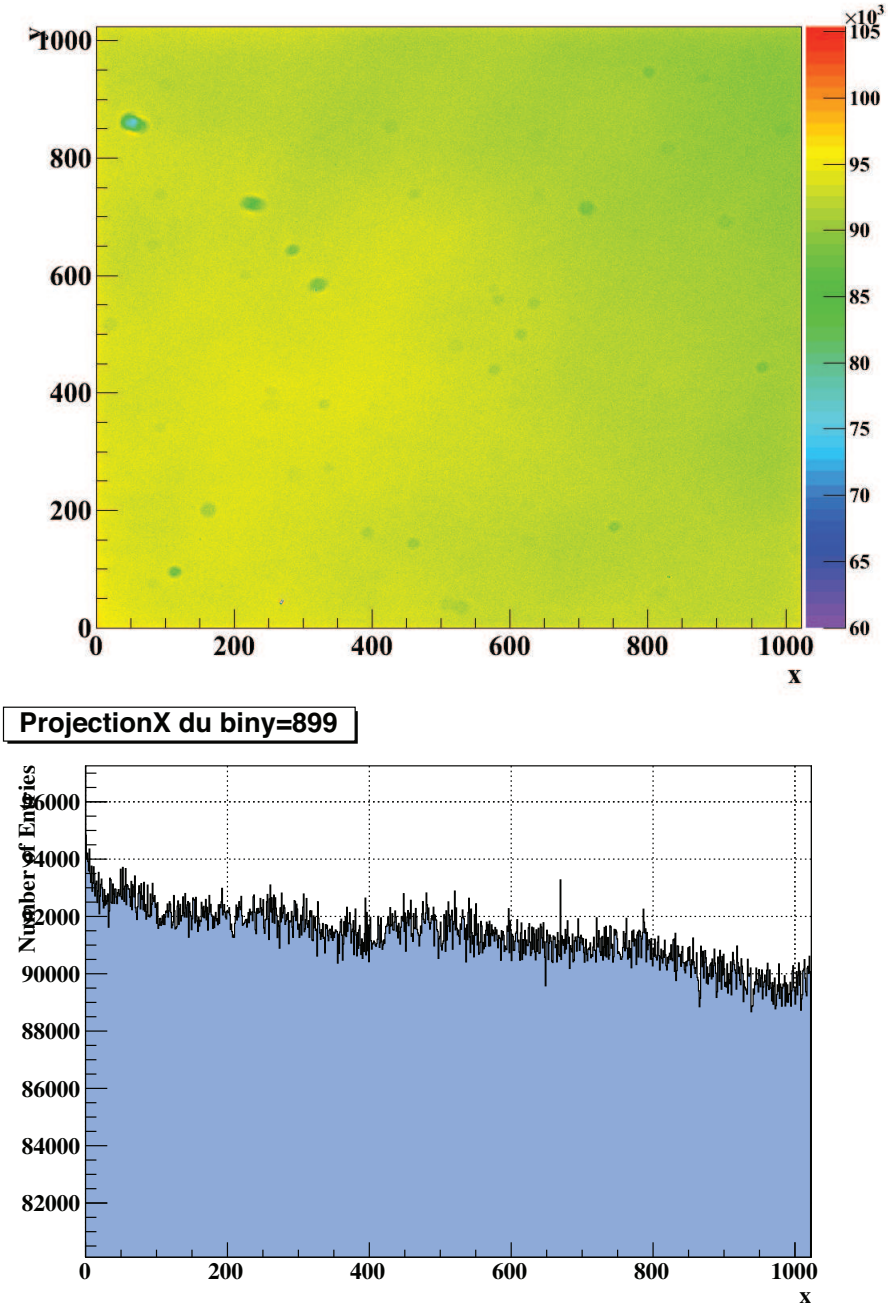

FIG. 3.13 – Figure du haut : Profil de *flat-field*. On peut appercevoir les poussières.
Figure du bas : Projection sur l'axe des X, aux pixels Y 899. On voit bien l'effet du calque qui tend à induire une dérive spatiale de la réponse. Une réponse uniforme devraît être obtenue en moyennant sur davantage d'images, en modifiant l'orientation relative du calcul par rapport au capteur.

correspondant au pixel i alors

$$N_i^{net} = \frac{\langle \bar{F} - \bar{B} \rangle}{\bar{F}_i - \bar{B}_i} \left(N_i^{brut} - \bar{B}_i \right) \ ,$$

où N_i^{net} est le nombre d'ADU corrigé du biais et de la réponse relative des pixels, et $\langle\rangle$ est la moyenne sur le nombre pixels. Nous calculons ensuite l'estimateur de l'écart-type de N_i^{net} :

$$\sigma(N_i^{net}) = \sqrt{\frac{1}{N_{exp}-1}\sum_{j=1}^{N_{exp}}\left(N_i^{net} - \bar{N}_i^{net}\right)^2}$$

où $\bar{N}_i^{net}$ est la moyenne sur les expositions de N_i^{net}. La figure 3.14 montre le profil moyen pour la couleur blanche prise avec un filtre vert pour ne pas saturer les pixels. On retrouve les poussières visibles sur le *flat-field*.

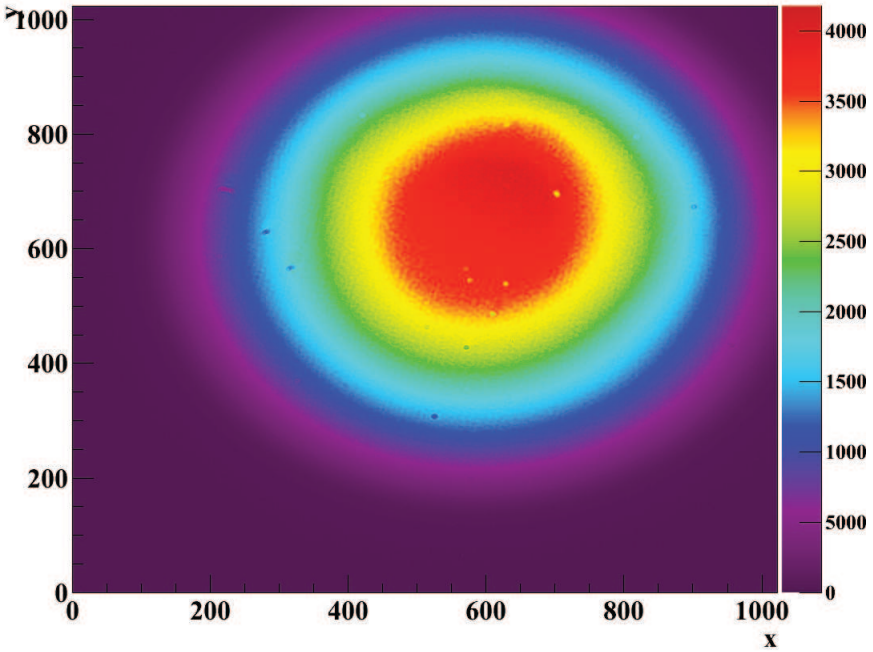

FIG. 3.14 – Profil du faisceau en couleur blanche, moyenné sur 5 expositions. Les images ont été prises avec un filtre vert.

La figure de gauche de 3.15 montre le profil de $\sigma(N_i^{net})/\sqrt{\bar{N}_i^{net}}$ et la figure de droite est une projection sur l'axe des X (au pixel transverse 532) [11]. Une variation compatible avec un bruit de Poisson doit être telle que $\langle\sigma(N_i^{net})/\sqrt{\bar{N}_i^{net}}\rangle \simeq \sqrt{\alpha}$. Le facteur α vient du fait que contrairement au nombre de photons, le nombre d'ADU ne suit pas une statistique de Poisson. Il est cependant possible d'estimer le facteur α. En effet, si $N_{ADU} = \alpha N_\gamma$, alors $\sigma(N_{ADU}) = \alpha\sqrt{N_\gamma}$, donc α est approché par $\sigma(N_{ADU})^2/N_{ADU}$. Un estimateur plus précis est obtenu à partir du profil de *flat-field* :

$$\alpha = \langle\frac{\sigma(F)^2}{\bar{F}}\rangle \ ,$$

où $\sigma(F)$ est un estimateur de l'écart-type du profil de *flat-field* calculé à partir de 5 images de *flat-field*, $\bar{F}$ est la moyenne sur le nombre d'expositions, et $\langle\rangle$ est toujours la moyenne sur tous

[11] Pour rappel, dans le cas d'une image blanche, on dispose de quatre fois moins de pixels.

les pixels. Nous obtenons $\alpha \simeq 1.6$. Notons que α dépend de l'efficacité quantique du capteur CCD et donc de la longueur d'onde du faisceau. C'est une estimation très approximative où nous n'avons pas calculé l'incertitude sur α.

L'évolution de $\langle \sigma(N_i^{net})/\sqrt{\bar{N}_i^{net}} \rangle$ en fonction de la distance au barycentre de l'image est montrée sur la figure 3.16. La valeur de cette variable est comprise entre $[1.48, 1.6]$. Ces valeurs sont du même ordre de grandeur que $\sqrt{\alpha} = 1.3$, ce qui montre que le faisceau est stable dans le temps, et que ces variations sont compatibles avec des fluctuations de Poisson. Notons qu'une analyse plus détaillée avec un calcul d'incertitude et un nombre d'expositions plus important permettraient de mettre en évidence la compatibilité plus rigoureusement.

3.6.2 Torsion de la fibre

Nous avons voulu voir l'effet de la torsion de la fibre sur l'image. Contrairement à la partie précédente, où la fibre faisait un demi arc de cercle, nous lui faisons faire un zigzag resserré. Le profil du faisceau que nous obtenons est nettement distordu par rapport à celui de la figure 3.14, et peut être vu sur la figure 3.17. Les structures observées et la perte de la symmétrie circulaire viennent de la sélection des angles de réflexion des rayons dans la fibre. Pour éviter de perturber le profil de cette manière lors de l'étalonnage de la caméra, il sera important que la fibre reste dans une position quasi-fixe au cours du déplacement de la source. L'estimation des angles maximals possibles constitue précisément l'enjeu des prochaines étapes de mesure.

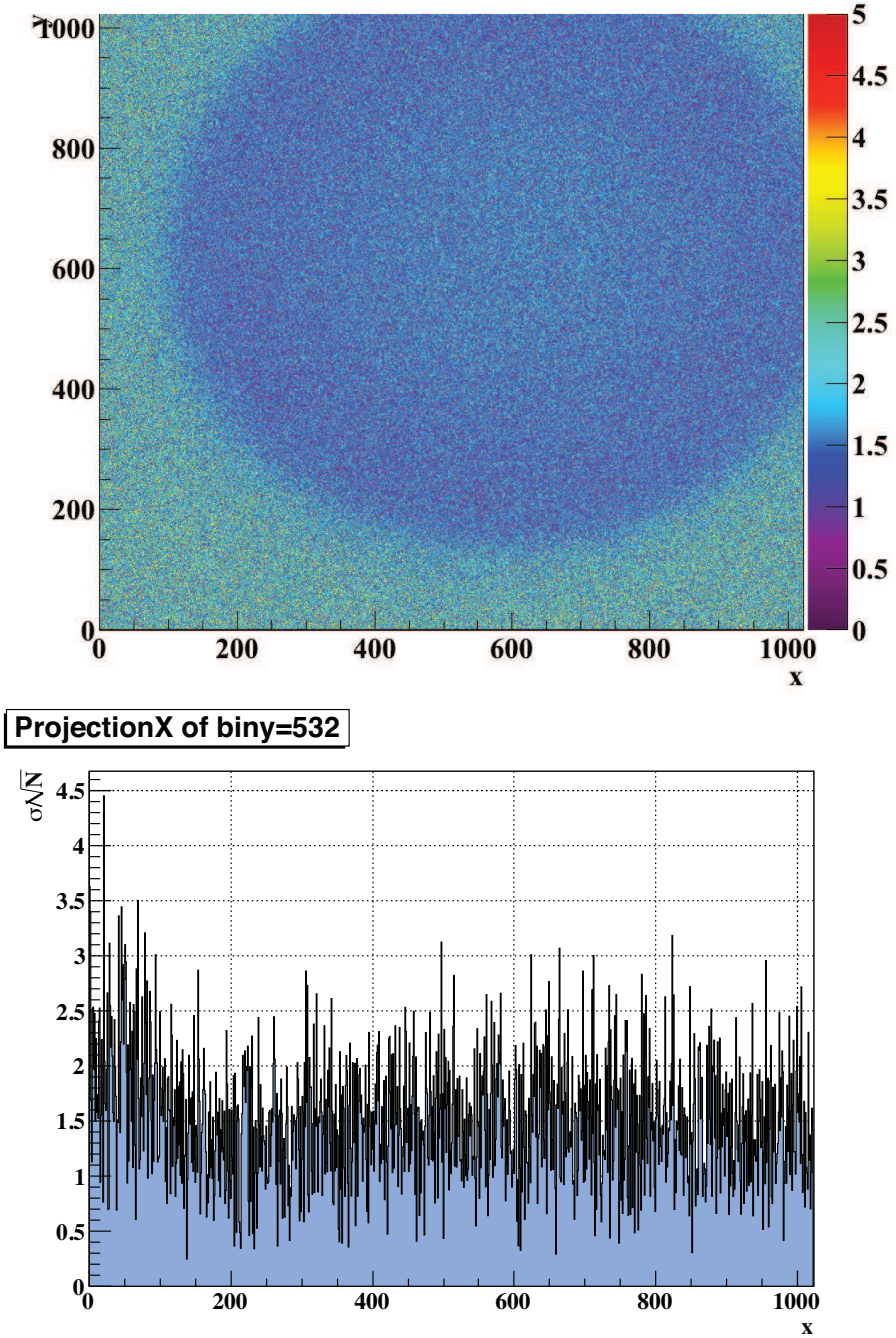

FIG. 3.15 – Figure de haut : Profil de $\sigma(N_i^{net})/\sqrt{\bar{N}_i^{net}}$.
Figure du bas : Projection sur l'axe des X (au pixel transverse 532) du profil de la figure du haut.

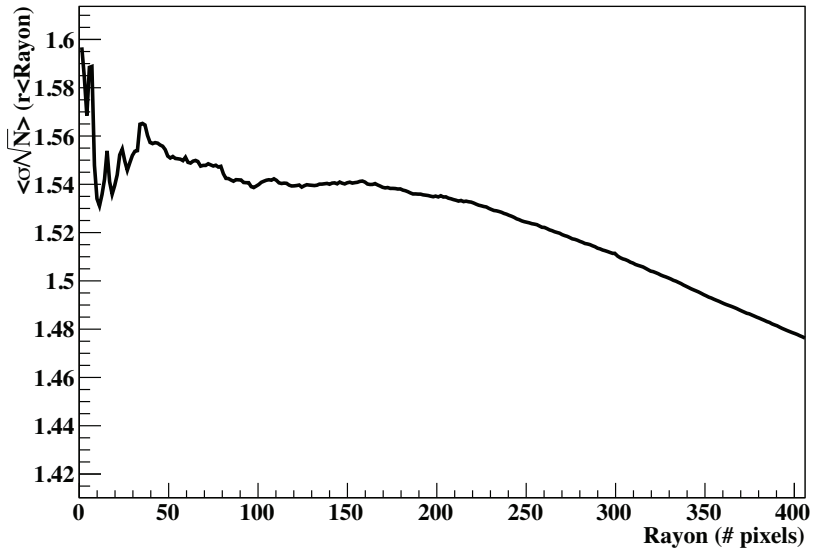

FIG. 3.16 – Moyenne de $\sigma(N_i^{net})/\sqrt{\bar{N}_i^{net}}$ sur le nombre de pixels contenus dans un cercle de rayon r. Le cercle est centré sur le barycentre de l'image calculé à partir de l'équation 3.3. Les fluctuations pour les petits rayons sont dues aux fluctations statistiques.

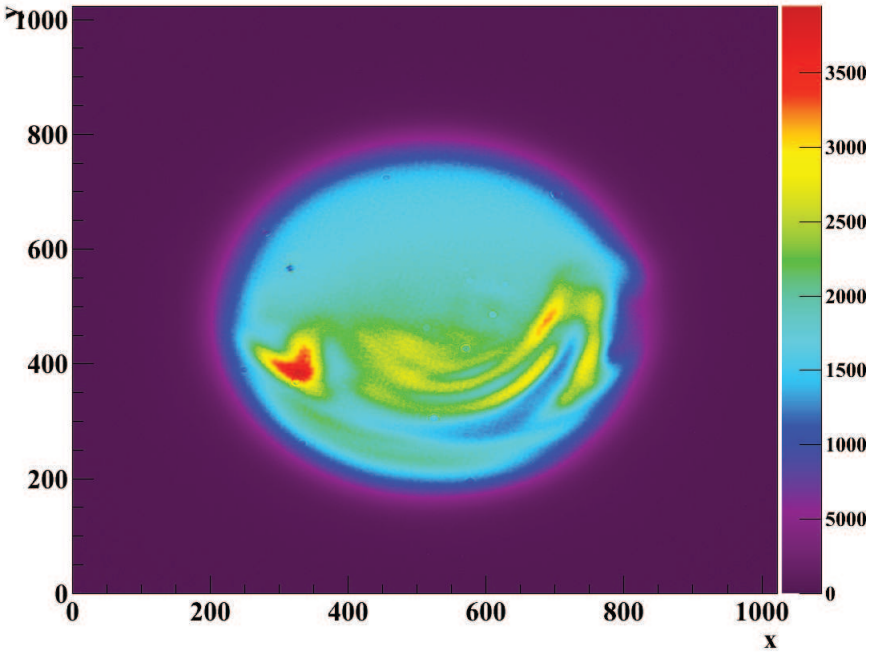

FIG. 3.17 – Profil du faisceau suite à une torsion en zigzag de la fibre optique reliant la lampe au module de mise en forme du faisceau.

Chapitre 4

Simulation d'un catalogue de galaxies

Whispers Of The Waves Ft.
Gord Downie

20 Odd Years, Buck 65

Dans ce chapitre et dans le suivant, les travaux présentés ont été effectués dans l'optique de produire une simulation qui rende compte de la précision avec laquelle les paramètres d'énergie noire seront mesurés avec le télescope LSST. Cette simulation est réalisée par les groupe du LAL (Alexandra Abate, Réza Ansari et Marc Moniez) et notre groupe (Aurélien Barrau, Sylvain Baumont et moi-même). L'idée est la suivante : à partir d'un jeu de paramètres cosmologiques et d'une équation d'état de l'énergie noire, le spectre de puissance de la matière primordiale est calculé. Son évolution à des époques plus récentes est calculé grâce aux fonctions de transfert. Le champ de sur-densité de matière est ensuite déduit du spectre de puissance, et grâce aux fonctions de luminosité, l'Univers est peuplé de galaxies simulées, selon l'angle solide et la gamme de redshift considérée. Un catalogue photométrique est ensuite déduit, et le redshift photométrique calculé. Le spectre de puissance de la matière 'mesuré' est ensuite calculé et donne accès à la longueur d'onde k_{BAO} permettant de contraindre les paramètres d'énergie noire.
Ma contribution principale à cette simulation consiste à produire un catalogue photométrique de galaxies (sans structutre) et à calculer les redshifts photométriques pour ce catalogue. Ce chapitre est dédié à la première étape. En ce qui concerne l'étude des redshifts photométriques avec LSST (cf chapitre 5), et plus largement, n'importe quelle étude prospective sur l'énergie noire avec un instrument type LSST, une telle simulation est indispensable. La génération d'un catalogue "théorique" est tout d'abord présentée. Puis, nous exposerons le calcul des magnitudes apparentes et de leurs incertitudes afin de générer un catalogue photométrique. Enfin, pour valider la simulation de LSST, une comparaison d'un catalogue simulé de l'expérience GOODS et CFHTLS (*Canada-France-Hawaï Telescope Legacy Survey*) avec les catalogues d'objets réels sera présentée.

4.1 Le catalogue "théorique"

Généralement, un catalogue photométrique est simplement une liste d'objets astrophysiques accompagnés de la magnitude apparente et de l'incertitude sur la magnitude apparente

dans chaque bande. Dans le cas d'un catalogue de données réelles, de nombreuses autres observables sont disponibles comme, par exemple, la position de l'objet dans le ciel, un étiquetage rendant compte du degré de confiance que l'on a concernant l'estimation des magnitudes apparentes, ou encore un étiquetage donnant la nature de l'objet.
Dans notre étude sur les redshifts photométriques avec LSST, nous nous contenterons de simuler des galaxies avec leurs magnitudes et leurs incertitudes. Pour notre étude des BAO, la position des objets dans le ciel doit également être simulée car celle-ci est nécessaire pour le calcul du spectre de puissance de la matière. Nous reviendrons sur la génération de la position des galaxies dans le chapitre dédié aux BAO.
Pour générer le catalogue de galaxies, il faut tout d'abord peupler l'Univers de galaxies. Ceci se fait grâce aux fonctions de luminosité, mais celles-ci dépendent du type spectral des galaxies. Commençons par décrire les caractéristiques spectrales des galaxies.

4.1.1 Les types spectraux

L'Univers est composé de galaxies de types spectraux et de morphologies très différents. C'est en 1926 qu'Edwin Hubble a proposé une classification des galaxies en trois grandes familles selon leur morphologie : les elliptiques (E), les spirales (S), et les irrégulières (Irr). Dans le cadre de notre étude, nous sommes uniquement intéressés par les propriétés spectrales des galaxies et non par leur morphologie. Pour une étude qui concernerait les lentilles gravitationnelles faibles, par exemple, il serait important de prendre cette information en compte. Cependant, il apparaît que le spectre d'une galaxie est corrélé à sa morphologie, c'est pourquoi nous en parlons ici. Une classification spectrale est adoptée, et les trois grandes familles sont les suivantes :

1. Les galaxies elliptiques. Notons qu'ici le nom fait référence à la morphologie plutôt qu'aux propriétés spectrales. Comme leur nom l'indique, ces galaxies ont la forme d'une ellipse et ne présentent pas de caractéristique morphologique particulière. Elles sont de type E dans le diagramme de classification des galaxies de Hubble. Elles sont souvent dénommées par le terme anglais *Early-type galaxies* (pour galaxies de type précoce), sous-entendant qu'elles se sont formées tôt dans l'histoire de l'Univers. Cette dénomination est historique car les observations montrent que ces galaxies sont plus nombreuses dans l'Univers récent, comme nous le verrons dans la partie 4.1.4. Cette confusion vient du fait que les étoiles qui composent une galaxie elliptique sont vieilles pour la plupart. Ainsi, une explication serait que les galaxies elliptiques se sont formées dans l'Univers récent par collision de galaxies. La taille des galaxies elliptiques est variable allant de galaxies naines aux galaxies géantes. Elles sont préférablement proches du centre d'un amas et on peut noter que LRG (*Luminous Red Galaxies*) font partie de ce type de galaxies. Le spectre des galaxies elliptiques est plutôt rouge car elles sont dominées par les étoiles vieilles. Il ne présente pas de raie d'émission particulière, mais le spectre est caractérisé par une rupture (*break*) à 400 nm. L'augmentation du flux vers cette longueur d'onde est due aux raies de Fraunhofer H et K du Calcium ionisé. La quantité de poussières est relativement faible comparée aux autres types de galaxies.
2. Les galaxies à flambée d'étoiles (ou *Starburst galaxies*). Comme leur nom l'indique, ces galaxies présentent un taux de formation d'étoiles bien plus élevé que pour les autres galaxies. Le taux de production d'étoiles est souvent si élevé que l'ensemble de la matière non-consolidée qui la compose est rapidement épuisé. Ainsi, ces galaxies évoluent car elles ne peuvent supporter ce taux de formation d'étoiles que sur des périodes bien plus courtes que l'âge typique d'une galaxie. Pour provoquer une flambée d'étoiles, la gaz contenu dans la galaxie doit être 'comprimé'. Ce phénomène apparaît

FIG. 4.1 – Image de la paire de galaxies NGC 4038 et NGC 4039, portant le nom de l'Antenne. Les deux galaxies en collision provoque une flambée d'étoiles particulièrement intense.

souvent lorsque deux galaxies sont en train de fusionner (cf figure 4.1), ou qu'une galaxie compagnon entraîne le gaz vers le noyau galactique. La morphologie de ces galaxies est variable et très différente des elliptiques et dans le cas où elles ne sont pas le fruit d'une collision entre deux galaxies, ce sont des galaxies spirales barrées. Dans le diagramme de classification de Hubble, elles sont de type SB. Les galaxies irrégulières Irr, dont la forme est distordue par interaction gravitationnelle causée par une galaxie compagnon font également partie de la famille des *starbursts*.
Le spectre de ces galaxies est plus important dans le bleu que dans le rouge. Cela vient de l'émission dans le bleu des étoiles chaudes en formation. Le *break* à 400 nm n'est plus visible, mais des raies d'émission (comme celles de Balmer de l'Hydrogène ou celle du Dioxygène vers 372 nm) sont présentes.

3. Les galaxies tardives (ou *Late-type galaxies*). Ce sont des galaxies spirales, intermédiaires entre les elliptiques et les starbursts. Comme ce sont des galaxies spirales, dans le diagramme de Hubble, elles sont également dénommées par la lettre S avec un suffixes allant de a à d. La dénomination *late* vient du fait qu'elles sont situées en fin du diagramme de Hubble. Ces galaxies présentent un taux de formation d'étoiles dans le disque relativement constant tout au long de leur vie.

La diversité des spectres de galaxie est grande, mais afin d'attribuer un spectre à chaque galaxie de la simulation, nous utilisons des spectres gabarits, censés représenter la diversité spectrale des galaxies. Il y a principalement deux familles de spectres gabarits : ceux synthétisés à partir de codes de simulation de spectre comme GISSEL (cf Bruzual et Charlot [74]) ou PEGASE (cf Fioc et Rocca-Volmerange [75]) et les spectres empiriques. Les codes publics de simulation permettent de calculer un spectre à partir du taux de formation d'étoiles et de la fonction de masse stellaire initiale. Le spectre de la galaxie est obtenu en calculant l'évolution des différentes populations d'étoiles. Quant aux spectres empiriques, comme ceux produits par Coleman Wu et Weedman (CWW [76]) et Kinney *et al.*[77], ils sont calculés à partir de galaxies observées spectroscopiquement, et classés par famille.

Notre librairie est composée de quatre spectres empiriques de CWW et de deux spectres empiriques de Kinney *et al.*. Le premier groupe est composé d'un spectre de galaxie elliptique El, de deux spectres de galaxies tardives Sbc[1] et Scd, et d'un spectre de galaxie irrégulière Im. Le second groupe est composée de 2 spectres de *starbursts* SB2 et SB3. Ce choix suit la démarche de nombreux auteurs (Dahlen *et al.*[78] et Benítez [79] par exemple) car ces spectres présentent de bons redshifts photométriques (cf Yee [80]). Les spectres sont tracés sur la figure 4.2. Ces 6 spectres ne sont pas définis dans l'UV. Ceci est un problème puisqu'à grand redshift, le magnitude apparente ne pourra pas être calculée. Pour remédier à cela, les spectres sont extrapolés dans l'UV grâce aux spectres synthétiques calculés grâce à GISSEL par Bruzual et Charlot, téléchargés depuis le site `www.cida.ve/~bruzual/bs2003`. La procédure est la suivante. Posons T_e le spectre empirique que nous souhaitons extrapoler dans l'UV, et T_s^i le *i-ème* spectre parmi les 41 spectres synthétiques. Le spectre T_s^i doit être le plus proche possible de T_e s'il l'on souhaite l'utiliser dans l'UV. Ainsi, on cherche i tel que R soit minimal, avec R défini comme ci-dessous :

$$R(N_i) = \sum_{\lambda=90\ \mathrm{nm}(pas=1\ \mathrm{nm})}^{10^4\ \mathrm{nm}} \left(T_e(\lambda) - N_i T_s^i(\lambda)\right)^2 \ ,$$

La normalisation N_i est directement donnée en annulant la dérivée de R. Si k est l'indice du spectre synthétique qui se rapproche le plus de spectre empirique, alors T_e devient :

$$T_e'(\lambda) = \frac{T_e(\lambda)}{1+e^{-\frac{\lambda-\lambda_t}{\Delta\lambda}}} + \left(1 - \frac{1}{1+e^{-\frac{\lambda-\lambda_t}{\Delta\lambda}}}\right) T_s^k(\lambda) \ ,$$

où la longueur d'onde de transition $\lambda_t = 200$ nm est proche de la borne inférieure de l'ensemble de définition de T_e et où l'intervalle $\Delta\lambda = 10$ nm. Cette définition permet de passer de T_e à T_s de manière continue. La figure 4.3 illustre la procédure pour le spectre SB3. Dans la suite on notera indifféremment T_e pour T_e'.

Six spectres gabarits ne suffisent pas pour rendre compte de la diversité des galaxies. C'est pour cette raison qu'une interpolation entre ces 6 types est effectuée, de manière à obtenir 51 spectres au total. Pour cela, on attribue un numéro à chacun de la façon suivante :

- A chaque spectre T_e on attribue un numéro de sorte que (El, Sbc, Scd, Im, SB3, SB2) = (0, 10, 20, 30, 40, 50).
- On interpole 9 types entre deux types adjacents : de 0 à 10, de 10 à 20, ..., de 40 à 50. Par exemple, le type 14 est plus proche du type 10 que du type 20 : $14 = 0.6 \times 10 + 0.4 \times 20$.

Les 51 spectres extrapolés sont tracés sur la figure 4.4. Notons que dans notre simulation, nous ne prenons pas en compte l'evolution spectrale des galaxies en fonction du redshift, ce qui devrait être fait lors d'une simulation plus réaliste, afin de tenir compte de l'évolution stellaire.

4.1.2 L'extinction par le milieu inter-stellaire

Une galaxie présente une quantité de poussières plus ou moins importante, selon son type spectral. Cette poussière peut soit diffuser la lumière, c'est-à-dire qu'un photon est dévié de sa trajectoire (absorption puis réémission à la même longueur d'onde dans une direction aléatoire, dans le référentiel de la particule absorbante), soit absorber la lumière, auquel cas, un photon transfert une partie ou l'ensemble de son énergie à l'atome qui peut

[1] Le type Sbc est un mélange de galaxies de type Sb et Sc.

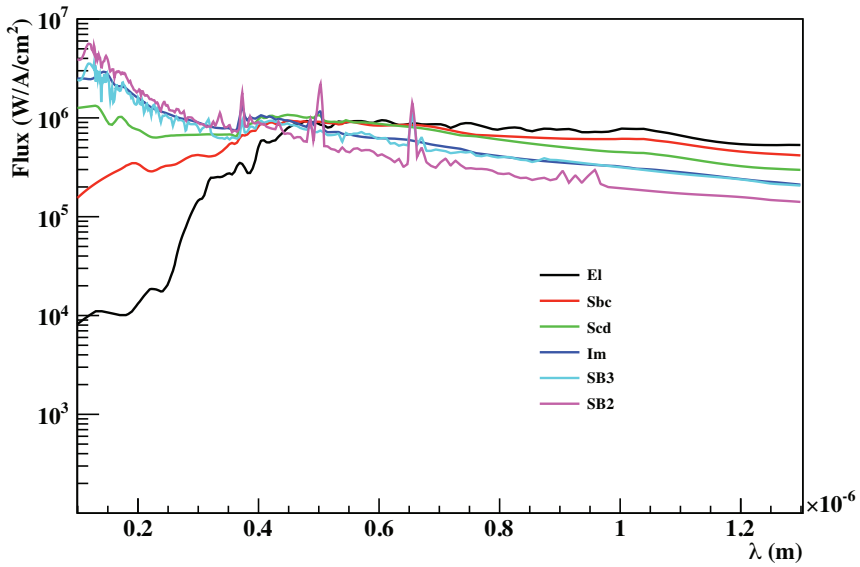

FIG. 4.2 – Spectres empiriques des Coleman *et al.*[76] et Kinney *et al.*[77] . La normalisation des spectres est arbitraire.

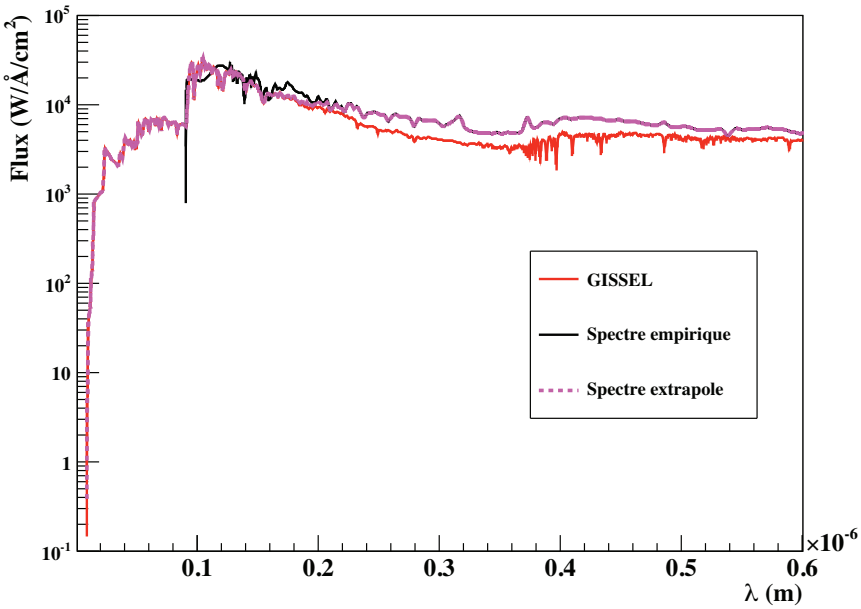

FIG. 4.3 – Spectre empirique SB3 de Kinney *et al.*[77] (en noir) extrapolé (en rose) dans l'UV grâce au spectre synthétique produit à GISSEL (en rouge).

éventuellement réemettre un photon d'énergie plus basse que celle du photon initial. C'est pour cette raison que l'on dit que la poussière a tendance à rougir les spectres d'émission. Ces deux phénomènes sont regroupés sous le nom “d'extinction”. Une description plus détaillée

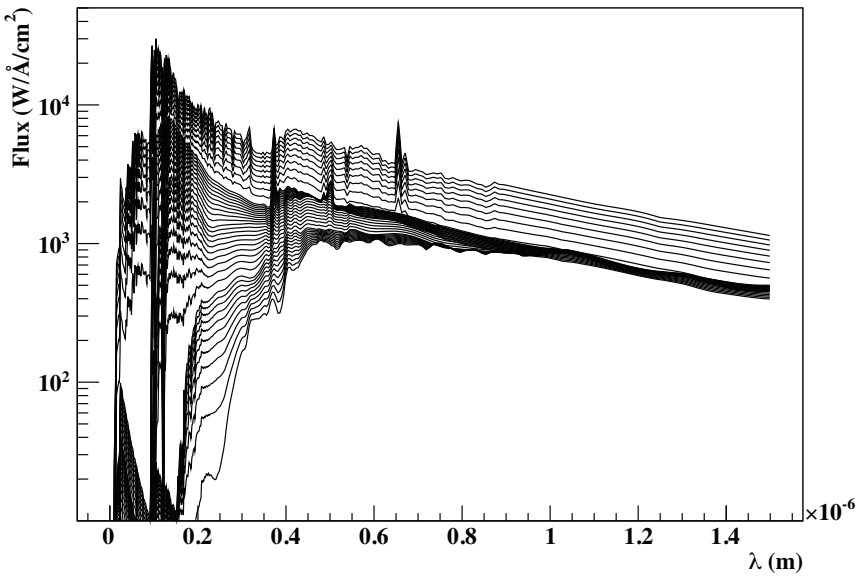

FIG. 4.4 – 50 spectres interpolés entre les 6 spectres principaux. La normalisation est arbitraire.

de cet effet se trouve dans la thèse de C.Jean [81]. La poussière vient de résidus d'étoiles et par conséquent, sa composition chimique est variable.
La poussière atténue l'intensité lumineuse $I_0(\lambda)$ de la manière suivante :

$$I(\lambda) = I_0(\lambda)e^{-\tau(\lambda,s)} \ ,$$

où τ est la profondeur optique et s correspond à la longueur parcourue des photons dans le milieu poussiéreux. Dans le cas particulier où l'extinction ne varie pas le long du chemin optique, la profondeur optique s'écrit : $\tau(\lambda, s) = \kappa(\lambda)s$, avec $\kappa(\lambda)$ le coefficient d'extinction. La différence entre la magnitude apparente avec et sans extinction est noté $A(\lambda, s)$:

$$\begin{aligned} A(\lambda, s) &= m(\lambda) - m_0(\lambda) \ , \\ &= -2.5 \log \left(e^{-\tau(\lambda,s)} \right) \ , \\ &\simeq 1.09\tau(\lambda, s) \ . \end{aligned}$$

Le rapport de l'extinction totale sur l'extinction sélective entre deux longueurs d'ondes λ_1 et λ_2 s'écrit comme :

$$R(\lambda_1, \lambda_2) = \frac{A(\lambda_1)}{A(\lambda_2) - \lambda(\lambda_1)} \ .$$

Le dénominateur s'appelle l'*excès de couleur* et généralement, on exprime l'excès de couleur entres les filtres B et V :

$$\begin{aligned} E(B - V) &= A(B) - A(V) \ , \\ \Rightarrow R_V &= \frac{A(V)}{A(B) - A(V)} \ . \end{aligned}$$

La loi d'extinction $A(\lambda)$ est souvent exprimée en référence à $A(V)$: $A(\lambda)/A(V)$ ou de la manière suivante :

$$\frac{E(\lambda - V)}{E(B-V)} = \frac{A(\lambda)}{E(B-V)} - R_V \ .$$

Les loi d'extinction de Calzetti [82] permet de modéliser l'extinction pour les galaxies *starbursts* (Im, SB2, SB3). Quant aux galaxies elliptiques et tardives (El, Sbc, Scd), c'est la loi de Cardelli [83] que nous adoptons. La première, la loi de Calzetti donne l'expression de l'intensité lumineuse observée en fonction de l'intensité émie :

$$I_{obs}(\lambda) = I_{emis}(\lambda) e^{-0.4E(B-V)k(\lambda)} \ ,$$

où $k(\lambda) = A(\lambda)/E(B-V)$.

$$k(\lambda) = \begin{cases} 2.659(-1.857 + 1.040/\lambda) + R_V, & \text{si } 0.63\ \mu\text{m} \leq \lambda \leq 2.20\ \mu\text{m} \ , \\ 2.659(-2.156 + 1.509/\lambda - 0.198/\lambda^2 + 0.011/\lambda^3) + R_V, & \text{si } 0.12\ \mu\text{m} \leq \lambda \leq 0.63\ \mu\text{m} \ . \end{cases}$$

La valeur $R_V = 4.05$ permet de rendre compte de l'extinction pour l'ensemble de galaxies à formation d'étoiles.
La loi de Cardelli s'écrit quant à elle légèrement différemment puisque cette fois-ci, la loi est donnée en fonction de $k(\lambda) = A(\lambda)/A(V)$, de sorte que :

$$I_{obs}(\lambda) = I_{emis}(\lambda) e^{-0.4E(B-V)R_V k(\lambda)} \ .$$

La fonction k est définie par les fonctions a et b :

$$k(\lambda) = a(x) + b(x)/R_v \ ,$$

où $x = 1/\lambda$ et

$$a(x) = 0.574x^{1.61} \ ,$$
$$b(x) = -0.527x^{1.61} \ ,$$

pour $0.3\ \mu\text{m}^{-1} \leq x \leq 1.1\ \mu\text{m}^{-1}$. Par contre si $1.1\ \mu\text{m}^{-1} \leq x \leq 3.3\ \mu\text{m}^{-1}$, on a alors :

$$\begin{aligned} a(x) &= 1.752 - 0.31x - 0.104/[(x-4.67)2 + 0.341] + F_a(x) \\ b(x) &= -3.090 + 1.825x + 1.206/[(x-4.62)2 + 0.263] + F_b(x) \ , \end{aligned}$$

avec

$$F_a(x) = \begin{cases} -0.04473(x-5.9)2 - 0.009779(x-5.9)3 & 8\mu\text{m}^{-1} \geq x \geq 5.9\mu\text{m}^{-1} \\ 0 & x \leq 5.9\mu\text{m}^{-1} \end{cases}$$

$$F_b(x) = \begin{cases} 0.2130(x-5.9)2 + 0.1207(x-5.9)3 & 8\mu\text{m}^{-1} \geq x \geq 5.9\mu\text{m}^{-1} \\ 0 & x \leq 5.9\mu\text{m}^{-1} \end{cases}$$

La valeur de $R_V = 3.1$ est communément adoptée pour la loi de Cardelli.
Les galaxies elliptiques possèdent peu de poussières car elles sont vielles donc $E(B-V) < 0.1$ alors que $E(B-V) < 0.3$ pour les galaxies appartenant à d'autres types spectraux. La figure 4.5 montre la forme des lois d'extinction de Cardelli et de Calzetti pour différentes valeurs de l'excès de couleur.

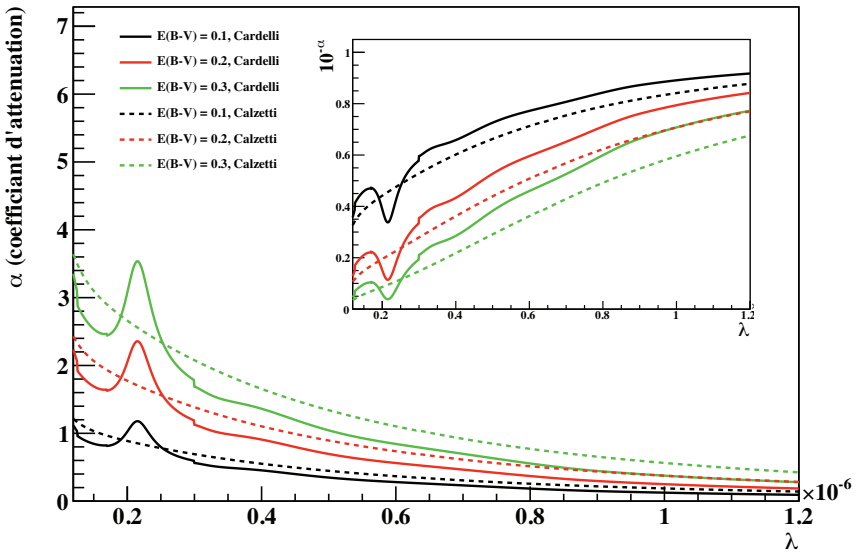

FIG. 4.5 – Loi d'extinction pour plusieurs valeurs de l'excès de couleur $E(B-V)$, pour les lois de Cardelli et Calzetti. Le coefficient d'atténuation α est égal à $k(\lambda)(B-V)$. La bosse produite autour de $\lambda = 217$ nm peut être expliquée de différentes manières, comme par exemple par la présence de grain de graphite ou de PAH (pour *Polycyclic Aromatic Hydrocarbon*).

4.1.3 L'extinction par le milieu inter-galactique

A un décalage spectral de $z \sim 1100$, le plasma primordial est devenu neutre et la température du CMB s'est atténuée. L'Univers est alors entré dans l'âge sombre faute de source lumineuse autre que le CMB devenant de plus en plus froid. Cette période dura jusqu'à l'effondrement gravitationnel de la matière baryonique lorsque les premières étoiles et quasars se formèrent. Ces toutes premières étoiles de la population III et les premiers trous noirs ont engendré le processus de re-ionisation (*reionization*). Le rayonnement UV qu'ils ont émis a permis d'ioniser les atomes d'Hydrogène, majoritaires dans l'Univers. Cette période s'étala entre un redshift de 20 à 6 où l'ensemble de l'Hydrogène inter-galactique a été ionisé. Cependant, la taille de l'Univers s'étant accrue, la densité d'atomes d'Hydrogène ionisés a diminué et a permis la propagation de la lumière jusqu'à l'observateur. L'effrondemant gravitationnel s'est ensuite poursuivi pour former les étoiles de la population II puis les galaxies. Le milieu intergalactique (IGM pour *Inter-galactique medium*) joue un grand rôle en cosmologie car ses caractéristiques permettent, entre autre, de comprendre la formation et l'évolution des structures.
Concernant notre simulation, il est important de tenir compte de l'IGM car le flux des sources distantes émis dans l'UV dans leur référentiel propre est fortement atténué par la présence d'Hydrogène neutre[2]. Le spectre UV d'une source distante subit une forte absorption par la forêt Lyman-α. Ce terme est attribué à l'ensemble des raies d'absorption correspondant aux niveaux d'excitation de l'Hydrogène. Le rayonnement de longueur d'onde inférieure à λ_α est donc susceptible d'être atténué par une combinaison de raies d'absorption jusqu'à la limite de Lyman $\lambda_L = 912$ Å. En deçà de λ_L, l'énergie des photons est suffisante pour produire l'effet

[2]On ne considère ici que l'Hydrogène, mais du fait du viellissement et de la disparition des étoiles de population III, des éléments plus lourds sont aussi présents dans le milieu inter galactique.

photoélectrique. A redshift $z \simeq 2$, cet effet commence à être vu dans la bande u de LSST et, à ce redshift, la colonne d'Hydrogène neutre traversée est telle que le spectre est fortement diminué.
Dans la revue de Piero Madau [84], l'auteur donne une description précise et détaillée de l'extinction par l'IGM. Le modèle d'extinction par l'IGM utilisé dans la suite peut être trouvé dans l'article du même auteur [85]. C'est un modèle d'absorption par un IGM sous forme de grumeaux. La loi d'extinction, c'est-à-dire l'évolution de la profondeur optique τ, telle que $F_{obs}(\lambda, z_{emis}) = \exp\left[-\tau(\lambda, z_{emis})\right] F_{emis}$ est tracée sur la figure, pour quelques valeurs de z_{emis}.

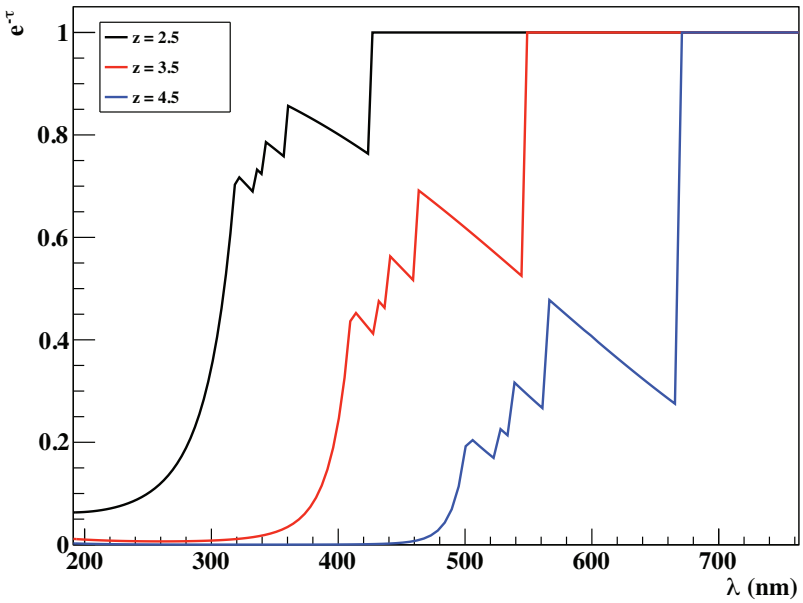

FIG. 4.6 – Loi d'extinction du milieu inter-galactique d'après Madau [85]. La partie en dents de scie correspond à l'absorption des raies de la forêt Lyman-α, et la décroissance exponentielle correspond à l'absorption par effet photoélectrique $\lambda_{emis} \leq \lambda_L$. Notons que plus la galaxie a un grand redshift, plus la colonne d'Hydrogène traversée par les photons est grande, ce qui implique que le spectre est davantage absorbé.

4.1.4 Les fonctions de luminosité

La densité de galaxies en fonction du type spectral et de la magnitude absolue varie avec le redshift. Les fonctions de luminosité permettent de calculer le nombre moyen de galaxies par intervalle de redshift et de magnitude absolue, par angle solide et pour une famille spectrale. La fonction de luminosité a de fortes implications en cosmologie, et permet notamment de connaître la densité de baryons sous forme d'étoiles dans les galaxies, et donc réciproquement de connaître la densité sous forme d'IGM. Elle permet également de valider les simulations à N-corps qui souhaitent rendre compte de la formation des galaxies.
Pour notre simulation, nous avons choisi d'utiliser les fonctions de luminosité mesurées par

Intervalle de redshift	$\alpha^\star$	$MA^\star$	$\Phi^\star$	Type spectral
$0.1 < z < 0.5$	-1.37	-21.22	28.1	Somme
	-0.74	-21.16	13.1	*Early*
	-1.35	-21.00	21.2	*Late*
	-1.02	-18.72	42.6	*Starburst*
$0.5 < z < 0.75$	-1.37	-21.79	20.2	Somme
	-0.39	-21.01	16.7	*Early*
	-1.14	-21.29	23.4	*Late*
	-1.04	-19.51	27.8	*Starburst*
$0.75 < z < 1$	-1.37	-21.62	19.5	Somme
	-0.72	-21.44	6.2	*Early*
	-0.87	-21.15	22.0	*Late*
	-1.30	-20.32	17.7	*Starburst*

TAB. 4.1 – Tableau de valeurs des paramètres d'ajustement de la fonction de luminosité ajustée par une fonction de Schechter, dans la bande B de WFI. Les incertitudes ne sont pas répertoriées, mais peuvent être trouvées dans Dahlen *et al.*[86].

Dahlen *et al.*[86], à partir des observations de l'expérience GOODS[3] du champ CDF-S (*Chandra Deep Field South*). Les observations optiques ont été effectuées avec la caméra WFI sur le télescope de Blanco de 4 mètres du CTIO (cf Giavalisco *et al.*[87]). Pour chaque objet du catalogue photométrique (d'angle solide $\Omega = 1100$ arcmin^2), le redshift photométrique et le type spectral sont calculés de manière à attribuer une magnitude absolue. La fonction de luminosité Φ est calculée de la manière suivante :

$$\Phi(MA,T)dMA = \sum_{i=1}^{N_{gal}(MA,T)} \frac{1}{V_i(MA)} ,$$

où T est le type spectral, $N_{gal}(T)$ est le nombre de galaxies de type T dont la magnitude absolue est entre $MA-dMA/2$ et $MA+dMA/2$ et $V_i(MA)$ est le volume comobile observable dans lequel la galaxie i est détectable. Les mesures de $\Phi(MA,T)$ sont ajustées par une fonction de Schechter de la forme suivante :

$$\Phi(MA) = 0.4\ln(10)\Phi^\star x^{\alpha^\star+1}e^{-x} ,$$

où

$$x = 10^{-0.4(MA-MA^\star)} .$$

La paramètre $MA^\star$ indique le changement de régime entre la loi de puissance et la tendance exponentielle. Le paramètre $\Phi^\star$ rend compte de la normalisation à $MA = MA^\star$ et $\alpha^\star$ correspond à l'indice de la loi de puissance. Les paramètres d'ajustement que nous utiliserons dans la suite sont répertoriés dans le tableau 4.1. Ce sont les paramètres calculés dans la bande B de WFI, car ils présentent un bon ajustement par rapport aux autres bandes (plus faibles incertitudes et corrélations entre les paramètres).

Sur la figure 4.7 sont tracées les fonctions de Schechter correspondant aux paramètres d'ajustement donnés par le tableau 4.1. Le courbe bleue turquoise correspond à la somme

[3]Le sondage GOODS (*Great Observatory Origins Deep Survey*) regroupe plusieurs expériences : Spitzer, Hubble, Chandra, Herschel et XMM-Newton.

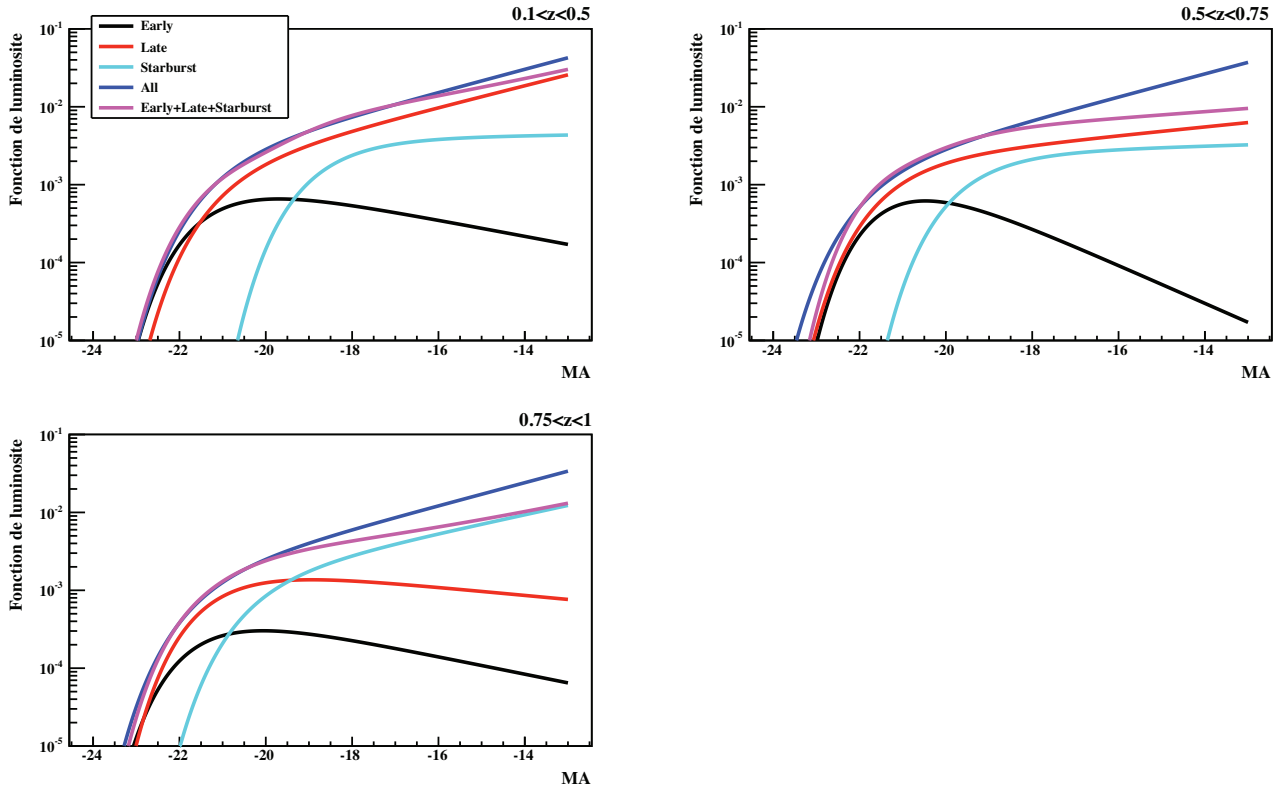

FIG. 4.7 – Fonctions de Schechter correspondant aux paramètres du tableau 4.1 pour différentes gammes de redshift z. On voit clairement que les galaxies à flambées d'étoiles sont en moyenne plus brillantes et plus abondantes à grand redshift que les autres types de galaxies. On peut également remarquer que le nombre de galaxies elliptiques diminue avec le redshift.

des fonctions de luminosité par type. Elle ne correspond pas tout à fait à la courbe bleue, et ceci est attendu. En effet, il n'y a pas de raison pour que les fonctions de luminosité par type, présentent des paramètres d'ajustement tels que la somme de ces fonctions soit exactement égale à la fonction de luminosité ajustée pour l'ensemble des galaxies tous types confondus. L'ensemble de définition des fonctions de luminosité n'est pas très important, surtout en ce qui concerne la borne supérieure. En effet, les fonctions de luminosité montrent qu'il y a plus de galaxies peu lumineuses que de galaxies brillantes. En contre partie, les galaxies peu brillantes subissent les effets de sélection d'observations, et sont donc supprimées du catalogue photométrique. Ainsi, la borne supérieure $MA = -13$ pourrait être plus grande, sans que ceci ne change le catalogue photométrique.

4.1.5 La procédure

Pour simuler notre catalogue “théorique”, nous commençons par peupler le volume de sondage, défini par un angle solide Ω, par un intervalle de redshift et par un ensemble de valeurs des paramètres cosmologiques. Nous choisissons $\Omega = 1100$ arcmin^2 pour une simulation type GOODS décrite dans la partie 4.3.1, ce qui permettra une comparaison directe avec les données photométriques utilisées pour le calcul des fonctions de luminosité. Nous prenons la même valeur pour une simulation type CFHTLS et pour une simulation type

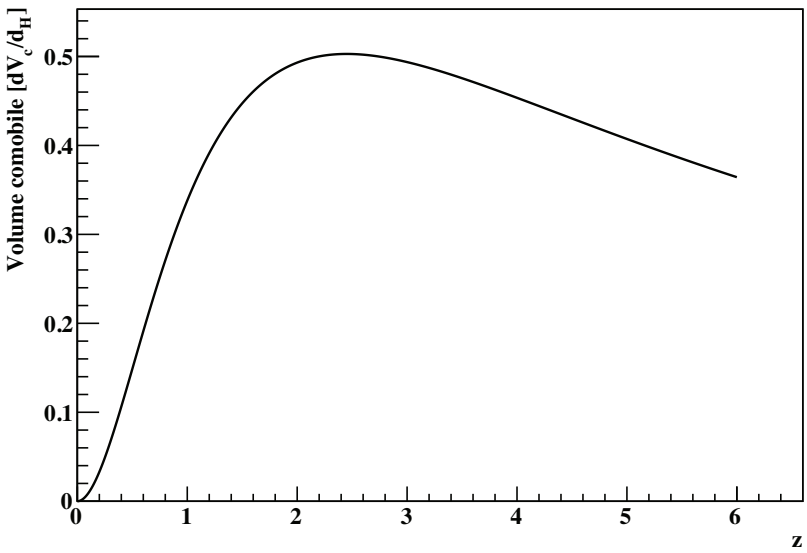

FIG. 4.8 – Element de volume comobile dV_c divisé par la distance de Hubble d_H pour les paramètres cosmologiques suivant : $\{\Omega_m = 0.3, \Omega_\Lambda = 0.7, \Omega_k = 0, H_0 = 70$ km/s/Mpc$\}$

LSST, nous prenons 250 deg^2. Les paramètres cosmologiques ont les valeurs suivantes : $(\Omega_m = 0.3, \Omega_\Lambda = 0.7, \Omega_k = 0, H_0 = 70$ km/s/Mpc), et nous choisissons $z \in [0, 6]$. Notons que les fonctions de luminosité de GOODS sont définies pour $z \in [0.1, 1]$. Nous faisons donc une forte hypothèse en supposant qu'elles sont valides entre 0 et 6. L'extrapolation à bas redshift a peu de conséquences sur le nombre total de galaxies, car le volume comobile (tracé sur la figure 4.8) est petit, bien que les galaxies à bas redshift soient toutes observées. Extrapoler la fonction de luminosité à un redshift supérieur à 1 est plus problématique. Bien que les galaxies à $z > 3$ ne sont pas considérées par la suite[4], les prédictions que nous ferons dans la suite dépendent de cette hypothèse. Le nombre total de galaxies N_{tot}, tous types confondus, est donné par :

$$N_{tot} = \int_\Omega \int_0^6 \int_{-24}^{-13} \Phi_{tot}(MA, z) dMA dV_c(z, \Omega) \ ,$$

où dV_c est le volume comobile défini à l'équation 1.59, Ω est l'angle solide, et Φ_{tot} est la fonction de luminosité pour toutes les galaxies. On obtient $N_{tot} \simeq 1.6\ 10^6$ galaxies.

A chaque objet, on attribue un redshift, une magnitude absolue et un type. Tout d'abord, on tire aléatoirement un redshift à partir de la fonction cumulative $F_z(z)$ définie comme :

$$F_z(z) = \frac{\displaystyle\int_0^z \int_{-24}^{-13} \Phi_{tot}(MA, z) \frac{H_0(1+z)^2 d_A(z)^2}{E(z)} \Omega dMA dz}{\displaystyle\int_0^6 \int_{-24}^{-13} \Phi_{tot}(MA, z) \frac{H_0(1+z)^2 d_A(z)^2}{E(z)} \Omega dMA dz} \ ,$$

[4]D'une part à $z > 3$ le rapport signal sur bruit est trop faible et d'autre part, l'énergie noire n'est pas dominante.

Soit r un nombre aléatoire entre 0 et 1, alors :

$$z = F_z^{-1}(r) \ .$$

Ainsi, z suit la bonne fonction de densité de probabilité. La magnitude apparente est ensuite calculée de manière similaire grâce à la fonction cumulative $F_{MA}(MA, z)$:

$$F_{MA}(MA, z) = \int_{-24}^{MA} \Phi_{tot}(MA', z) \frac{H_0(1+z)^2 d_A(z)^2}{E(z)} \Omega dMA' dz \ , \tag{4.1}$$

avec $z \in [z - dz/2, z, z + dz/2]$ où $dz = 0.01$. Enfin, la famille spectrale ($F = Early, Late, Starburst$) est donnée par la proportion P_F du type F à la magnitude absolue MA et au redshift z :

$$P_F(MA, z) = \frac{\Phi_F(MA, z)}{\sum_{F=1}^{3} \Phi_F(MA, z)} \ . \tag{4.2}$$

Une fois la famille spectrale attribuée, le type spectral, entre 0 et 50 est tiré aléatoirement. Pour une galaxie de la famille *Early*, le type spectral est un nombre entier entre 0 et 5 (El), pour la famille *Late*, le type va de 6 à 25 (Sbc et Scd) et pour la famille *Starburst*, le type va de 26 à 50 (Im, SB3 et SB2). Notons que ces intervalles sont susceptibles de varier, comme nous le verrons dans la partie 4.3.

4.2 Le catalogue photométrique

Dans ce qui suit, nous présentons les étapes de calcul qui permettent de produire le catalogue photométrique. En d'autres termes, à partir du type spectral, du redshift et de la magnitude absolue dans la bande B de GOODS, nous calculons la magnitude apparente et son incertitude dans chaque bande. Pour cela, nous calculons d'abord la magnitude apparente théorique qui permet ensuite de calculer son incertitude. La magnitude apparente "observée" est ensuite calculée.

4.2.1 La magnitude apparente théorique

Nous avons déjà défini la magnitude apparente dans le chapitre 1, à l'équation 1.16, mais nous donnons , ici, une définition plus détaillée. Cette définition s'appuie sur l'article de Hogg [88].
Soit $T(\lambda)$ (en W/Å/cm^2), le spectre émis d'une galaxie de notre librairie. La magnitude apparente AB est définie à partir d'un flux f_ν en (erg/cm^2/s/Hz), et est telle que :

$$m_X = -2.5 \log \left[\frac{\int \frac{d\nu_0}{\nu_0} f_\nu(\nu_0) X(\nu_0)}{\int \frac{d\nu_0}{\nu_0} g(\nu_0) X(\nu_0)} \right] \ , \tag{4.3}$$

où $f_\nu(\nu_0)$ est le flux observé, dans le référentiel de l'observateur. Le terme $g(\nu_0)$ est le flux d'une étoile de référence et vaut 3631 Jy[5]. Comme les spectres sont en fonction de la longueur d'onde, en nm, l'équation 4.3 devient :

[5]Un Jansky est une unité de flux et vaut 10^{-26} W/m^2/Hz = 10^{-23} erg/cm^2/s/Hz.

$$
\begin{aligned}
m_X &= -2.5\log\left[\frac{1}{c}\frac{\int d\lambda_0\lambda_0 f_\lambda(\lambda_0)X(\lambda_0)10^{22}(Jy)}{\int \frac{d\lambda_0}{\lambda_0}X(\lambda_0)3631(Jy)}\right], \\
\Longrightarrow m_X &= -2.5\log\left[\frac{1}{c}\frac{\int d\lambda_0\lambda_0 f_\lambda(\lambda_0)X(\lambda_0)}{\int \frac{d\lambda_0}{\lambda_0}X(\lambda_0)}\right] + 2.5\log(3631\ 10^{-22}), \\
\Longrightarrow m_X &= -2.5\log\left[\frac{1}{c}\frac{\int d\lambda_0\lambda_0 f_\lambda(\lambda_0)X(\lambda_0)}{\int \frac{d\lambda_0}{\lambda_0}X(\lambda_0)}\right] - 46.1\ ,
\end{aligned}
$$

où $f_\nu = 10^{22}\lambda^2/cf_\lambda(\text{ Jy})$, $f_\lambda(\lambda_0)$ est le flux observé et λ est en nm. La constante égale à -46.1, différente de celle habituellement rencontrée égale à -48.3 vient de l'unité des spectres gabarits utilisés. Ainsi, si le redshift de la galaxie est z, on a $f_\lambda(\lambda_0) = T(\frac{\lambda_0}{1+z})$. On peut donc écrire la magnitude apparente de manière plus simple :

$$
m_X = -2.5\log\left[\frac{1}{c}\frac{\int d\lambda\lambda T(\frac{\lambda}{1+z})X(\lambda)}{\int \frac{d\lambda}{\lambda}X(\lambda)}\right] - 46.1\ , \tag{4.4}
$$

où l'indice 0 a été omis, mais l'intégration se fait bien dans le référentiel de l'observateur. La magnitude absolue dans la bande B de GOODS, s'écrit de la manière suivante :

$$
MA = -2.5\log\left[\frac{\int \frac{d\nu_e}{\nu_e}\frac{L(\nu_e)}{4\pi(10\,\text{pc})^2}B(\nu_e)}{\int \frac{d\nu_e}{\nu_e}g(\nu_e)B(\nu_e)}\right]\ ,
$$

où $L(\nu_e)$ est la luminosité en (W/Hz) et vaut :

$$
L(\nu_e) = \frac{4\pi d_L^2}{1+z}f_\nu(\nu_0)\ ,
$$

où d_L est la distance luminosité définie à l'équation 1.13. Cela implique que

$$
MA = -2.5\log\left[\frac{1}{c(1+z)}\frac{\int \frac{d\lambda_e}{\lambda_e}\lambda_0^2 f_\lambda(\lambda_0)B(\lambda_e)}{\int \frac{d\lambda_e}{\lambda_e}B(\lambda_e)}\right] - MD(z) - 46.1\ ,
$$

où MD est le module de distance, définie à l'équation 1.18. La longueur d'onde λ_e correspond à la longueur d'onde émise telle que $\lambda_0 = \lambda_e(1+z)$. L'expression devient :

$$
MA = -2.5\log\left[\frac{(1+z)^2}{c(1+z)}\frac{\int \frac{d\lambda_e}{\lambda_e}\lambda_e^2 T(\lambda_e)B(\lambda_e)}{\int \frac{d\lambda_e}{\lambda_e}B(\lambda_e)}\right] - MD - 46.1\ , \tag{4.5}
$$

après avoir remarqué que $f_\lambda(\lambda_0) = T(\lambda_e)$. Dans l'équation 4.5, tous les termes sont exprimés en fonction de λ_e (y compris les bornes d'intégration), on peut donc écrire l'équation de manière plus simple, en omettant l'indice e :

$$MA = -2.5 \log \left[\frac{1+z}{c} \frac{\int d\lambda \lambda T(\lambda) B(\lambda)}{\int \frac{d\lambda}{\lambda} B(\lambda)} \right] - MD(z) - 46.1 \ . \tag{4.6}$$

Avec les équations 4.4 et 4.6, on voit que la magnitude apparente peut s'écrire :

$$m_X = MA + MD(z) + K_{BX}(z) \ ,$$

où le terme K_{BX} est le terme de K-correction, qui permet d'exprimer la magnitude apparente dans la bande X en fonction de la magnitude absolue dans la bande B, et qui tient compte du décalage spectral. Ce terme s'écrit donc :

$$K_{BX} = -2.5 \log \left[\frac{1}{1+z} \frac{\int d\lambda \lambda T(\frac{\lambda}{1+z}) X(\lambda) \int \frac{d\lambda}{\lambda} B(\lambda)}{\int \frac{d\lambda}{\lambda} X(\lambda) \int d\lambda \lambda T(\lambda) B(\lambda)} \right] \ .$$

Pour notre simulation, le terme T peut être remplacé par T_e. Les termes de K-corrections tiennent compte de la variation du spectre en fonction de la longueur d'onde, mais aussi du redshift. Par conséquent, ces termes doivent être bien estimés pour le calcul des redshifts photométriques dans le cas de la méthode d'ajustement des spectres de galaxies, comme nous le verrons dans le chapitre suivant.
Notons que nous n'avons pas inclus les lois d'extinction par le milieu inter-stellaire et inter-galactique afin d'alléger l'écriture, mais elles sont prises en compte de manière implicite dans les termes où T intervient. Dans ce qui suit, la magnitude apparente théorique m_X que nous venons de calculer est notée m_X^{theo}.

4.2.2 La magnitude apparente "observée" pour LSST

Nous devons calculer la magnitude apparente de chaque galaxie du catalogue, telle qu'elle doit être observée par LSST. Il y a plusieurs manières de procéder selon le degré de précision que l'on souhaite pour notre simulation. En effet, si l'on souhaite faire une simulation très réaliste, alors il faut, pour chaque objet, modéliser sa forme, le nombre de pixels du plan focal correspondant et calculer le nombre de photons détectés par pixel. A chaque étape, il est nécessaire de prendre en compte d'une part les incertitudes qui découlent de la distribution des variables considérées (par exemple, le nombre de photons détectés par un pixel suit une distribution de Poisson), d'autre part, les incertitudes de mesures liées à l'instrument. Notons que les conditions d'observation doivent alors être modélisées. Pour une simulation beaucoup plus basique il est possible d'utiliser l'expression paramétrisée de l'incertitude sur la magnitude apparente donnée par le LSST Science Book [50], et de générer la magnitude observée à partir de la magnitude théorique et de son incertitude. La seconde méthode étant nettement moins coûteuse en temps de développement et de simulation, nous avons préféré l'adopter. Nous avons cependant voulu vérifier que la seconde méthode n'était pas trop éloignée de la première. Pour illustrer la première méthode, voici un calcul très simplifié de l'estimation de la magnitude apparente et de son incertitude par comptage de photons.

Méthode 1 : comptage de photons

Considérons une visite avec un temps d'exposition de t_v (en s), d'une galaxie ayant une spectre $T(\lambda) = NT_e(\lambda)$ avec N la normalisation du spectre et T_e le spectre gabarit, et ayant une magnitude apparente m_X^{theo} dans la bande X. Soit C (en m^2), la surface du télescope, le nombre théorique de photons $N_{\gamma,X}^{theo}$ dans la bande X est

$$N_{\gamma,X}^{theo} = Ct_v 10^{-8} \int NT\left(\frac{\lambda}{1+z}\right)\frac{\lambda}{hc}X(\lambda)d\lambda \ ,$$

où h est la constante de Planck. Le facteur 10^{-8} vient du fait que la longueur d'onde λ est en nm, et T en W/Å/cm^2. Le facteur de normalisation peut être calculé à partir de l'expression de la magnitude apparente 4.4 :

$$N = c10^{-0.4(m_X^{theo}+46.1)}\frac{\displaystyle\int \frac{d\lambda}{\lambda}X(\lambda)}{\displaystyle\int d\lambda\lambda T(\frac{\lambda}{1+z})X(\lambda)} \ .$$

On a ainsi :

$$N_{\gamma,X}^{theo} = \frac{Ct_v}{h}10^{-8}10^{0.4(m_X^{theo}+46.1)}\int \frac{d\lambda}{\lambda}X(\lambda) \ . \tag{4.7}$$

Il faut maintenant tenir compte des sources de bruits. Les principales sont : le bruit de photon, le bruit de fond de ciel, et le bruit de lecture des capteurs CCD. Si l'on note $N_{\gamma,X}$ le nombre de photons détectés dans la bande X, alors c est tirée aléatoirement selon une loi de Poisson de moyenne N_γ^{theo}.
Le bruit du fond de ciel, dominant pour des sources de faible flux suit également un loi de Poisson. On note $\tilde{m}_X^{ciel}$ la magnitude apparente par unité d'angle solide (en mag/arcsec^2). Considérons n_p le nombre de pixels correspondant à la galaxie considérée, faisant un angle θ dans une direction. Pour simplifier, on suppose que la forme de la galaxie est un disque, ce qui implique que l'angle solide est approximativement égale à θ[26]. Dans l'hypothèse où $\theta = 1$ arcsec (un peu plus grand que la taille du *seeing* typique de 0.7 arcsec), le nombre de pixel est $n_p = 20$ pixels [7]. Le nombre de photons $\tilde{N}_{\gamma,X}^{ciel}$ par seconde d'arc est obtenue en remplaçant $\tilde{m}_X^{ciel}$ dans l'expression 4.7. Le nombre total de photons théoriquement attendus est donc :

$$N_{\gamma,X}^{ciel,theo} = \tilde{N}_{\gamma,X}^{ciel} \times \theta^2 \ ,$$

Enfin le nombre de photons $N_{\gamma,X}^{ciel}$ entaché d'incertitude est tiré selon une loi de Poisson de moyenne $N_{\gamma,X}^{ciel,theo}$.
En ce qui concerne le nombre de photons de lecture, d'après le tableau 2.3, on s'attend à avoir moins de 5 e$^-$/pixel, donc le bruit de lecture est $RON = 5\sqrt{n_p}$ e$^-$ (fluctuations du nombre de photons de lecture). Ceci se traduit par un nombre de photons N_γ^{RON} tiré aléatoirement selon un loi de Poisson d'écart-type RON/QE où QE est l'efficacité quantique.
Finalement, le nombre de photons correspondant au signal et au bruit $N_{\gamma,X}^{Signal+Bruit}$ est égal à

$$N_{\gamma,X}^{Signal+Bruit} = N_{\gamma,X} + N_{\gamma,X}^{ciel} + N_\gamma^{RON} \ ,$$

[6] L'angle solide sous-tendu à un angle θ est égal à $\pi\theta/4 \simeq \theta^2$ si θ est petit
[7] Pour rappel, la taille d'un pixel de LSST de 10 μm est équivalente à 0.2 arcsec

et implique que le signal net s'écrit de la manière suivante :

$$N_{\gamma,X}^{Signal} = N_{\gamma,X}^{Signal+Bruit} - N_{\gamma,X}^{ciel,theo} \ .$$

Enfin, la magnitude apparente "observée" est calculée à partir de l'équation 4.7.

Méthode 2 : incertitude paramétrisée

Pour un point source, l'incertitude σ_X sur la magnitude dans la bande X est la somme quadratique de l'incertitude systématique $\sigma_{syst,X}$, due au fait que l'instrument n'est pas parfait[8], et d'une incertitude $\sigma_{rand,X}$ similaire à celle implicitement calculée dans la partie ci-dessus et qui vient du caractère probabiliste stochastique des mesures. Le budget d'erreur ne permet pas d'avoir une incertitude $\sigma_{syst,X} > 0.005$. D'après le LSST Science Book [50], le terme $\sigma_{rand,X}$ peut être paramétrisé de la manière suivante :

$$\sigma_{rand,X}^2 = (0.04 - \gamma)x + \gamma x^2 \ , \tag{4.8}$$

avec $x = 10^{0.4(m_X - m_{5,X})}$ où $m_{5,X}$ est la magnitude limite à 5σ. Lorsque $m_X = m_{5,X}$, le rapport signal sur bruit vaut 5, ce qui implique que l'incertitude $\sigma_{rand,X} = 0.2$ [9]. Le terme γ dépend de plusieurs paramètres comme la luminosité du fond de ciel et le bruit de lecture[10].

La valeur de γ peut être obtenue grâce à l'ETC de LSST (*Exposure Time Calculator*) dont l'une des fonctions est de calculer le signal et le bruit en fonction des paramètres d'observation tels que la masse d'air, pour une source pour laquelle on connaît la magnitude apparente théorique. Quant à la magnitude limite à 5σ, elle est mise sous la forme :

$$m_{5,X} = C_X + 0.5(m_X^{ciel} - 21) + 2.5\log(0.7/\theta_X^s) + 1.25\log(t_v/30) - k_X(X-1) \ . \tag{4.9}$$

Le terme C_X dépend de la transmission totale de l'instrument et est calculé grâce à l'ETC. Le terme θ_X^s correspond au *seeing* et k_X à l'extinction atmosphérique. Nous avons fait l'hypothèse que les galaxies étaient des points sources, ce qui n'est pas vrai en général. Ainsi, l'incertitude ici est sous-estimée, et devra être mieux prise en compte à l'avenir.
La fonction densité de probabilité de la magnitude apparente n'est pas gaussienne, c'est celle du flux qui l'est. Ainsi, pour calculer m_X, on calcule d'abord F_X^{theo} à partir de l'équation 4.4 :

$$F_X^{theo} = c10^{-0.4(m_X^{theo}+46.1)} \int \frac{d\lambda}{\lambda} X(\lambda) \ , \tag{4.10}$$

où les bornes de l'intégrale correspondent aux longueurs d'onde minimale et maximal de la bande passante de X. Ceci sera le cas dès que la fonction à intégrer dépent d'un filtre. L'incertitude sur F_X^{theo} est

$$\sigma(F_X) = 0.4\ln(10)\sigma_X F_X^{theo} \ . \tag{4.11}$$

On tire aléatoirement F_X selon une loi de Gauss, de moyenne F_X^{theo} et de largeur $\sigma(F_X)$. Finalement, la magnitude apparente "observée" est donnée par :

$$m_X = -2.5\log\left(\frac{F_X}{c10^{-0.4\times 46.1}\int X(\lambda)\frac{d\lambda}{\lambda}}\right) \ . \tag{4.12}$$

[8] Un exemple d'erreur systématique vient de la précision avec laquelle les points zéro de couleur vont être déterminés (cf Chapitre 2 et 3)

[9] Si l'on prend $S/B = 5$, on a $\sigma_{rand,X} \simeq -2.5\log(1 + B/S) \simeq 0.2$ (S est le nombre de photons de signal net et B le nombre de photons de bruit).

[10] L'équation 4.8 peut être comprise en posant que $\sigma_{rand} = B/S$, où B est le bruit et S le signal. Le bruit peut s'écrire comme un bruit intrinsèque et un bruit poissonnien : $B^2 = B_0^2 + \alpha S$. Si l'on pose B_5 et S_5 le bruit et le signal de sorte que $S_5/B_5 = 5$, alors $\sigma_X(B_5/S_5) = 0.2$ et on obtient $\gamma = 0.04 - \alpha/S_5$.

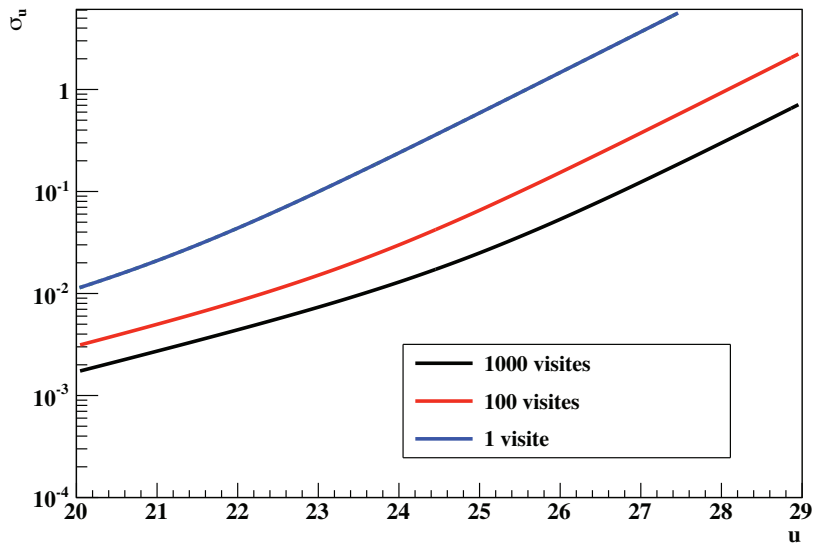

FIG. 4.9 – Evolution de l'incertitude sur la magnitude apparente en fonction de la magnitude apparente, dans la bande u, pour différentes valeurs du nombre de visites.

L'estimation de l'incertitude sur la magnitude apparente observée m_X est ensuite donnée par l'équation 4.8 où la magnitude apparente dans l'équation correspond à la magnitude apparente observée. Pour cette méthode, nous avons supposé que les galaxies étaient des points sources.
Il arrive que nous voulions simuler un catalogue photométrique pour plus d'une observation. Soit n_v, le nombre de visites, alors $\sigma_X \sim \sigma_{rand,X}$ est donné par l'équation 4.8, où $m_{5,X}$ est donnée par 4.9 avec $t_v = n_v \times 30$ sec. La figure 4.9 montre l'évolution de l'incertitude sur la magnitude apparente en fonction de la magnitude apparente dans la bande u et du nombre de visites.

Comparaison

La figure 4.10 montre les distributions obtenues pour une galaxie qu'on aurait observée 50 000 fois, et pour laquelle la magnitude apparente observée a été calculée grâce aux méthodes 1 et 2. Le tableau 4.2 répertorie les valeurs des paramètres utilisés pour chacune des deux méthodes. Les deux méthodes sont en accord dans la bande y, mais pour les autres bandes, la première méthode sous-estime l'incertitude sur la magnitude apparente par rapport à la seconde méthode, bien que les distributions soient relativement proches. Une explication serait que nous n'avons pas pris en compte l'extinction atmosphérique, celle-ci étant plus faible dans les bandes z et y que dans les autres bandes plus bleues. Pour conclure, nous venons de montrer avec un calcul basique qu'il était possible d'approcher la valeur de l'incertitude photométrique donnée par [50]. Utiliser l'ETC, en faisant varier les paramètres tels que la masse d'air (ce qui revient à déplacer la source dans le ciel) ou l'extinction atmosphérique par exemple, permet certainement d'avoir un calcul de σ_X plus réaliste. Nous adoptons la seconde méthode dans la suite.

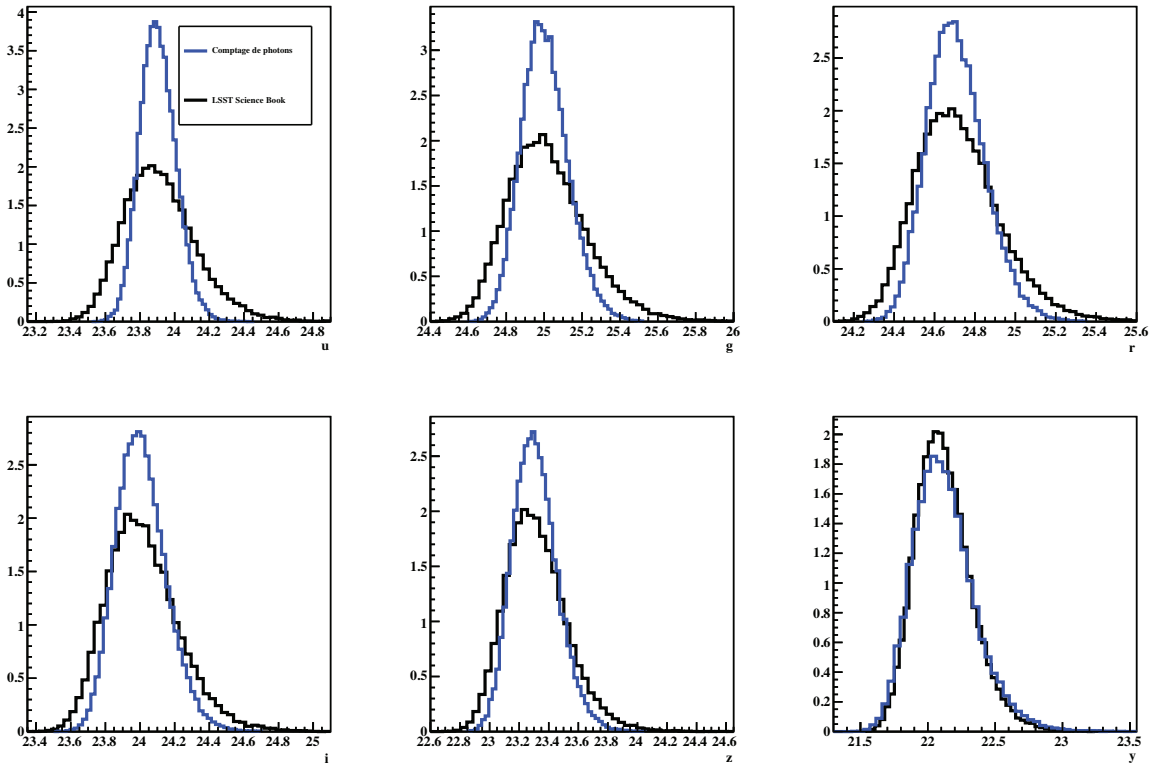

FIG. 4.10 – Distribution non-normalisée de la magnitude apparente "observée" pour la première méthode en bleu, et pour la seconde méthode en noir. Les valeurs adoptées des paramètres pour chaque méthode sont répertoriées dans le tableau 4.2

La magnitude apparente "observée" pour un sondage existant

Pour valider le calcul des magnitudes apparentes et de leurs incertitudes nous devons confronter notre simulation à des données réelles. Dans ce cas, nous n'avons pas accès à une expression analytique de l'incertitude photométrique. Par conséquent, pour chaque objet simulé, l'incertitude photométrique est tirée aléatoirement selon la distribution des données réelles, à la magnitude apparente théorique correspondante. Plus précisément, soit $h(m_X)$, l'histogramme de l'incertitude photométrique à la magnitude apparente m_X, pour les données réelles. Si $H(m_X)$ est la fonction cumulative déduite de $h(m_X)$, et si r est un nombre aléatoire entre 0 et 1 de distribution plate, alors

$$\sigma_X(m_{X,theo}) = H^{-1}(r) \ , \tag{4.13}$$

La magnitude apparente "observée" est ensuite donnée par les équations 4.10, 4.11 et 4.12. Et enfin, l'incertitude sur cette dernière est donnée par l'équation 4.13. La figure 4.11 est un exemple de la distribution σ_u en fonction de u pour les données réelles de GOODS. Nous utilisons cette méthode pour estimer l'incertitude sur la magnitude apparente observée pour les catalogues simulés de GOODS et de CFHTLS, que nous allons présenter dans la partie suivante.

Commun aux deux méthodes	
Paramètres	Valeurs
t_v	30 s
Nombre de visites	1
Nombre de réalisations	50 000
Magnitude apparente m_X	$m_{5,X}$
z	0.1
Méthode 1	
θ	1 arcsec
m_X^{ciel}	$(21.8, 22.0, 21.3, 20.0, 19.1, 17.5)$
RON	5 e^-/px
QE	0.85
Méthode 2	
γ	$(0.037, 0.038, 0.039, 0.039, 0.040, 0.04)$
k_m	$(0.48, 0.21, 0.1, 0.07, 0.06, 0.06)$
C_m	$(23.6, 24.57, 24.57, 24.47, 24.19, 23.74)$
$m_{5,X}$	$(23.9, 25.0, 24.7, 24.0, 23.3, 22.1)$
σ_{syst}	0.005
Masse d'air	1.2
seeing	$(0.037, 0.038, 0.039, 0.039, 0.040, 0.040)$

TAB. 4.2 – Valeurs utilisées des paramètres pour réaliser la figure 4.10.

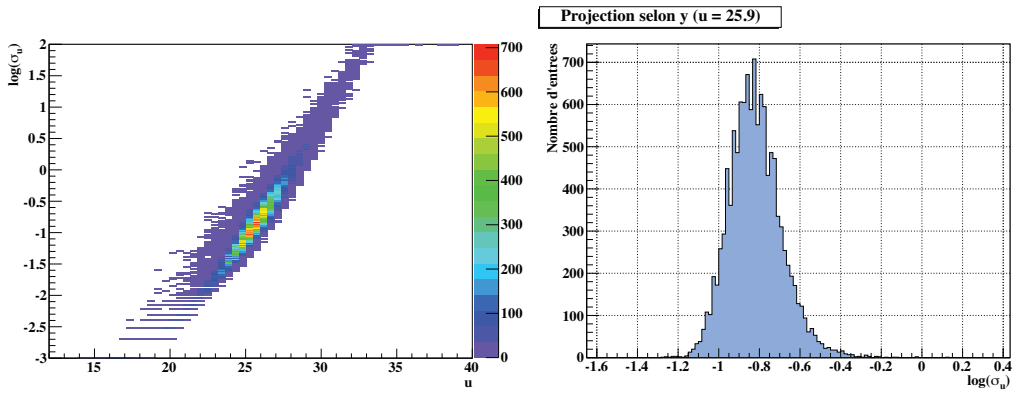

FIG. 4.11 – Figure de gauche : Histogramme 2D de $\log(\sigma_u)$ *vs.* u pour les données de GOODS. Figure de droite : Coupe en $u = 25.9$ de l'histogramme 2D de la figure de gauche.

4.3 Résultats et validation sur les données réelles

Dans cette partie nous comparons les catalogues simulés à des catalogues de données réelles pour les expériences GOODS et CFHTLS. Les raisons pour lesquelles nous avons deux lots de données sont les suivantes :

- Le catalogue GOODS permet une comparaison directe, car les fonctions de luminosité utilisées pour la simulation ont été mesurées sur le lot de données. A condition d'avoir les mêmes filtres, les distributions de magnitudes et de couleurs doivent être très similaires.
- Le catalogue CFHTLS possède, en plus de la magnitude apparente et de son incertitude,

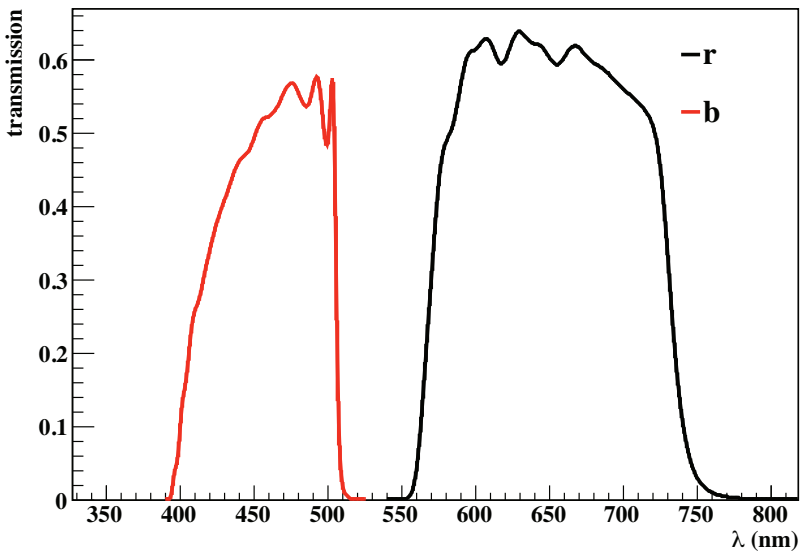

FIG. 4.12 – Courbe de transmission des filtres des bandes b et r de l'instrument WFI.

le redshift spectroscopique pour chaque galaxie. Ce catalogue permettra donc de valider notre méthode de reconstruction de redshift.

4.3.1 GOODS

Les données CDF-S de GOODS nous ont été transmises par Tomas Dahlen. Le champ fait un angle solide de 1100 arcsec^2. Tomas Dahlen nous a également donné la courbe de transmission des filtres b et r de l'instrument WFI, que l'on peut voir sur la figure 4.12. Notre simulation est très semblable à celle réalisée dans l'article de Dahlen *et al.*[78], elle doit donc reproduire les mêmes résultats, c'est-à-dire que l'histogramme des magnitudes et des couleurs de la simulation doit être proche de celui des données réelles. Après avoir généré le catalogue photométrique en utilisant les paramètres des fonctions de luminosité du tableau 4.1, nous ne parvenions pas à avoir un bon accord. Suite à des échanges avec Tomas Dahlen, nous avons effectué quelques modifications aux fonctions de luminosité. Ces modifications, qui n'apportent rien à la compréhension des résultats, nous ont permis d'avoir un bon accord avec les données réelles. Après soustraction des galaxies situées près des bords du champ et autour des étoiles brillantes, ainsi que des galaxies étiquetées comme ayant une mauvaise photométrie, l'angle solide équivalent est de 1038 arcsec^2.

La figure 4.13 montre le nombre de galaxies par intervalle de magnitude apparente, après correction du fait que les angles solides entre la simulation et les données réelles sont différents. Il y a un très bon accord des distributions dans les deux bandes, tant que la magnitude est inférieure à 25 (25.5) dans la bande b (r *resp.*). Au-delà de ces magnitudes limites, notées m_X^{limite}, les effets de sélection de l'instrument sur les données réelles interviennent et les galaxies moins brillantes sont de moins en moins observées, tandis qu'aucune sélection n'est effectuée dans les données simulées. En deçà de ces limites, le sondage est dit "complet", c'est-à-dire que toutes les galaxies ayant $m_X < m_X^{limite}$ sont observées. Les histogrammes de $b - r$ sont tracés sur la figure 4.14. On voit qu'il y a un bon accord de la simulation avec les données réelles pour les objets brillants ayant $20 < r < 23.5$. L'accord est un peu moins bon pour

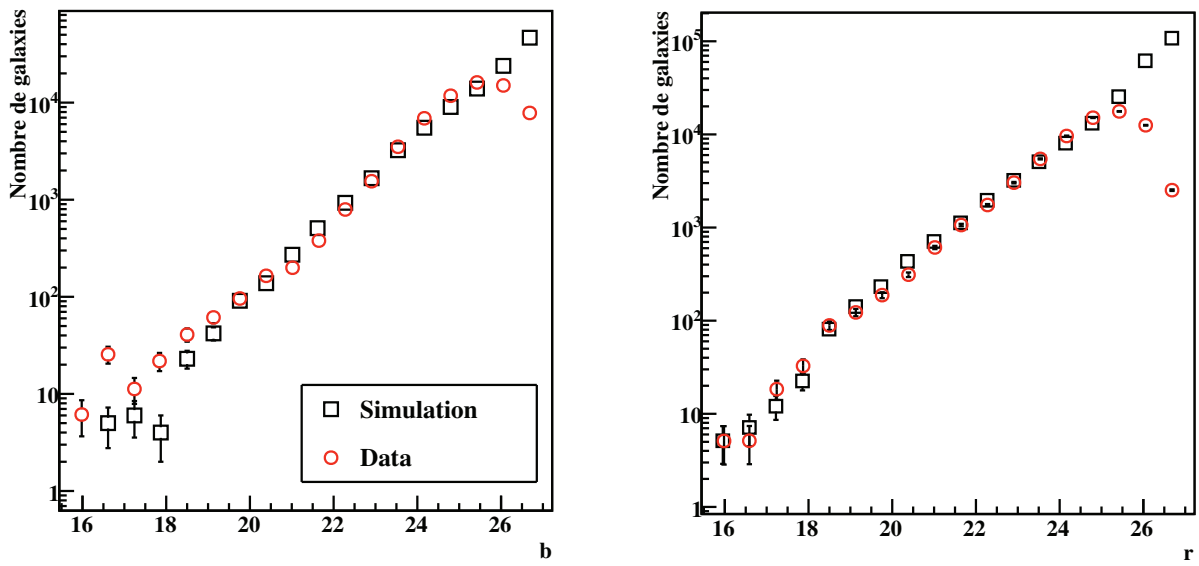

FIG. 4.13 – Histogramme de la magnitude des galaxies simulées (en noire) et des galaxies des données réelles (en rouge), dans les bandes b et r.

les objets moins brillants ayant $23.5 < r < 25.5$, où la simulation présente plus de galaxies rouges. Il est possible de modifier la forme de ces histogrammes en modifiant l'évolution de la proportion des types spectraux par rapport à celle donnée par les fonctions de luminosité. Les fonctions de luminosité n'ayant été calculées que pour 3 intervalles de redshift, au lieu de prendre une valeur fixe des proportions dans chaque intervalle, il est possible de faire une interpolation linéaire en fonction du redshift. Un degré de liberté supplémentaire susceptible de modifier la forme des distributions est le classement des galaxies en type spectral principal. Par exemple, on peut se poser la question : est-ce qu'une galaxie de type 5 fait partie du type *Early* ou du type *Late* ? Pour la réalisation des figures 4.13 et 4.14, les galaxies de type spectral $t \in [0, 4]$ sont de type *Early*, celles avec $t \in [5, 35]$ sont de type *Late* et celles avec $t \in [36, 50]$ sont de type *Starburst*. Notons qu'une répartition non-linéaire des types spectraux entre les 6 gabarits doit également permettre de modifier les distributions des termes de couleur.

4.3.2 CFHTLS

La catalogue photométrique de l'expérience CFHTLS est composé de 4 champs de 4 deg^2 dédiés à des observations profondes (Deep) allant jusqu'à $r = 28$, de 4 champs dédiés à des observations sur un large champ de vue de 170 deg^2 avec $i < 24.5$ (Wide) et un champ extra-large (Very-Wide) couvrant le plan galactique. Les quatre premiers champs profonds ($D1, D2, D3, D4$) ayant pour objectif principal la recherche de supernovae et les observations de galaxies à grand redshift, des contraintes ont pu être mises sur les paramètres cosmologiques (cf [8] par exemple). Les champs larges ($W1, W2, W3, W4$) quant à eux, sont dédiés à la physique des structures.
Parmi les galaxies observées par les champs du CFHTLS, certaines ont été observées par spec-

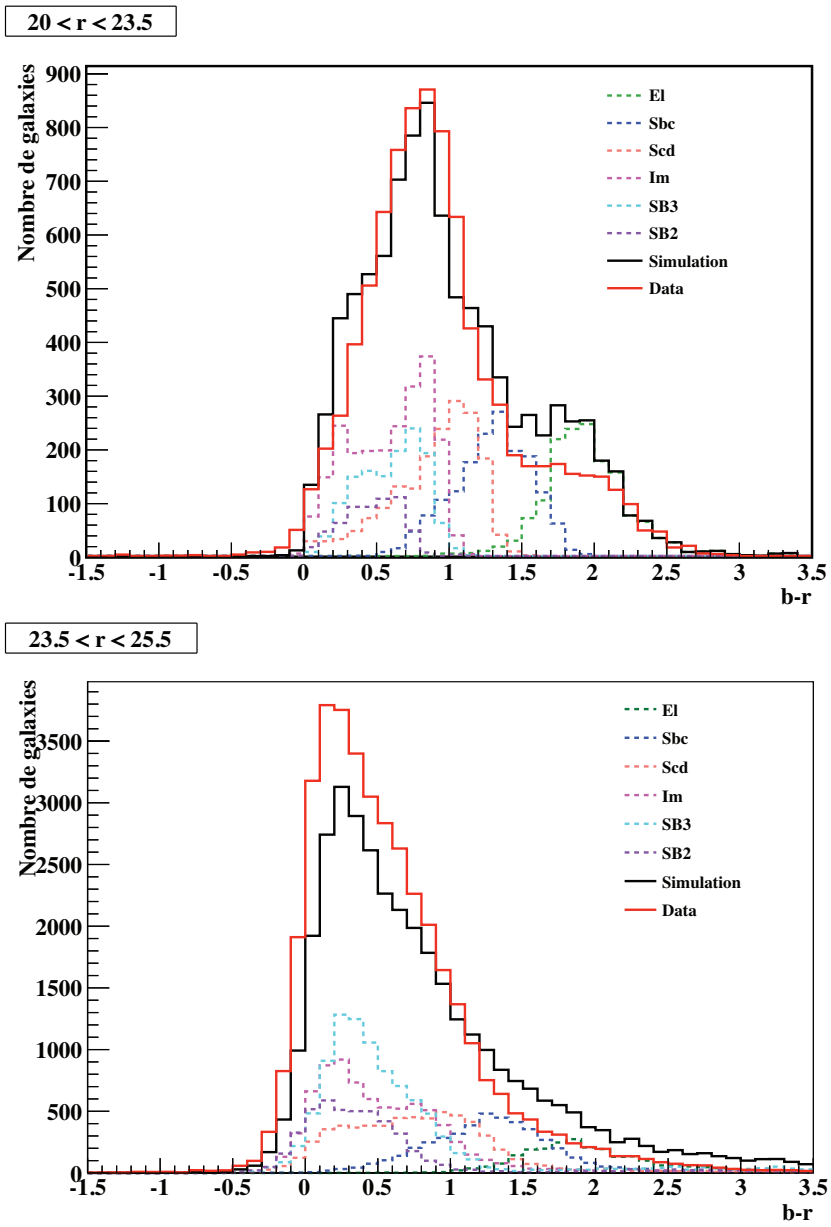

FIG. 4.14 – Histogramme de la couleur $b-r$ pour les galaxies brillantes avec $20 < r < 23.5$ et les galaxies peu brillantes avec $23.5 < r < 25.5$. Les histogrammes des couleurs en fonction du type spectrale des galaxies sont en pointillé. L'histogramme en trait plein noir labélisé 'Simulation' correspond à toutes les galaxies. L'histogramme labélisé 'Data' correspond aux donnée réelles.

Champ spectroscopique	Champ CFHTLS	Nombre de galaxies
VVDS Deep1 (Le Fèvre *et al.* [89]) `http://cesam.oamp.fr/vvdsproject/`	W1 et D1	2011
DEEP2 *Data Release 3* (Davies *et al.* [90] et [91]) `http://deep.berkeley.edu/DR3/dr3.primer.html`	W3 et D3	5483
VVDS f22 (Garilli *et al.* [92]) `http://cencosw.oamp.fr/VVDS/VVDS_F22_VODesc.html`	W4	4485
zCosmos (Lilly *et al.* [93]) `http://archive.eso.org/archive/adp/zCOSMOS/VIMOS_spectroscopy_v1.0/index.html#format`	D2	2289

TAB. 4.3 – Tableau montrant la correspondance entre les champs observés par spectroscopie et les champs du CFHTLS. Le nombre d'objets coïncidants est également donné.

troscopie avec les expériences VVDS[11], DEEP2 Redshift Survey[12] et zCosmos[13]. Les données de CFHTLS utilisées ont été téléchargées depuis le site `terapix.iap.fr~`et correspondent à la 5ième *Data Release*.

Nous avons fait correpondre le catalogue photométrique avec le cataloge spectroscopique de la manière suivante. La coïncidence entre les galaxies observées à la fois par spectroscopie et par photométrie se fait en calculant l'écart angulaire entre chaque galaxie du catalogue spectroscopique et toutes les galaxies du catalogue photométrique. Prenons une galaxie du catalogue spectroscopique, si α_s est son ascension droite et δ_s sa déclinaison, l'angle dans le ciel entre la galaxie s et la galaxie p du catalogue photométrique de coordonnées (α_p, δ_p) est :

$$\theta_{s,p} = \arccos\left[\cos\delta_s \cos\delta_p \cos(\alpha_s - \alpha_p) + \sin\delta_s \sin\delta_p\right] \ .$$

La galaxie p' est telle qu'elle minimise la $\theta_{s,p}$, de sorte que $\theta_{min} = \theta_{s,p'}$. Les deux galaxies coïncident si $\theta_{min} < 0.7$ arcsec (de l'ordre de la PSF). Cette coupure est déterminée à partir de la distribution de θ_{min}. Le nombre de galaxies qui coïncident, après coupure sur l'étiquetage des galaxies spectroscopiques[14] et sur l'angle θ_{min}, est donné par la troisième colonne de 4.3, soit au total 14268 galaxies pour lesquelles nous avons le redshift spectroscopique. Ces galaxies constituent notre catalogue spectro-photomértique de CFHTLS. Le catalogue photométrique simulé est obtenu en suivant la procédure de la partie 4.3.1. Les 5 filtres (u, g, r, i, z, y) utilisés sont tracés sur la figure 4.15 et sont similaires à ceux de LSST. Après sélection en ne gardant que les galaxies pour lesquelles $\sigma_X < 0.2$ (détection à 5σ), les histogrammes normalisés des redshifts pour la simulation et pour les données sont représentés sur la figure 4.16. On voit que les deux distributions sont proches, ce qui nous permet de comparer relativement facilement les deux catalogues. Il n'est cependant pas possible de faire une comparaison directe des histogrammes de la magnitude apparente dans chaque bande, car les données spectroscopiques ne constituent pas un échantillon complet et nous ne connaissons pas la fonction de sélection. Cependant, pour vérifier que notre calcul des K-corrections est correct, nous pouvons comparer les histogrammes normalisés des termes de couleur c_i *vs.* c_j où $c =$

[11] VVDS (VIMOS-VLT Deep Survey) est un champ de 4 deg^2. L'expérience VIMOS (VIsible Multi-Object Spectrograph) est un spectrographe installé sur le VLT (European Southern Observatory Very Large Telescope).

[12] DEEP2 correspond à la phase 2 de l'expérience DEEP, utilisant les spectrographe DEIMOS installé sur le télescope Keck II.

[13] zCosmos utilise le spectrographe VIMOS installé sur le télescope Melipal Unit (VLT).

[14] L'étiquetage correspond au degré de confiance sur la valeur du redshift spectroscopique.

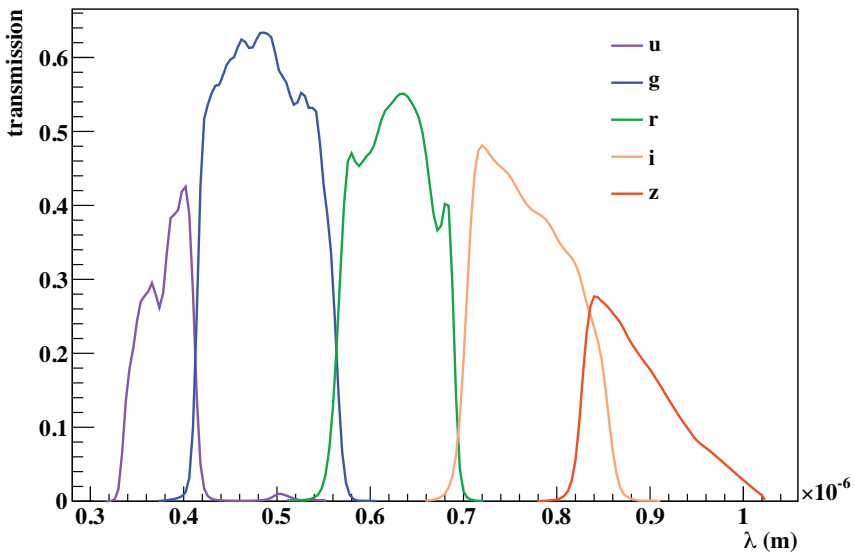

FIG. 4.15 – Transmission des filtres de MEGACAM sur CFHT télechargé depuis `http ://www1.cadc-ccda.hia-iha.nrc-cnrc.gc.ca/community/CFHTLS-SG/docs/extra/filters.html`.

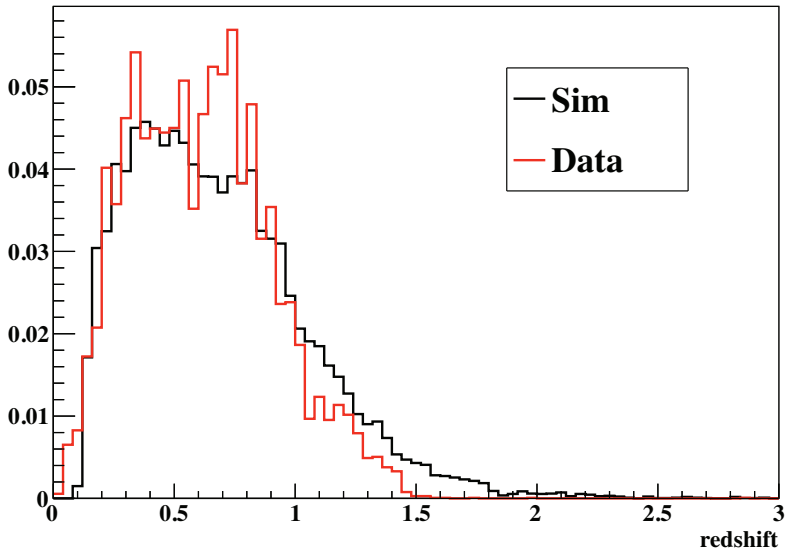

FIG. 4.16 – Histogramme du redshift pour la simulation (noir) et pour les données réelles de CFHTLS (rouge).

$\{u-g, g-r, r-i, i-z\}$. Sur la figure 4.17, l'histogramme de $r-i$ *vs.* $i-z$ est représenté pour la simulation, pour les données, et pour la différence entre la simulation et les données. Les traces théoriques, en fonction du type spectral, sont également représentées. Cette dernière nous permet de voir que la déviation de la simulation par rapport aux données vient des

galaxies à bas redshift. Mais, dans l'ensemble, les deux distributions sont en bon accord. Les distributions de $u - g$ *vs.* $g - r$ et $g - r$ *vs.* $r - i$ montrent un comportement similaire. La

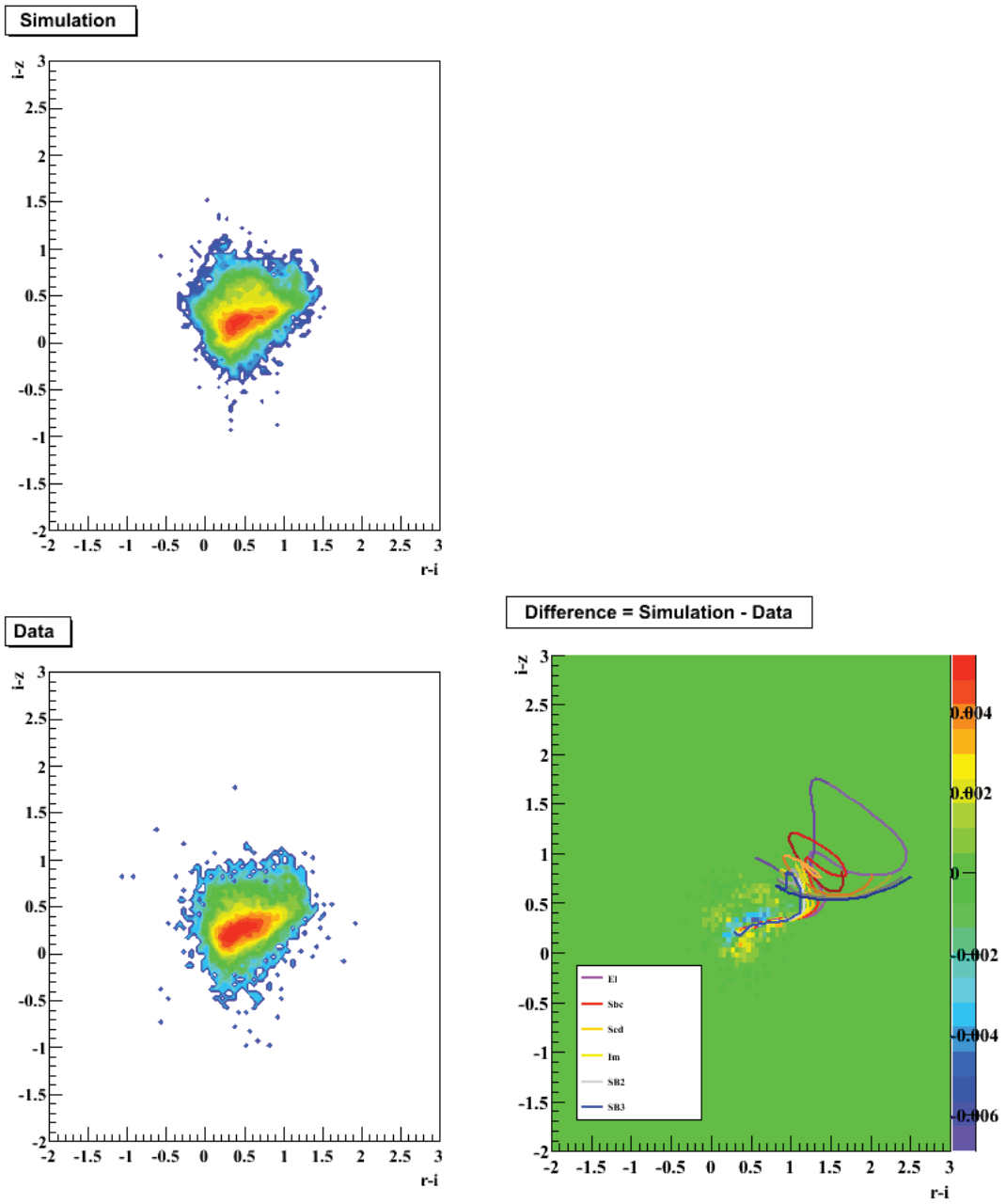

FIG. 4.17 – Figures de gauche : histogramme 2D de $r - i$ *vs.* $i - z$ pour le catalogue simulé et pour le catalogue de données réelles pour lesquelles les galaxies ont été observées par spectroscopie.
Figure de droite : Différence entre les deux histogrammes normalisés. Les traces théoriques sont également représentées pour chaque type spectral principal pour $z \in [0, 3]$, avec $E(B - V) = 0$. Un léger dégradé de couleur permet de rendre compte de l'évolution des traces théoriques en fonction du redshift (avec un pas de 1 en redshift pour chaque couleur).

figure 4.18 montre l'évolution des termes de couleurs en fonction du redshift. Les lignes de

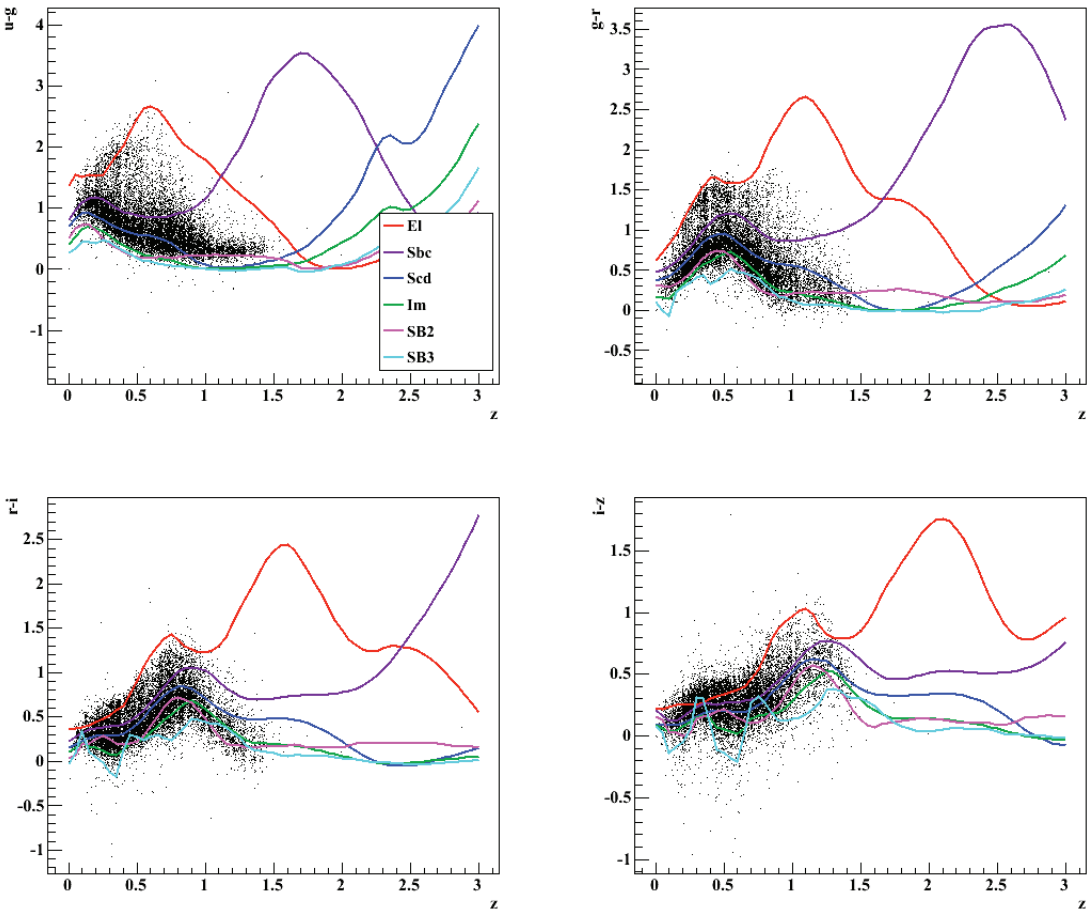

FIG. 4.18 – Terme de couleur en fonction du redshift spectroscopique pour les galaxies du catalogue spectro-photométrique. Les lignes colorées correspondent à l'évolution théorique des couleurs en fonction du redshift pour les spectres gabarits.

couleur correspondent à l'évolution théorique pour les 6 spectres gabarits. On voit que les lignes et les points noirs correspondant aux galaxies du catalogue spectro-photométrique se superposent, ce qui montrent que notre simulation est capable de reproduire les propriétés photométriques des données réelles.

Chapitre 5

Les redshifts photométriques

Journeyman

ISAM, Amon Tobin

Dans ce chapitre, nous tentons d'estimer la précision avec laquelle les redshifts photométriques seront obtenus avec LSST. Pour cela, nous tirons profit de la simulation d'un catalogue photométrique de LSST exposée dans le chapitre précédent et du catalogue spectro-photométrique de CFHTLS. Dans le contexte actuel, où l'enregistrement des données photométriques va débuter via des expériences de grande ampleur comme DES (*Dark Energy Survey*) et plus tard LSST, les redshifts photométriques sont centraux à chaque analyse sur l'énergie noire. En effet, ce sont eux qui permettent de connaître la distance nous séparant des objets astrophysiques. De plus, comme nous l'avons détaillé dans le chapitre 1, afin de reconstruire les paramètres d'énergie noire, nous devons connaître le redshift des objets.
Contrairement au redshift spectroscopique sensible aux structures fines du spectre d'un objet astrophysique (étoile, galaxie ou AGN), telles que les raies d'émission par exemple, le redshift photométrique est sensible aux structures plus globales du spectre, telles que les cassures et les variations de pente du spectre. En effet, les fines structures étant gommées par l'intégration du spectre dans les bandes photométriques, seules les caractéristiques sur la forme globale du spectre apportent suffisamment d'information.
Il y a principalement deux manières de calculer des redshifts photométriques. La première, que nous développerons dans la partie 5.1, consiste à ajuster les magnitudes apparentes observées par un modèle de magnitudes apparentes établies à partir d'un spectre gabarit. Cette méthode permet d'estimer le redshift photométrique, la nature du spectre, ainsi que d'autres paramètres selon le degré de raffinement du modèle. La seconde méthode, quant à elle développée dans la partie 5.2, permet d'établir une relation entre les couleurs (ou magnitudes apparentes) et le redshift, à partir d'un échantillon d'entraînement pour lequel le redshift spectroscopique des objets a été mesuré.
Dans tout ce qui suit, nous ne nous intéresserons qu'aux galaxies, mais ces méthodes sont applicables à d'autres types objets.

5.1 La méthode d'ajustement d'un spectre

Dans cette partie, nous présentons la méthode d'ajustement d'un spectre. Nous allons tout d'abord présenter la méthode générale, puis nous détaillerons les différentes étapes qui permettent d'obtenir une bonne estimation du redshift photométrique. Nous présenterons enfin les résultats obtenus pour le catalogue spectro-photométrique qui nous permettent de

valider notre démarche, et que l'on applique par la suite au catalogue photométrique simulé de LSST.

5.1.1 Expression générale

En analyse des données, les paramètres physiques à estimer sont traités comme des variables aléatoires qui suivent une fonction de densité de probabilité. Cette dernière peut être interprétée de deux manières :

- La probabilité $P(x < X < x+dx)$ que la variable aléatoire X soit comprise x et $x+dx$ est définie comme une fréquence relative. Elle est donnée par le rapport du nombre de fois où $X \in [x, x+dx]$ et le nombre total d'expériences. Cette définition est adaptée lorsqu'il est possible de reproduire l'expérience dans les mêmes conditions, un grand nombre de fois. C'est l'approche fréquentiste.
- La probabilité $P(x < X < x+dx)$ est associée à une hypothèse : $x < X < x+dx$. Cette probabilité rend compte du degré de confiance en l'hypothèse. La détermination de la probabilité nécessite des connaissances préalables sur l'hypothèse, ce qui la rend subjective. En particulier, dans le cas où l'expérience ne peut être réalisée que peu de fois, l'approche *bayésienne* est adaptée.

Pour notre étude, les observables auxquelles nous avons accès sont les magnitudes apparentes m_X et leurs incertitudes σ_X. En suivant l'approche fréquentiste, le redshift photométrique et son incertitude sont établis grâce à un grand nombre d'observations de chaque galaxie. Pour chaque observation, le redshift photométrique est calculé. La distribution ainsi obtenue permet d'attribuer une incertitude sur le redshift photométrique. Cependant, dans la réalité, le nombre de visites est relativement petit (du moins pour en tirer une distribution de paramètres). C'est pour cette raison que nous avons suivi l'approche bayésienne, comme de nombreux auteurs (cf Benítez [79] et Edmondson [94] par exemple).

Considérons une galaxie pour laquelle les observables sont $(\vec{m}, \vec{\sigma})$, l'ensemble des magnitudes apparentes et leurs incertitudes. Nous faisons l'hypothèse que les seuls paramètres du modèle sont : le redshift, le type spectral, la normalisation du spectre et l'excès de couleur (extinction par la poussière). Le type spectral devrait, dans un modèle plus réaliste d'évolution galactique, être remplacé par d'autres paramètres tels que la métallicité et le taux de formation d'étoiles, par exemple. Cependant, l'ajout de paramètres supplémentaires entraîne un accroissement du temps de calcul dû au fait qu'il faut sonder l'ensemble de l'espace des paramètres. Ceci n'est pas un détail compte-tenu de la taille de l'échantillon de LSST. Ainsi, les paramètres de notre modèle peuvent s'écrire sous la forme d'un vecteur $\vec{\theta} = (z, T, N, E(B-V))$. Dans ce contexte, le théorème de Bayes donne le degré de confiance accordé aux hypothèses faites sur les valeurs des paramètres. Il s'écrit de la manière suivante :

$$P\left(\vec{\theta}|\vec{m}\right) = \frac{P\left(\vec{m}|\vec{\theta}\right) \times \Pi\left(\vec{\theta}\right)}{P\left(\vec{m}\right)} \ , \tag{5.1}$$

où $P(\vec{m})$ et $\Pi(\vec{\theta})$ sont les probabilités *a priori* d'avoir les données et les paramètres du modèles. La fonction de vraisemblance $\mathcal{L}\left(\vec{\theta}\right) = P\left(\vec{m}|\vec{\theta}\right)$ est la probabilité d'avoir les données connaissant la valeur des paramètres et $P(\vec{\theta}|\vec{m})$ est la probabilité *a posteriori* que les paramètres prennent les valeurs $\vec{\theta}$, connaissant les données (Glen Cowan [95] pour plus de précisions). Cette dernière nous renseigne sur la manière dont le degré de confiance change au vu des données expérimentales, une fois que la probabilité *a priori* a été fixée. Le terme $P(\vec{m})$ joue le rôle de normalisation, dans le sens où il ne dépend pas des paramètres $\vec{\theta}$, il sera donc omis dans la suite.

La fonction de vraisemblance est telle que $\mathcal{L}\left(\vec{\theta}\right) = \exp\left[-1/2\chi^2\left(\vec{\theta}\right)\right]$, le terme χ^2 s'exprime de la manière suivante :

$$\chi^2(z,T,E(B-V),N) = \sum_{i=1}^{N_{bandes}} \left(\frac{F_i^{obs}(m_i) - NF_i^{mod}(z,T,E(B-V))}{\sigma\left(F_i^{obs}(m_i,\sigma(m_i))\right)}\right)^2 , \tag{5.2}$$

où $F_i^{obs}(m_i)$ est le flux observé calculé à partir de l'équation 4.10, où m_X^{theo} a été remplacée par m_i. L'expression du flux calculé à partir du modèle est :

$$F_i^{mod}(z,T,E(B-V)) = \int d\lambda\lambda T\left(\frac{\lambda}{1+z}\right) X_i(\lambda) ,$$

où X_i est le $i^{\text{ème}}$ filtre. La loi d'extinction est implicitement présente à travers le terme T. L'incertitude sur le flux est égale à :

$$\sigma\left(F_i^{obs}(m_i,\sigma(m_i))\right) = 0.4\sigma(m_i)F_i^{obs}\ln(10) .$$

La fonction de vraisemblance est l'exponentielle du terme de χ^2 car les flux observés suivent une distribution de Gauss, centrée en $F_i^{obs}(m_i)$ de largeur $\sigma\left(F_i^{obs}(m_i,\sigma)\right)$. Ceci est vrai dans la limite où le nombre de photons de signal est assez grand. Cette dernière quantité est calculée à partir de l'équation 4.11.
La normalisation est calculée directement en minimisant le terme de χ^2 de l'équation 5.2 par rapport à N, c'est-à-dire $\partial\chi^2/\partial N = 0$ lorsque $N = N_p$, ce qui mène à :

$$N_p = \frac{F_{om}}{F_{mm}} ,$$

avec

$$\begin{aligned} F_{om} &= \sum_{i=1}^{N_{bandes}} \frac{F_i^{obs}F_i^{mod}}{\sigma(F_i^{obs})} , \\ F_{mm} &= \sum_{i=1}^{N_{bandes}} \frac{F_i^{mod}F_i^{mod}}{\sigma(F_i^{obs})} , \\ F_{oo} &= \sum_{i=1}^{N_{bandes}} \frac{F_i^{obs}F_i^{obs}}{\sigma(F_i^{obs})} . \end{aligned}$$

Grâce à ces définitions, le terme de χ^2 de l'équation 5.2 peut s'écrire plus simplement :

$$\begin{aligned} \chi^2(z,T,E(B-V),N) &= F_{oo} - 2NF_{om} + 2N^2F_{mm} , \\ \Leftrightarrow \chi^2(z,T,E(B-V),N) &= F_{oo} - \frac{F_{om}^2}{F_{mm}} + F_{mm}\left(N - \frac{F_{om}}{F_{mm}}\right)^2 . \end{aligned}$$

La fonction de vraisemblance peut être marginalisée selon le paramètre N et devient :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(z,T,E(B-V)) &= e^{-\frac{1}{2}\left(F_{oo}-\frac{F_{om}^2}{F_{mm}}\right)} \int_{-\infty}^{\infty} e^{F_{mm}(N-N_p)^2} dN , \\ \Leftrightarrow \mathcal{L}(z,T,E(B-V)) &\propto \frac{1}{\sqrt{F_{mm}}} e^{-\frac{1}{2}\left(F_{oo}-\frac{F_{om}^2}{F_{mm}}\right)} , \\ \Leftrightarrow \chi^2(z,T,E(B-V)) &\rightarrow \chi^2(z,T,E(B-V),N_p) - \ln\left(F_{mm}\right) . \end{aligned} \tag{5.3}$$

Nous utiliserons la seconde équation de 5.3 comme expression pour la fonction de vraisemblance et la dernière équation comme expression pour le terme de χ^2, les deux termes étant reliés.
Le premier terme du membre de droite de 5.1 a été exprimé grâce à l'équation 5.2. Il reste à donner l'expression de la densité *a priori* $\Pi(\vec{\theta})$.

5.1.2 Etalonnage de la densité *a priori*

Pour le calcul de la densité *a priori*, nous suivons le formalisme de Benítez [79]. La probabilité *a priori* d'avoir les paramètres est donnée par $\Pi(z, T, E(B-V)|m_0)$. C'est la probabilité que la galaxie de magnitude apparente m_0 dans une certaine bande ait le redshift z, le type spectral T et l'excès de couleur $E(B-V)$. Notons qu'une densité *a priori* constante pour le redshift et pour le type spectral ne reflète pas la réalité, à cause des effets de sélection, et de la dépendance de la proportion relative des types spectraux en fonction du redshift. Nous choisissons une densité *a priori* constante pour l'excès de couleur, de sorte que la densité s'écrive :

$$\Pi(z, T|i) = P(T|i) \times P(z|T, i) \ ,$$

où l'on a choisi $m_0 = i$. Les termes du membre de droite peuvent être paramétrisés. L'ajustement est réalisé sur les distributions des variables T, z et m_0 obtenues à partir d'un échantillon représentatif. Le premier terme $P(T|i)$ représente la probabilité d'avoir une galaxie de type spectral T sachant sa magnitude. Cette probabilité peut être théoriquement déduite des fonctions de luminosité par type et de la fonction de sélection du sondage, mais il est plus facile d'utiliser un échantillon spectro-photométrique pour évaluer sa forme. La famille spectrale (*Early* notée E, *Late* notée L et *Starburst* notée S) est considérée plutôt que le type spectral lui-même. Ainsi toutes les galaxies ayant $T < 6$ font parties de la famille E, toutes celles ayant $T \in [6, 25]$ font parties de la famille L et les autres, à flambée d'étoiles, font parties de la famille S. Le nombre de galaxies de type E et L est décroissant, tandis que celles de type S augmente avec la magnitude apparente, et cela reste vrai malgré les effets de sélection. Dans l'article de Benítez [79], ce terme est ajusté avec la fonction paramétrique suivante, pour le type E et L :

$$P(T|i) = f_t e^{k_t(i-20)} \ . \tag{5.4}$$

Le terme f_t est fixé pour $i = 20$, car pour $i < 20$, les fluctuations de notre échantillon sont trop importantes. Le type S complète l'échantillon de sorte que $P(S|i) = 1 - P(E|i) - P(L|i)$. Notons que pour $i < 20$ il est possible que $P(S|i)$ devienne négative, c'est pourquoi nous fixons la valeur de $P(T|i)$ pour $i < 20$ à $P(T|20)$.
Pour ajuster ces fonctions nous n'avons pas suivi la méthode de Benitez [79] qui suit une démarche *bayésienne* en utilisant seulement les données photométriques. Nous avons plutôt considéré un échantillon photométrique simulé pour 10 ans d'observation par LSST. Dans le cas de CFHTLS, nous avons utilisé une simulation du sondage, pour laquelle les incertitudes photométriques en fonction des magnitudes apparentes sont données par les données spectro-photométriques. En normalisant sur la famille spectrale T, l'histogramme 2D $h(T, i)$ nous permet d'avoir la densité $P(T|i)$:

$$P(T|i) = \frac{h(T, i)}{\sum_{T=1}^{3} h(T, i)} \ .$$

La figure 5.1 montre l'évolution de la fonction $P(T|i)$ pour les données d'une simulation de LSST pour 10 ans d'observation. D'après le LSST *Science Requirement Document* [65], le

nombre de visites prévues dans chaque filtre, pour 10 ans est $(70, 100, 230, 230, 200, 200)$[1]. Les traits noirs épais sont les fonctions d'ajustement, dont les paramètres sont répertoriés dans le tableau 5.1.

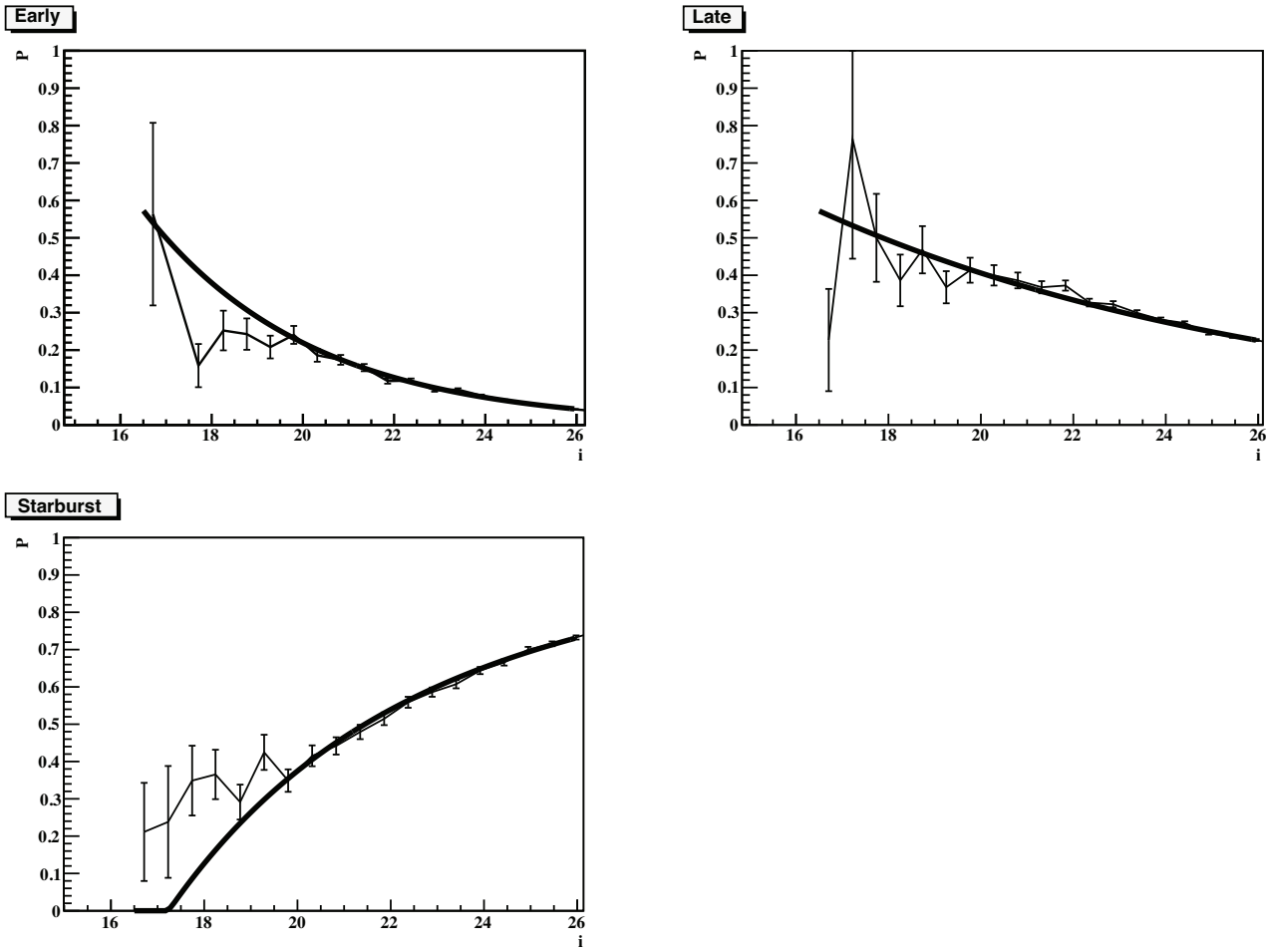

FIG. 5.1 – Les points correspondent à $P(T|i)$ en fonction de i et de la famille spectrale. La courbe en trait épais correspond à la courbe d'ajustement.

Le terme $P(z|T,i)$ est calculé quant à lui à partir de l'histogramme de z, T et i. Cet histogramme 3D peut se décomposer en 3 histogrammes 2D notés $(h_E(z,i), h_L(z,i), h_S(z,i))$, un pour chaque famille spectrale. De la même manière, on a :

$$P(z|T,i) = \frac{h_T(z,i)}{\sum_z h_T(z,i)} \ .$$

Cette fonction peut être ajustée par la fonction suivante :

$$P(z|T,i) \propto z^\alpha \exp\left[-\left(\frac{z}{z_m}\right)^\alpha\right] \ , \tag{5.5}$$

[1]La distribution du nombre de visites par filtre est dictée par la précision requise pour séparer les étoiles des galaxies (cf [50]). En effet, les bandes r et i, en particulier la couleur $r-i$ jouent un rôle important pour cette séparation. Ainsi, il est important de connaître les magnitudes apparentes dans les bandes r et i avec une bonne précision.

Famille spectrale	f_t	k_t
	LSST	
E	0.219	$0.274 \pm 2.3\ 10^{-3}$
L	0.406	0.098 ± 0.001
S	...	...
	CFHTLS	
E	0.231	0.272 ± 0.004
L	0.433	0.108 ± 0.002
S	...	...

TAB. 5.1 – Valeur des paramètres f_t et k_t d'ajustement de la distribution $P(T|i)$. La valeur de f_t est égale à la proportion de chaque type pour $i = 20$. La famille S complète l'échantillon de sorte que $\sum_T P(T|i) = 1$.

Famille spectrale	α	z_0	k_m	$\log(p_m)$	β
			LSST		
E	2.971 ± 0.007	$2.004\ 10^{-13} \pm 0.0008$	$0.125 \pm 2.0\ 10^{-3}$	$-15.70 \pm 4.8\ 10^{-1}$	14.06 ± 0.450
L	1.884 ± 0.002	0.116 ± 0.017	0.078 ± 0.003	-5.190 ± 0.127	4.767 ± 0.108
S	1.324 ± 0.0004	$9.160\ 10^{-15} \pm 0.0001$	0.078 ± 0.0001	-7.319 ± 0.054	6.400 ± 0.048
			CFHTLS		
E	3.507 ± 0.016	0 ± 0.001	0.127 ± 0.0002	0	0
L	2.766 ± 0.008	0.175 ± 0.018	0.020 ± 0.009	-1.744 ± 0.109	1.708 ± 0.076
S	1.885 ± 0.003	0.021 ± 0.008	0.078 ± 0.002	-3.796 ± 0.253	3.116 ± 0.229

TAB. 5.2 – Valeur des paramètres de la fonction d'ajustement de $P(z|T, i)$ de l'équation 5.5.

avec

$$z_m = z_0 + k_m(i - 16) + p_m(i - 16)^\beta \ .$$

Cette fonction est légèrement modifiée par rapport à la forme proposée par Benítez car elle reproduit mieux les données que cette dernière. Le facteur de normalisation est donné par l'intégrale selon z, pour chaque valeur de i de la fonction de l'équation 5.5 :

$$\int_0^{z_{max}} z^\alpha \exp\left[-\left(\frac{z}{z_m}\right)^\alpha\right] dz = \frac{z_m^{\alpha+1}}{\alpha^2}\left[\Gamma\left(\frac{1}{\alpha}\right) - \Gamma\left(\frac{1}{\alpha}, \left(\frac{z_{max}}{z_m}\right)^\alpha\right) - \alpha\frac{z_{max}}{z_m}e^{-\left(\frac{z_{max}}{z_m}\right)^\alpha}\right] \ .$$

La figure 5.2 montre la distribution de $P(z|T, i)$ pour une simulation de LSST. La fonction de l'équation 5.5 est également présentée sur la figure. Le résidu, c'est-à-dire la différence entre la distribution des données et la fonction d'ajustement, toutes deux normalisées, est également tracé. On voit que la fonction ajustée reproduit bien les données. Les paramètres d'ajustement pour CFHTLS sont obtenus à partir de la simulation utilisée pour tracer les figures de la partie 4.3.2.

Dans la suite, nous verrons comment la densité *a priori* affecte la reconstruction du redshift photométrique.

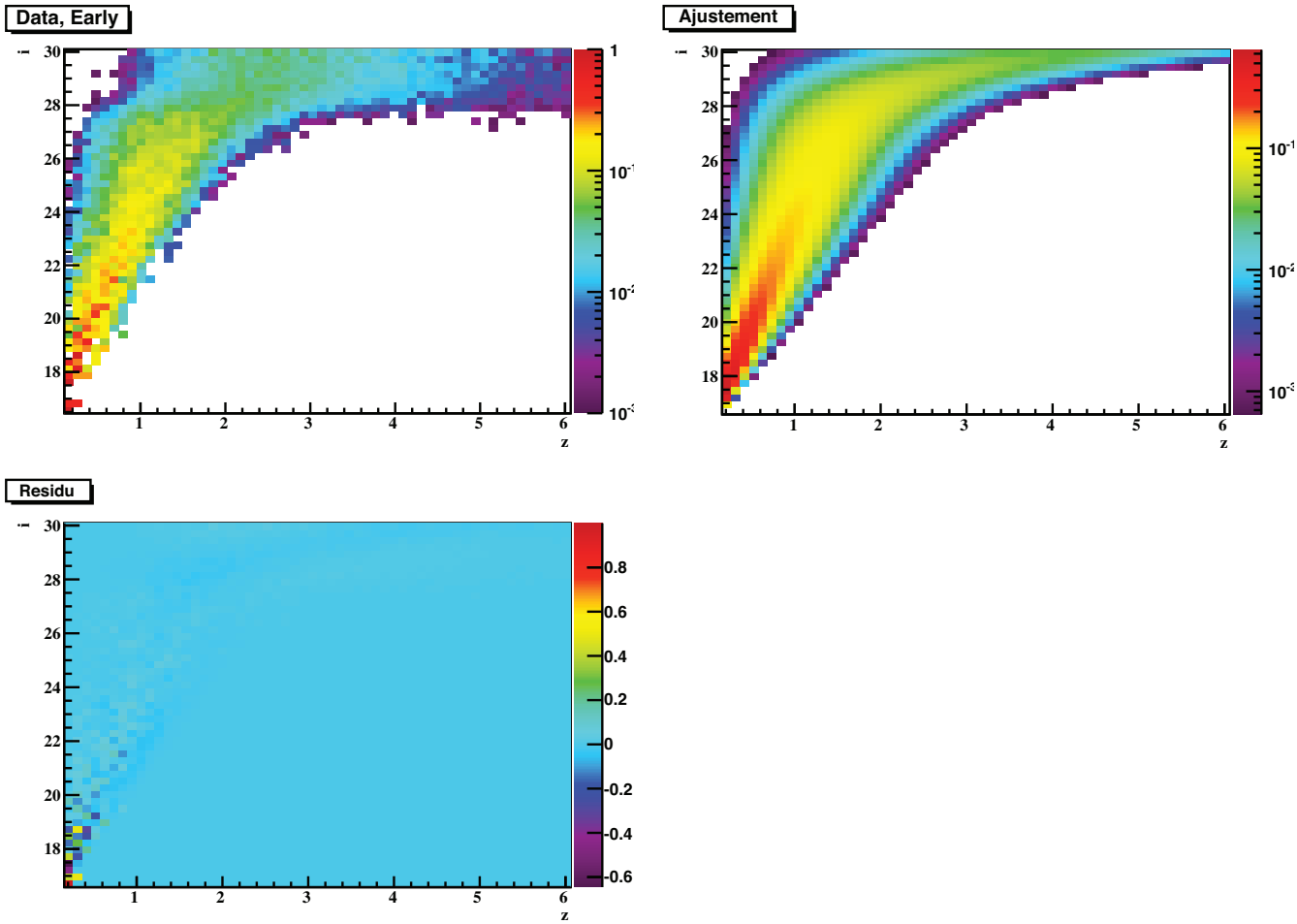

FIG. 5.2 – En haut à gauche : distribution de $P(z|E,i)$ pour des données simulées pour 10 ans d'observation par LSST. Les galaxies doivent être observées dans la bande i mais pas forcément dans les autres bandes, ainsi la magnitude $i = 40$ et le redshift 10.7 peuvent être atteints. Le nombre total de galaxies est de 8.9 10^5. Pour des raisons pratiques, la magnitude i ne dépasse pas 30 puisque les galaxies que nous utilisons par la suite ont $i < 27$ où $27 = m_{5,i}$. Ainsi le nombre d'objets se réduit à 8.3 10^5 galaxies.
En haut à droite : fonction de l'équation 5.5 pour les galaxies de la famille spectrale E. Les paramètres d'ajustement sont répertoriés dans le tableau 5.2.
En bas à gauche : distribution du résidu, c'est-à-dire la différence entre l'histogramme des données et la distribution obtenue à partir des paramètres d'ajustement.

5.1.3 Ajustement des spectres gabarits

Afin de rendre les spectres gabarits plus représentatifs des spectres réels, nous avons procédé à l'optimisation des spectres. Cette méthode consiste à approcher le spectre gabarit à l'aide des données photométriques elles-mêmes. Elle est décrite par Ilbert *et al.*[96], et nous l'appliquons ici pour les données spectro-photométriques de CFHTLS seulement. Le principe de la méthode est exposé ci-dessous. Il consiste tout d'abord à trouver le type spectral qui se rapproche le plus de chaque galaxie de l'échantillon, connaissant le redshift de la galaxie. Les magnitudes apparentes permettent d'estimer le flux intégré dans chaque bande spectrale

et dans le référentiel de la galaxie, puisque le redshift est connu. Les spectres gabarits sont alors modifiés en fonction des flux obtenus.
Considérons une galaxie ayant un redshift z_s, des magnitudes apparentes $\vec{m}$ et des incertitudes photométriques $\vec{\sigma}$. Soit λ_X^{eff} la longueur d'onde effective correspondant à la bande X :

$$\lambda_X^{eff} = \int X(\lambda)\lambda d\lambda \ .$$

Pour chaque galaxie, nous devons associer un type spectral T, un excès de couleur $E(B-V)$ et une normalisation N, connaissant le redshift spectroscopique de la galaxie. Pour cela, nous minimisons le terme de χ^2 de l'équation 5.3, où le redshift est fixé au redshift de la galaxie z_s. Le flux observé à la longueur d'onde λ_X^{eff} se traduit par un flux émis dans le référentiel de la galaxie :

$$F_{obs}^X\left(\frac{\lambda_X^{eff}}{1+z_s}\right) = 10^{-0.4(m_X+46.1)} \int X(\lambda)\frac{d\lambda}{\lambda} \ .$$

L'extinction par la poussière doit être corrigée pour pouvoir comparer le flux normalisé observé au flux attendu calculé à partir du spectre gabarit. Le terme de correction est donc :

$$\langle Ext\left(\frac{\lambda_X^{eff}}{1+z_s}\right)\rangle = \frac{\int Ext\left(\frac{\lambda}{1+z_s}, E(B-V)\right) X(\lambda)d\lambda}{\int X(\lambda)d\lambda} \ ,$$

et le flux observé corrigé est alors :

$$F_{obs,E(B-V)=0}^X\left(\frac{\lambda_X^{eff}}{1+z_s}\right) = \frac{F_{obs}^X\left(\frac{\lambda_X^{eff}}{1+z_s}\right)}{\langle Ext\left(\frac{\lambda_X^{eff}}{1+z_s}\right)\rangle} \ ,$$

où $Ext(\lambda, E(B-V))$ est la loi d'extinction décrite dans la partie 4.1.2. Le spectre normalisé est finalement donné par :

$$\langle T^{obs}\left(\frac{\lambda_X^{eff}}{1+z_s}\right)\rangle = \frac{F_{obs,E(B-V)=0}^X}{N\int X(\lambda)\lambda d\lambda} \ . \tag{5.6}$$

Ce terme tient compte de la magnitude apparente de l'objet, de son redshift, de l'intensité lumineuse intrinsèque, et du filtre. A la longueur d'onde $\lambda_X^{eff}/(1+z_s)$, le spectre moyen gabarit T_e est donné quant à lui par :

$$\langle T_e\left(\frac{\lambda_X^{eff}}{1+z}\right)\rangle = \frac{\int T_e\left(\frac{\lambda_X^{eff}}{1+z}\right) X(\lambda)\lambda d\lambda}{\int X(\lambda)\lambda d\lambda} \ . \tag{5.7}$$

Prenant en compte toutes les galaxies du catalogue, les termes de l'équation 5.6 sont rangés dans l'ordre des longueurs d'onde $(\lambda_{eff}/(1+z_s))$ croissantes, de même que les termes de l'équation 5.7. Les points rouges de la figure 5.3 représentent les flux observés $\langle T^{obs}\left(\lambda_X^{eff}/(1+z_s)\right)\rangle$

et la courbe bleue représente le flux moyen du gabarit $\langle T_e \left(\lambda_X^{eff}/(1+z_s)\right)\rangle$. Là où aucun point de donnée n'est disponible, $\langle T^{obs}\rangle = \langle T_e\rangle$. La courbe noire correspond à la moyenne sur un intervalle de longueur d'onde des points rouges. La taille de l'intervalle $\delta\lambda$ est telle que $\delta\lambda = \Delta\lambda/40$, où $\Delta\lambda$ est la différence entre la longueur d'onde maximale $\lambda_z^{eff}(1+z_s^{max})$ et la longueur d'onde minimale $\lambda_u^{eff}(1+z_s^{min})$.
Malgré le lissage par intégration sur les filtres, les raies doivent être gardées. Pour cela, le spectre gabarit optimisé est défini comme :

$$T^{opt}(\lambda) = T_e(\lambda) + \langle T^{obs}(\lambda)\rangle - \langle T_e(\lambda)\rangle \ . \tag{5.8}$$

La figure 5.4 montre les spectres optimisés représentés par les lignes noires et les spectres gabarits représentés par les lignes rouges. La différence entre les spectres gabarits et les spectres optimisés reste faible.

Le biais systématique des termes de couleur entre les données et la simulation doit être corrigé. Pour cela, nous comparons la moyenne de l'histogramme de la couleur c_{XY} des données réelles avec la moyenne du même histogramme mais construit à partir des spectres gabarits optimisés. Ce dernier histogramme est construit grâce au K-corrections calculées à partir de l'estimation du type spectral et de l'excès de couleur connaissant le redshift spectroscopique des galaxies. Les différences de couleurs ne dépassent pas 0.13 mag et sont en moyenne de 0.047 mag. Elles sont du même ordre que celles trouvées par Ilbert *et al.*[96]. Ces différences étant faibles, elles ne sont pas considérées dans le calcul du redshift photométrique dans la suite.

5.1.4 Les estimateurs du redshift photométrique

Dans la littérature, il existe plusieurs estimateurs du redshift photométrique. Par exemple, le programme LePhare développé par Olivier Ilbert et Stéphane Arnouts (cf [97] et [98]) est basé sur une minimisation de χ^2, où les paramètres d'ajustement sont notés $\vec{\theta}_p$. Plus d'informations sont contenues dans les fonctions de densité de probabilité *a posteriori* des paramètres définies à l'équation 5.1, que dans un unique point de coordonnées dans l'espace des paramètres $\vec{\theta}_p$ (cf Bénítez [79]). Dans ce dernier cas, le redshift photométrique peut être estimé de plusieurs manières, comme par exemple en prenant la valeur z_p^{marg} qui maximise la fonction de densité de probabilité *a posteriori* $P(z)$[2] calculée par marginalisation de $P(\vec{\theta})$ sur les deux autres paramètres T et $E(B-V)$. De manière générale, la densité *a posteriori* $P(\theta_1,\theta_2)$ et $P(\theta_1)$ s'écrivent :

$$\begin{aligned} P(\theta_1,\theta_2) &= \int P(\vec{\theta})d\theta_3 \ , \\ P(\theta_1) &= \int\int P(\vec{\theta})d\theta_2 d\theta_3 \ . \end{aligned}$$

Un autre estimateur peut être donné par la moyenne de z définie à partir de $P(z)$:

$$\bar{z}_p^{marg} = \int P(z)zdz \ .$$

Un autre estimateur, donné par Wittman [99], est basé sur un tirage aléatoire du redshift selon la fonction de densité de probabilité $P(z)$.

[2]Pour simplifier l'écriture, la probabilité *a posteriori* $P(\vec{\theta}|\vec{m})$ s'écrira $P(\vec{\theta})$, mais il ne faut pas la confondre avec la probabilité *a priori* $\Pi(\theta)$ définie à l'équation 5.1.

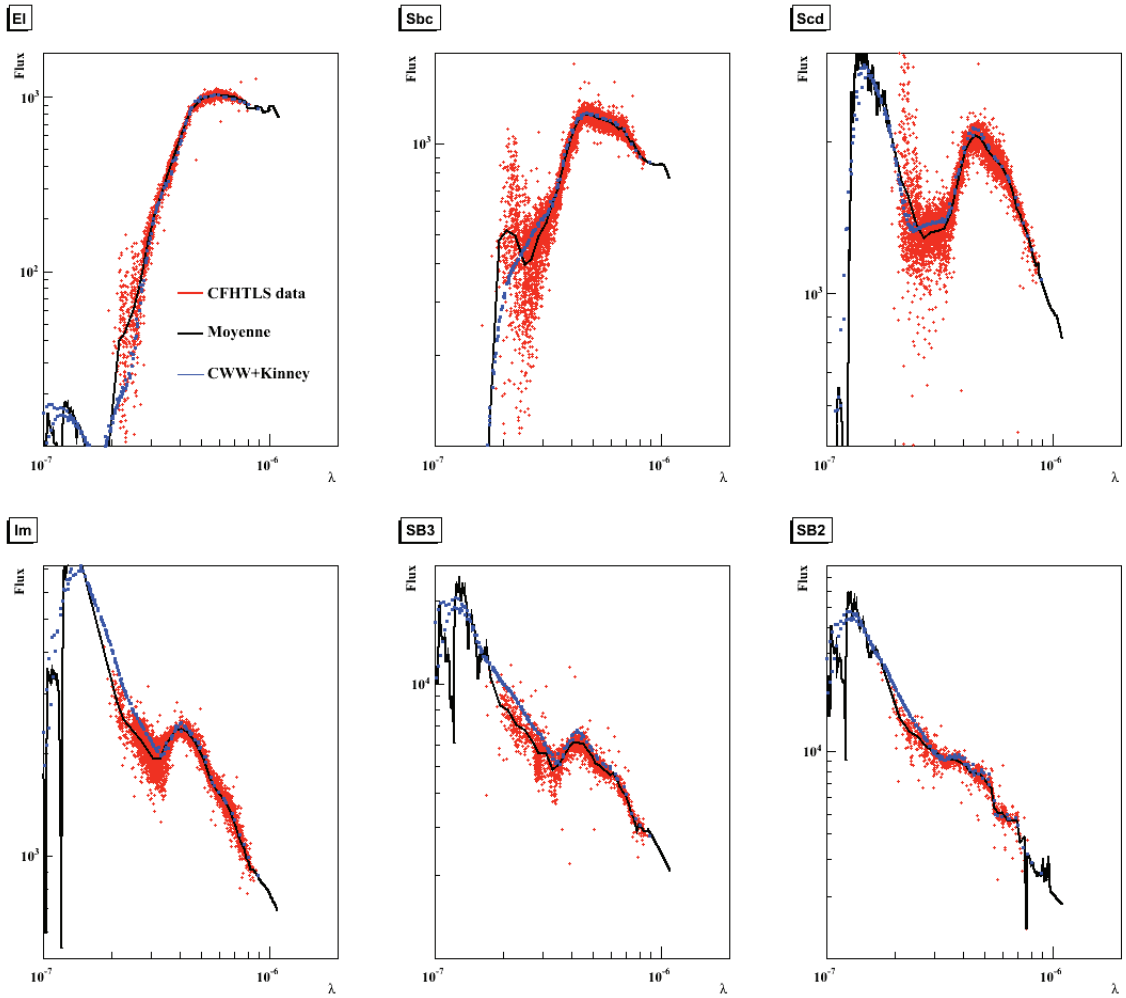

FIG. 5.3 – Les six panels correspondent aux six spectres gabarits de la librairie CWW+Kinney. Les points rouges sont les flux moyens calculés à partir des données photométriques et du redshift spectroscopique des galaxies du catalogue spectro-photométrique de CFHTLS (cf 5.6). La courbe noire correspond à la valeur moyenne des points rouges sur un intervalle de longueur d'onde $\delta\lambda$. Les points bleus correspondent au flux moyen du spectre gabarit en fonction de la longueur d'onde défini à l'équation 5.7.

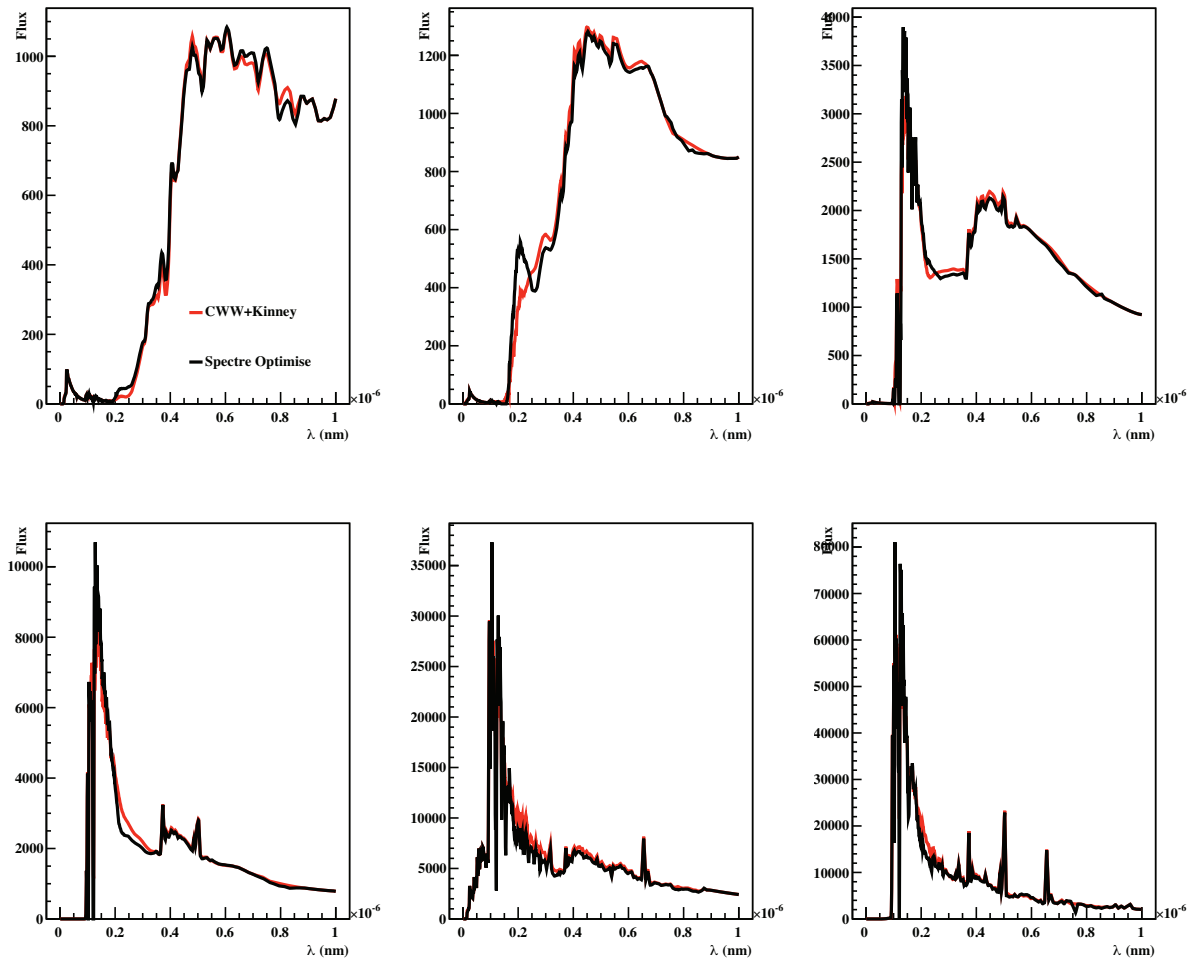

FIG. 5.4 – Pour les six panels : La courbe rouge correspond au spectre gabarit de la librairie CWW+Kinney, et la courbe noire correspond au spectre optimisé défini à l'équation 5.8.

Paramètre	Minimum	Maximum	Pas
z	0	4.5	0.045
T	0	50	2
$E(B-V)$	0	0.3	0.06

TAB. 5.3 – Valeurs des paramètres de la grille sur laquelle la fonction $P(\vec{\theta})$ est calculée.

La figure 5.5 permet d'illustrer, par un exemple de galaxie simulée, la forme des densités *a posteriori*. Les histogrammes à deux dimensions sont les fonctions de densité de probabilité *a posteriori* pour deux paramètres $P(\theta_1, \theta_2)$, et ceux à une dimension sont les fonctions de densité de probabilité *a posteriori* pour un paramètre $P(\theta_1)$.
On constate sur cet exemple, mais ceci est vrai dans de nombreux cas, que la fonction de vraisemblance et les densités *a posteriori* sont mutlimodales. Plusieurs conséquences découlent de cela. Tout d'abord, la recherche du maximum global de la fonction à maximiser (fonction de vraisemblance multipliée par la densité *a priori*) n'est pas triviale. En théorie, on minimise la fonction $-2\ln\left(P(\vec{\theta})\right) \propto \chi^2(\vec{\theta}) - 2\ln\left(\Pi(\vec{\theta})\right)$. Il est fréquent que les algorithmes de minimisation cessent la recherche du minimum global dès qu'un minimum est trouvé, même s'il ne correspond pas au minimum global. D'autre part, il arrive que des régions de l'espace des paramètres soient favorables mais ne présentent pas pour autant le minimum global. A une dimension, ceci peut se comprendre en regardant l'histogramme du type spectral reconstruit T de la figure 5.5. Le second pic centré autour de 45 présente une forte probabilité (intégrale de la densité *a posteriori* entre les minimums qui entoure le pic) mais la valeur de T qui maximise la densité se trouve dans le second pic. La figure 5.5 est un exemple de fonction densité de probabilité à 2 dimensions et une dimension pour une galaxie mal-reconstrutuites, observeés dans les 6 bandes à 5σ. Il existe des dégénérescences "intrinsèques" entre les paramètres qui ne peuvent pas être simplement levées par une augmentation du temps de pause.

Nous avons constaté que la qualité de reconstruction du redshift était équivalente quelque soit l'estimateur parmi z_p, z_p^{marg}, $\bar{z}_p^{marg}$ et Mediane $(P(z))$. C'est pourquoi dans la suite, nous utiliserons z_p (z qui maximise $\mathcal{L}$) comme estimateur du redshift.

5.1.5 Rapport de vraisemblance

Les fonctions de densité de probabilité *a posteriori* ne peuvent pas être stockées pour chaque galaxie du catalogue, car ceci représenterait un volume de données trop important. Cependant nous pouvons stocker différentes variables qui permettent de caractériser la forme de ces fonctions. Ces variables permettent ensuite de construire un test statistique afin de rejeter des galaxies mal reconstruites. Pour cela, nous devons sélectionner un échantillon de galaxies représentatif de l'échantillon complet, pour lequel le redshift est connu. La sélection est directe dans le cas de la simulation, mais peut poser des problèmes dans le cas de données réelles, car il faut pouvoir être capable de mesurer le redshift spectroscopique à grand z. Dans le cas des données CFHTLS, l'échantillon n'étant pas très volumineux, le test statistique est construit à partir de l'échantillon spectro-photométrique entier.

Les variables que nous gardons sont les suivantes :

- Le nombre de pics présents dans chaque fonction de densité de probabilité *a posteriori*, notés $N_p(\theta)$, où θ est soit égal à z, à T ou à $E(B-V)$. Un pic est défini à partir de 3 modes lorsque l'on est loin du bord de l'intervalle. Un mode correspond à une annulation de la dérivée de la fonction. Si l'on est près du bord, par exemple, au niveau de la borne inférieure de l'intervalle, nous requérons que la dérivée soit négative. De

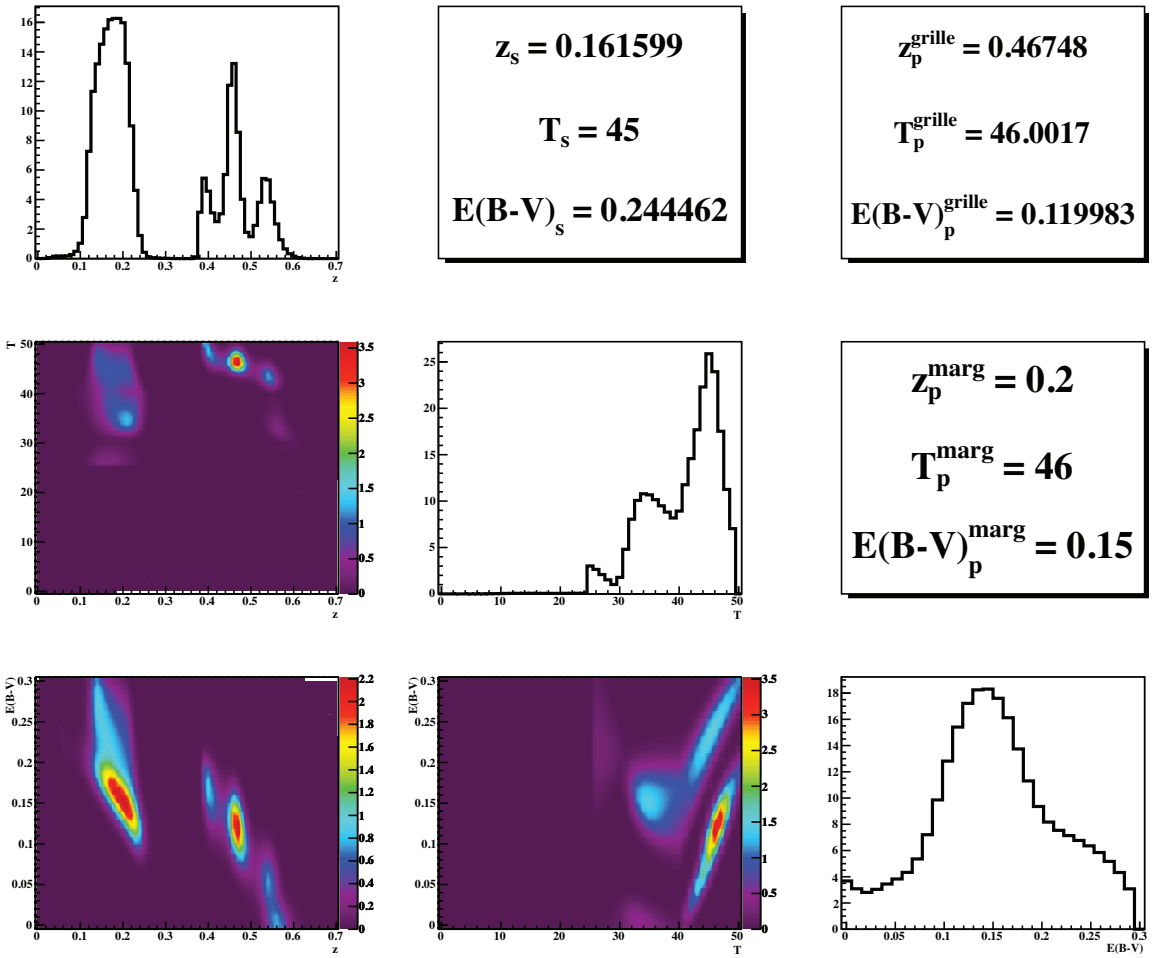

FIG. 5.5 – Exemple de calcul de redshift photométrique, pour une galaxie simulée observée dans toutes les bandes de LSST, pour 100 visites par bande. Les histogrammes 2D correspondent aux fonction de densité de probabilité *a posteriori* pour deux paramètres et les histogrammes 1D sur la diagonale correspondent aux fonction de densité de probabilité *a posteriori* pour un paramètre.
Les paramètres notés avec l'indice s correspondent aux valeurs vraies, les paramètres notés avec l'exposant *grill* correspondent aux valeurs qui maximisent la fonction de vraisemblance multipliée par la densité *a priori*. Ceux avec l'exposant *marg* correspondent aux valeurs qui maximisent les densités *a posteriori*.
Cet exemple correspond à une mauvaise reconstruction puisque le redshift vrai vaut 0.16 tandis que le redshift qui maximise la fonction de vraisemblance fois la densité *a priori* (0.46) et celui qui maximise la densité *a posteriori* (0.2) sont très différents de la valeur vraie.
Pour la clareté de la figure, les pas de la grille ont été diminués.

plus, il faut que le pic soit significatif, c'est-à-dire que le maximum du pic doit être au moins 1 millième de fois la huateur du pic principal.

– Dans les cas où $N_p(\theta) > 1$, le rapport entre la hauteur du deuxième plus grand pic et la hauteur du plus grand pic, noté $R_{\mathcal{L}}(\theta) = P_{max,2}(\theta)/P_{max,1}(\theta)$.
– Dans les cas où $N_p(\theta) > 1$, le rapport entre la probabilité associée au second plus

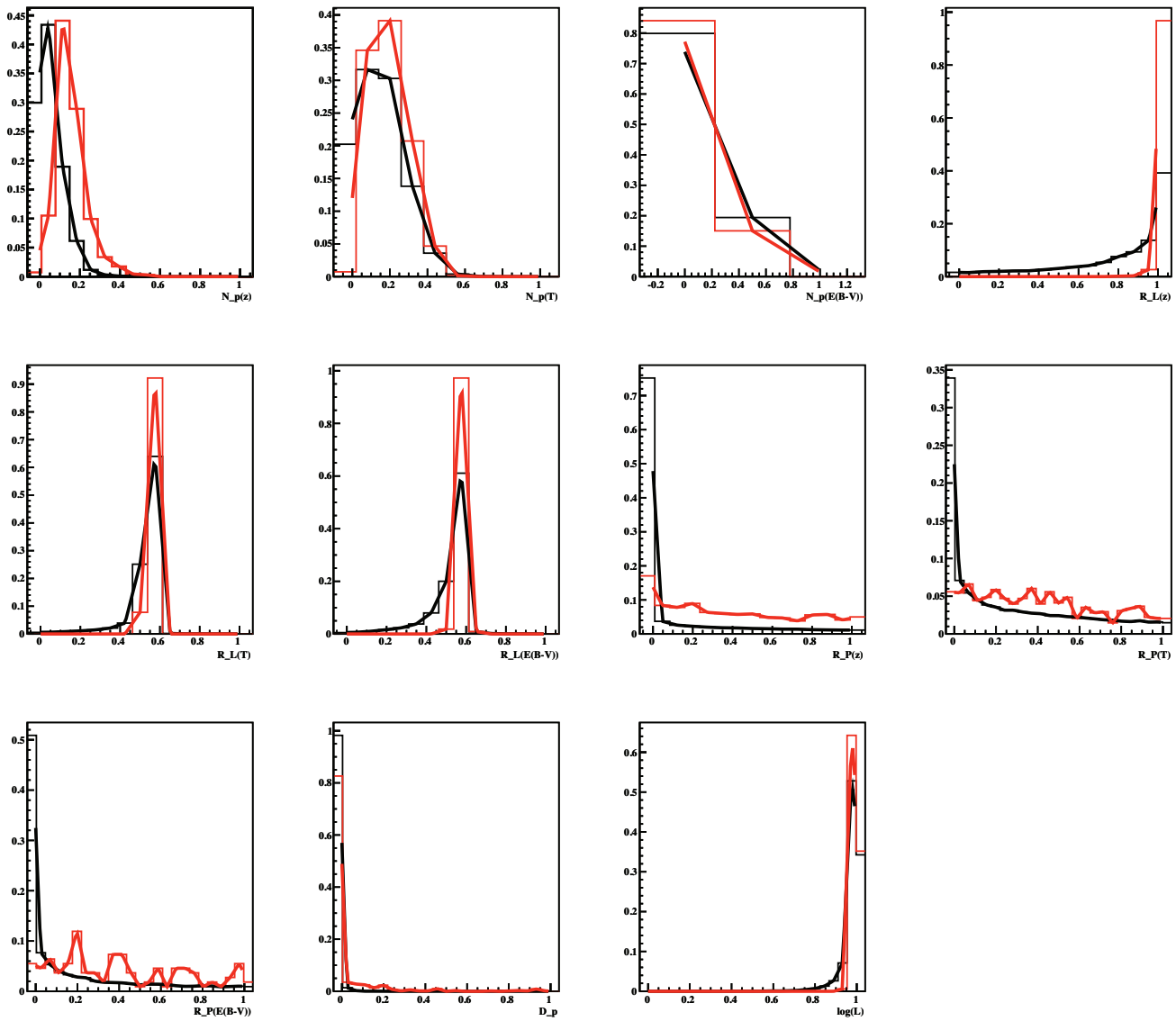

FIG. 5.6 – Distributions des $P(\vec{\mu}|B)$ en noire et $P(\vec{\mu}|M)$ en rouge pour $\vec{\mu} = (\vec{N}_p(\theta), \vec{R}_{\mathcal{L}}(\theta), \vec{R}_P(\theta), D_p, \log(\mathcal{L}))$.

grand pic et la probabilité associée au plus grand pic, notée $R_P(\theta) = P_2(\theta)/P_1(\theta)$. La probabilité est définie comme l'intégrale du pic entre deux minimums.

- La différence absolue entre l'estimateur du redshift z_p qui maximise la fonction de vraisemblance multipliée par la densité *a priori* et l'estimateur du redshift z_p^{marg} qui maximise la densité *a posteriori* $P(z)$ notée $D_p = |z_p^{marg} - z_p|$.
- La valeur maximale de $\log(\mathcal{L})$.
- Les termes de couleur notés $\vec{C}$.

Les figures 5.6 et 5.7 montrent les distributions des variables $\vec{\mu} = (\vec{N}_p(\theta),\ \vec{R}_{\mathcal{L}}(\theta),\ \vec{R}_P(\theta),\ D_p, \log(\mathcal{L}), \vec{C})$. Les courbes noires sont les distributions $P(\vec{\mu}|B)$ des galaxies bien reconstruites pour lesquelles $|z_p - z_s|/(1+z_s) \leq 0.15$, tandis que celles en rouge sont les distributions $P(\vec{\mu}|M)$

pour les mauvaises reconstructions, telles que $|z_p - z_s|/(1 + z_s) \geq 0.15$. Les distributions ont été établies à partir d'une simulation de 10 ans d'observation par LSST pour environ 60 000 galaxies. Les histogrammes ont été normalisés, et l'axe des abscisses est ramené entre 0 et 1,

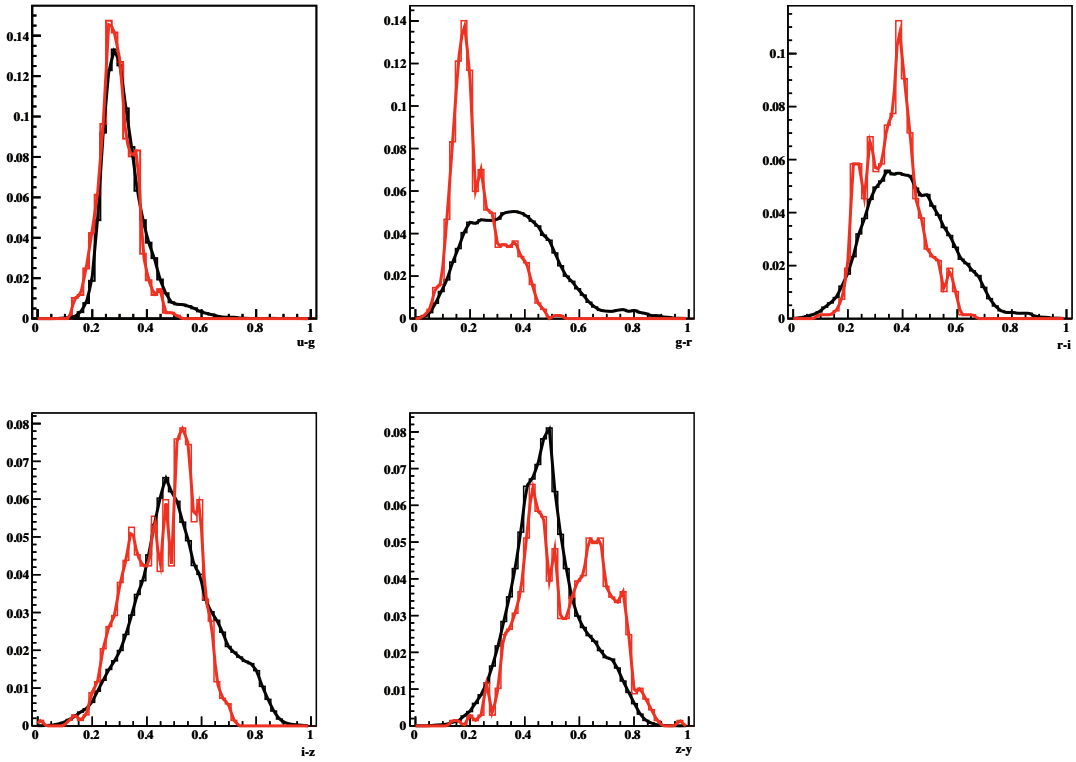

FIG. 5.7 – Distributions des $P(\vec{\mu}|B)$ en noir et $P(\vec{\mu}|M)$ en rouge pour $\vec{\mu} = \vec{C}$.

pour des raisons pratiques. Les courbes en trait plus épais relient les centres des *bins* et sont utilisées dans la suite comme interpolation. Les figures 5.6 et 5.7 montrent qu'il y a de claires distinctions entre les distributions de certaines variables μ pour les bonnes et les mauvaises reconstructions. Par exemple, il apparaît que $P(z)$ présente plus fréquemment trois pics pour les mauvaises reconstructions, ce qui n'est pas le cas pour les bonnes.
La corrélation entre les paramètres est montrée sur la figure 5.8. On voit apparaître deux zones, celle concernant les paramètres caractérisant les densités de probabilité *a posteriori* des paramètres d'ajustement, et celle qui concerne les couleurs. Par exemple, le paramètre $N_p(z)$ est, comme on l'attend, corrélé à $R_{\mathcal{L}}(z)$ et $R_P(z)$. Les couleurs sont anti-corrélées avec la plupart des 11 premiers paramètres, ce qui indique que des objets bleus sont moins bien reconstruits que les objets rouges. En effet, les distributions $P(\mu_i|M)$ semblent présenter des valeurs moyennes plus grandes que celles de $P(\mu_i|B)$. Ceci peut être expliqué par le fait que dans cette gamme de redshift, les galaxies rouges sont souvent des galaxies elliptiques, et sont celles qui présentent les meilleurs redshifts. Bien qu'il faudrait décorréler les paramètres pour établir le test développé ci-dessous, nous choisissons de garder cet ensemble de variables.

Les distinctions entre $P(\vec{\mu}|B)$ et $P(\vec{\mu}|M)$ permettent de rejeter les mauvaises reconstructions grâce au rapport de vraisemblance :

$$L_R(\vec{\mu}) = \frac{P(\vec{\mu}|B)}{P(\vec{\mu}|B) + P(\vec{\mu}|M)} \ ,$$

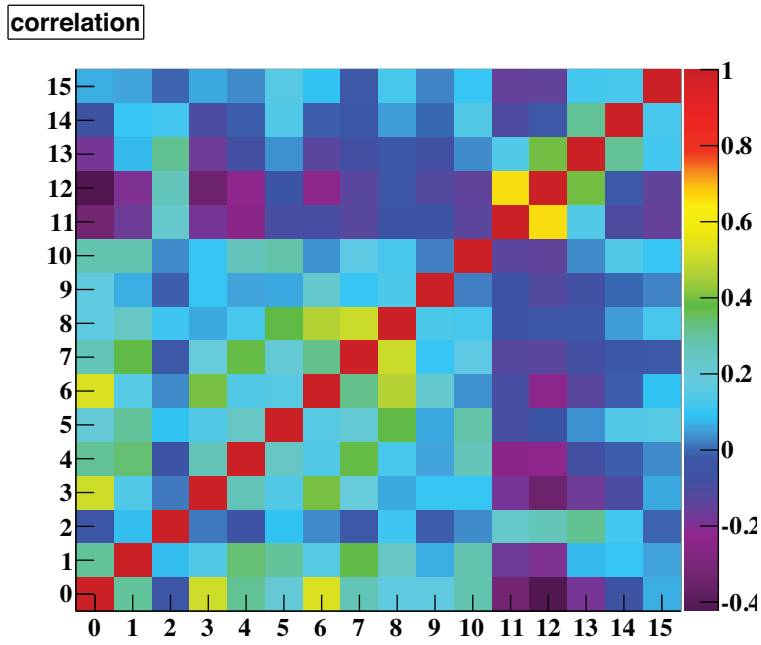

FIG. 5.8 – Corrélation entre les paramètres $\vec{\mu}$. Pour plus de clarté, les paramètres ont été numérotés plutôt que nommés, par exemple $N_p(z)$ correspond au paramètre 0, $N_p(T)$ au paramètre 1, $u-g$ au paramètre 11 etc...

où B correspond à "Bonne" reconstruction et M à "Mauvaise" reconstruction. La fonction $P(\vec{\mu}|B)$, et de manière similaire $P(\vec{\mu}|M)$, est définie par :

$$P(\vec{\mu}|B) = \prod_{i=1}^{N_\mu} P(\mu_i|B) \ ,$$

Ainsi, pour une galaxie donnée, plus L_R est grand, plus la galaxie a de chances d'être bien reconstruite. Ceci peut être vu sur la figure 5.9 où sont tracées les distributions de la variable L_R pour les bonnes et mauvaises reconstructions. Les deux histogrammes étant bien distincts, le pouvoir de séparation doit être relativement élevé. Ceci est quantifié par l'acceptance et la réjection, définies par :

$$Acc(L_R^{cut}) = \int_{L_R^{cut}}^{1} P(L'_R|B)dL'_R \ ,$$
$$Rej(L_R^{cut}) = \int_{0}^{L_R^{cut}} P(L'_R|M)dL'_R \ ,$$

où $P(L_R|B)$ est la fonction de densité de probabilité du rapport de vraisemblance sachant que la galaxie est bien reconstruite. L'acceptance est la probabilité, sachant que le redshift de galaxie est bien reconstruit, que la galaxie soit acceptée si elle présente $L_R = L_R^{cut}$ (pour $L_R = 0$, la probabilité vaut 1 et la galaxie est forcément acceptée). De manière analogue, la réjection est la probabilité, sachant que la galaxie présente un redshift mal reconstruit, que la galaxie soit rejetée si elle présente $L_R = L_R^{cut}$ (si $L_R = 1$, la probabilité vaut 1, et on rejete toutes les galaxies). Pour une distribution uniforme de rapport de vraisemblance, les variables $\vec{\mu}$ ne sont pas discriminantes et $P(\vec{\mu}|B)$ et $P(\vec{\mu}|M)$ sont confondues. On a alors $Acc = 1 - Rej$. Plus le pouvoir de réjection est élevé plus la courbe Acc en fonction de Rej est éloignée de la droite $Acc = 1 - Rej$. La figure 5.10 montre l'évolution de l'acceptance en fonction de la réjection. La forme de la courbe montre que pour une réjection proche de 1, l'acceptance est inférieure à 0.7 ce qui implique que la méthode peut permettre de rejeter beaucoup de

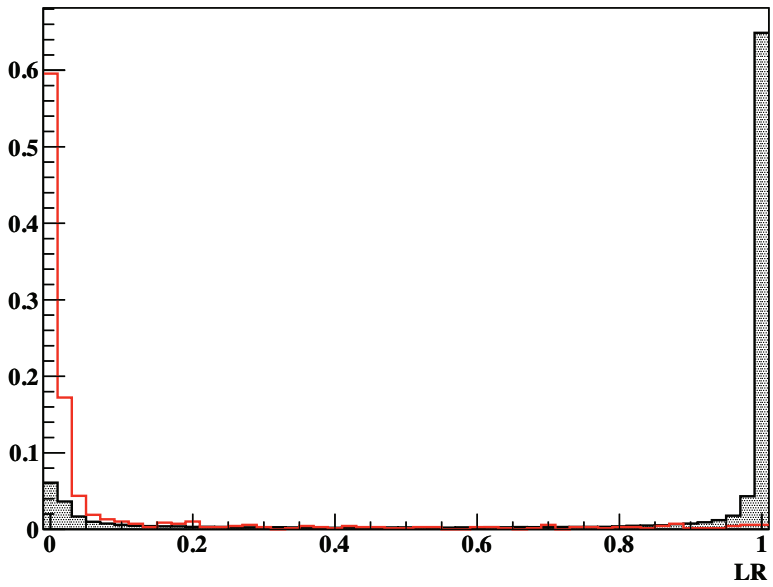

FIG. 5.9 – Disitribution normalisée de L_R pour les bonnes reconstructions en noire, piquée à L_R proche de 1 et pour les mauvaises reconstructions, piquée proche de 0.

galaxies mal reconstruites sans pour autant rejeter celles qui sont bien reconstruites. Ceci peut également être vu sur la figure 5.11 montrant l'évolution de $\Delta z/(1+z_s) \equiv (z_p - z_s)/(1+z_s)$ en fonction de *Acc* et de L_R.

Notons enfin que pour établir un test statistique efficace, il est nécessaire d'avoir suffisamment de galaxies ayant un redshift spectroscopique. Ceci peut être particulièrement problématique à grand redshift, où les échantillons spectroscopiques sont de petite taille. Avec une expérience comme BigBoss [100], 20 millions de galaxies devraient pouvoir être observées spectroscopiquement jusqu'à un resdshift de 1.7. Au-delà, le test du rapport de vraisemblance sera certainement peu efficace.

5.1.6 Résultats CFHTLS

La méthode du calcul du redshift photométrique pour le catalogue spectro-photométrique de CFHTLS est la même que celle utilisée pour la simulation de LSST. Cependant, on notera des différences. Par exemple, la plage de redshift pour laquelle nous avons des galaxies dans le catalogue spectro-photométrique est plus petite que celle pour 10 années d'observation avec LSST. De plus, la manière de calculer le rapport de vraisemblance L_R peut être effectuée de deux façons différentes. En effet, les distributions des variables $\vec{\mu}$ peuvent être calculées à partir des données elles-mêmes, ou à partir d'une simulation des données photométriques de CFHTLS. Ainsi, nous avons réalisé 4 comparaisons qui permettent de valider la méthode de calcul des redshifts photométriques et d'évaluer l'effet de la coupure sur L_R :

1. Nous évaluons l'effet de la densité *a priori*. La densité *a priori* des données de CFHTLS est calculée à partir une simulation du sondage car la taille du catalogue spectro-photométrique est petite.
2. Nous comparons le redshift photométrique pour une simulation de CFHTLS et pour les données réelles. Pour les deux catalogues, les galaxies doivent être détectées à mieux que

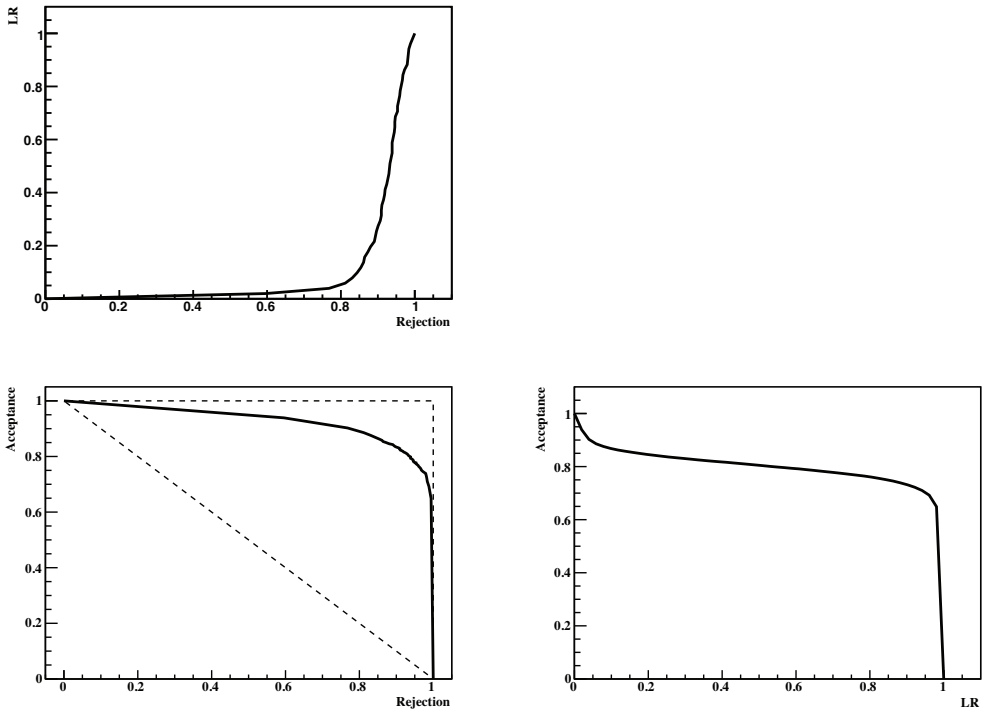

FIG. 5.10 – Figure en haut à gauche : L_R en fonction de Rej.
Figure en bas à droite : Acc en fonction de L_R.
Figure en bas à gauche : Acc en fonction de L_R. Les figures sont obtenues pour une simulation de 10 ans d'observation par LSST.

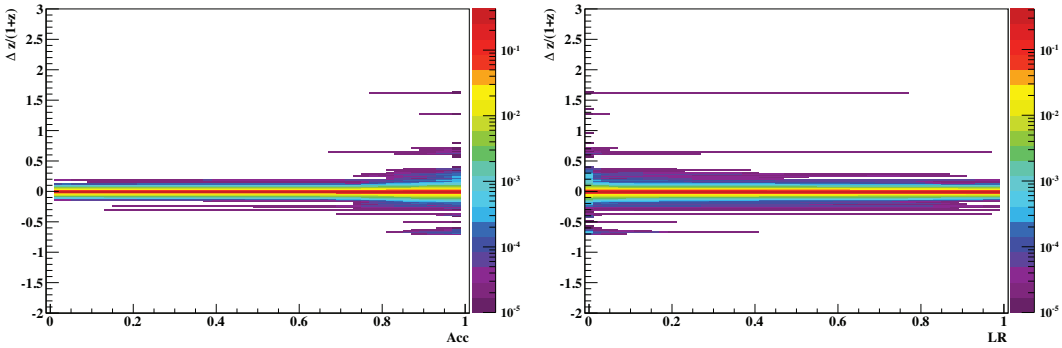

FIG. 5.11 – Evolution de $\Delta z/(1+z) \equiv (z_p - z_s)/(1+z_s)$ en fonction de l'acceptance (figure de gauche) et de L_R (figure de droite) pour une simulation de 10 ans d'observation par LSST. La distribution est normalisée pour chaque intervalle en abscisse.

5σ dans chacune des bandes. La densité *a priori* du cas 1 est utilisée pour les données réelles et pour la simulation.

3. Pour les données spectro-photométriques, les variables $\vec{\mu}$ sont calculées soit à partir des données elles-mêmes, soit à partir d'une simulation d'un catalogue photométrique

de CFHTLS pour lequel nous calculons le redshift photométrique de chaque galaxie simulée. Ceci est fait grâce à l'étape précédente. Nous évaluons l'effet de la coupure sur le rapport de vraisemblance.

4. Nous comparons le redshift photométrique pour les données spectro-photométriques de CFHTLS, sans *a priori*, avec le code publique LePhare (cf [97] et [98]). Nous n'utilisons pas la densité *a priori* puisque sa prise en compte dans LePhare n'est pas triviale.

Comme de nombreux auteurs, pour évaluer les performances d'un calcul de redshift photométrique, nous utilisons des variables qui permettent de caractériser la distribution de $\Delta z/(1+z)$. Ces variables sont les suivantes :

- Le pourcentage de galaxies catastrophiques ayant $|\Delta z|/(1+z) > 0.15$, notée η.
- La médiane. Cette dernière sépare l'échantillon ordonné en $\Delta z/(1+z)$ en deux échantillons de même taille. Elle permet, dans le cas de distribution asymétrique comme ici, d'avoir une bonne estimation de la valeur centrale de la distribution, sans que les queues de la distribution contaminent la valeur centrale.
- L'écart interquartile est la différence entre le premier et le troisième quartile. Il donne une estimation de la largeur de la distribution, et dans le cas d'une loi de Gauss d'écart-type σ, il vaut $\approx 1.35\sigma$.
- La moyenne de $\Delta z/(1+z)$.
- L'écart-type (RMS) de $\Delta z/(1+z)$.

Cas 1 : Effet de la densité *a priori*

Les paramètres permettant d'évaluer la performance du calcul du redshift photométrique sont tracés sur les figures 5.12. Il apparaît très clairement que la prise en compte de la densité *a priori*, bien qu'étalonnée sur une simulation, permet d'améliorer nettement le redshift photométrique.

A bas redshift, les redshifts photométriques sont mal reconstuits. Comme nous n'avons pas accès aux paramètres vrais z_s, T et $E(B-V)$ des galaxies, comprendre d'où viennent ces mauvaises reconstructions n'est pas aisé. On le verra dans ce qui suit que la simulation des données de CFHTLS reproduisent cette caractéristique dans une moindre mesure, et nous permet ainsi de comprendre leur origine.

Cas 2 : Comparaison avec une simulation

Après avoir produit une simulation des données de CFHTLS, le calcul du redshift photométrique est effectué. Comme le calcul des magnitudes apparentes se base sur l'hypothèse que le flux est gaussien, ceci pose un problème à faible flux puisque nous ne prenons pas en compte le caractère poissonien du comptage de photons. Malgré tout, pour tester la simulation et la comparer aux données réelles, nous demandons que les objets considérés soient observés à 5σ dans chaque bande, à la fois pour la simulation et pour les données. Les variables permettant d'évaluer la qualité de la reconstruction sont représentées sur les figures 5.13. La distribution de Δz en fonction du redshift spectroscopique reproduit relativement bien les caractéristiques que l'on peut voir pour les données réelles. Cependant, en examinant de plus près la qualité de reconstruction grâce aux divers paramètres décrit plus haut, la simulation produit de meilleurs redshifts photométriques sur toute la gamme de redshift. Ceci est attendu car les mêmes ingrédients ont été utilisés pour la simulation et pour la reconstruction. On peut s'attendre à ce que la simulation de LSST surestime légèrement la qualité de reconstruction du redshift photométrique.

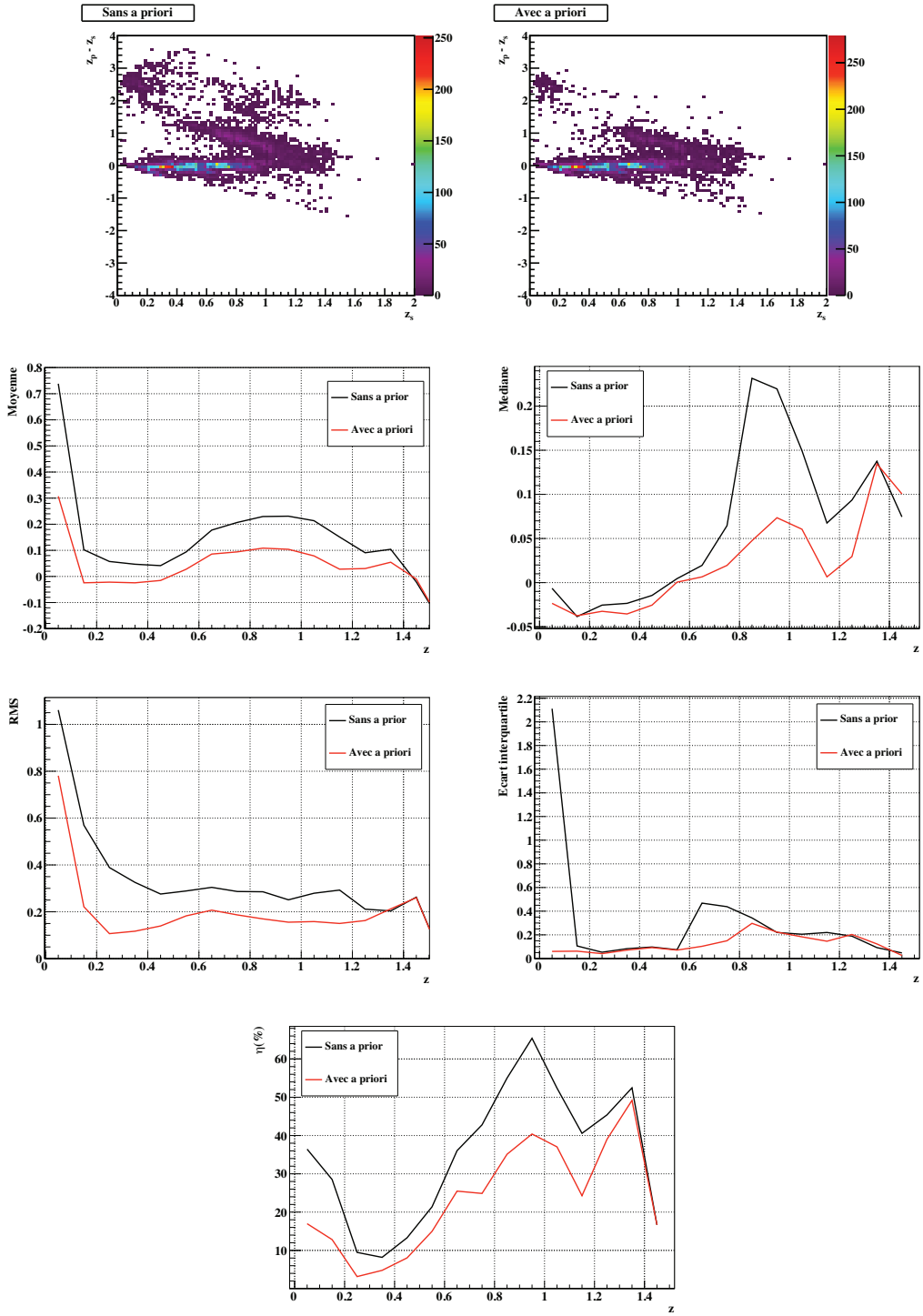

FIG. 5.12 – Figure du haut : distribution de $z_p - z_s$ en fonction de z_s. Puis, de haut en bas, de gauche à droite : Evolution de la moyenne, de la médiane, de l'écart-type, de l'écart interquartile et de η en fonction du redshift spectroscopique. Les lignes noires correspondent à un calcul du redshift photométrique sans densité *a priori* et les lignes rouges avec une densité *a priori*, où les paramètres des fonctions d'ajustement des équations 5.4 et5.5 sont répertoriés dans les tableaux 5.1 et 5.2. La gamme de redshift s'étend de 0 à ~ 1.5 puisqu'au delà, il n'y a seulement une dizaine de galaxies par intervalle de redshift (égal à 0.1).

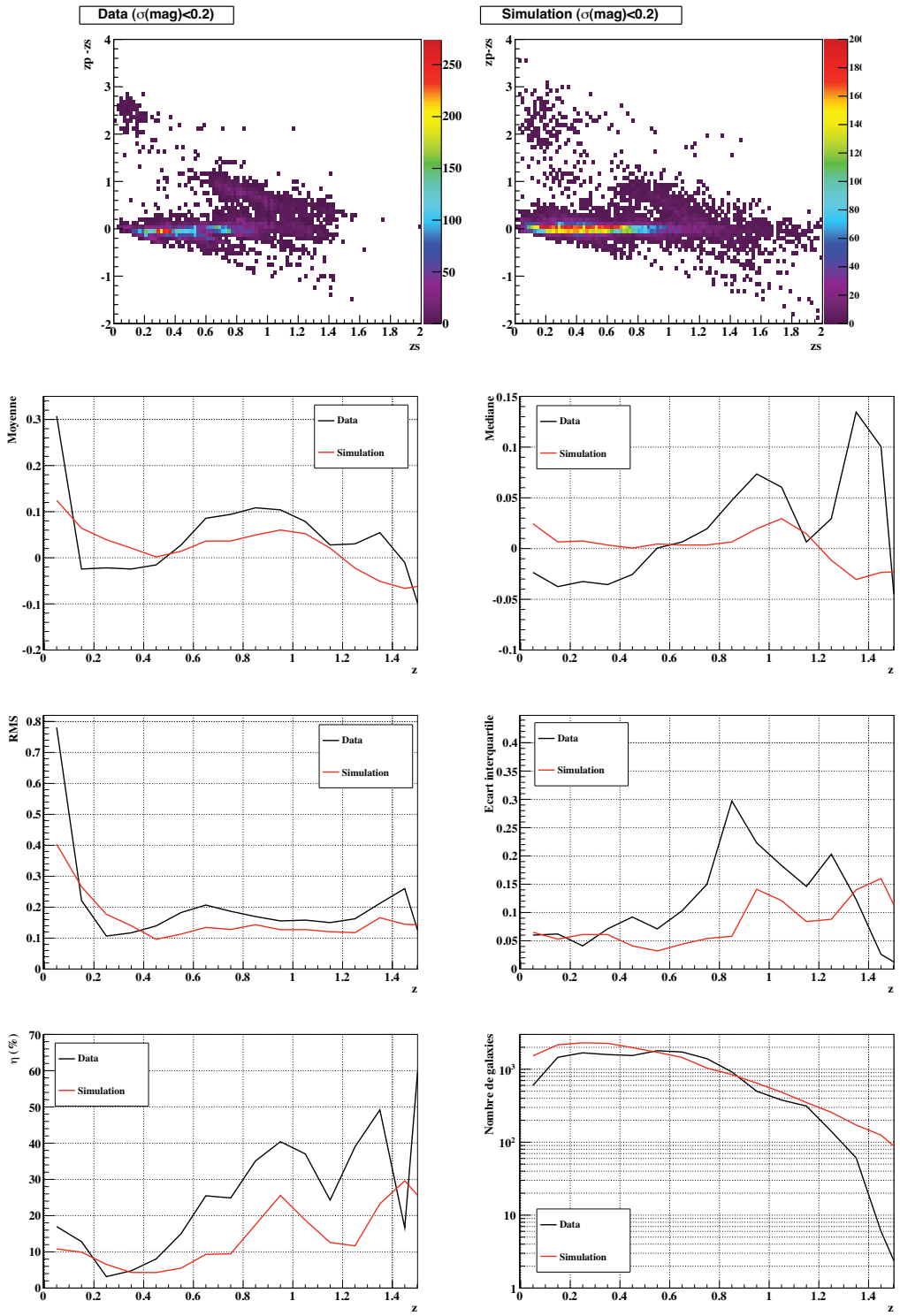

FIG. 5.13 – Figures du haut : distributions de Δz en fonction du redshift spectroscopique, pour les données et pour la simulation avec $\sigma(m_X) < 0.2$.
Puis de gauche à droite, de haut en bas : évolution en fonction du redshift spectroscopique de la moyenne, de la médiane, du RMS, de l'écart interquartile de $\Delta z/(1+z)$, le paramètre η et le nombre de galaxies. La même densité *a priori* a été utilisée dans les deux cas.

La simulation permet de voir que les mauvaises reconstuctions présentes à bas redshift viennent d'une mauvaise association du redshift et de la magnitude absolue. En effet, la figure 5.14 montre que les galaxies mal reconstuites possèdent une magnitude absolue toujours plus petite que la magnitude absolue vraie.
En ce qui concerne les mauvaises reconstructions présentes à $z_s \in [0.7, 1.2]$, où l'on voit que les redshifts sont surestimés, elles sont identifiées comme étant des galaxies à flambée d'étoiles. En effet, comme on peut le voir sur la figure 5.15, ces galaxies mal reconstruites ont pour la plupart $T > 30$. De plus, comme on peut le voir sur la figure 4.18, dans cette gamme de redshift, les termes de couleur en fonction du type spectral Im, SB3 et SB2 sont proches les uns des autres. Il n'est dont pas surprenant que le type spectral soit confondu avec un type voisin.

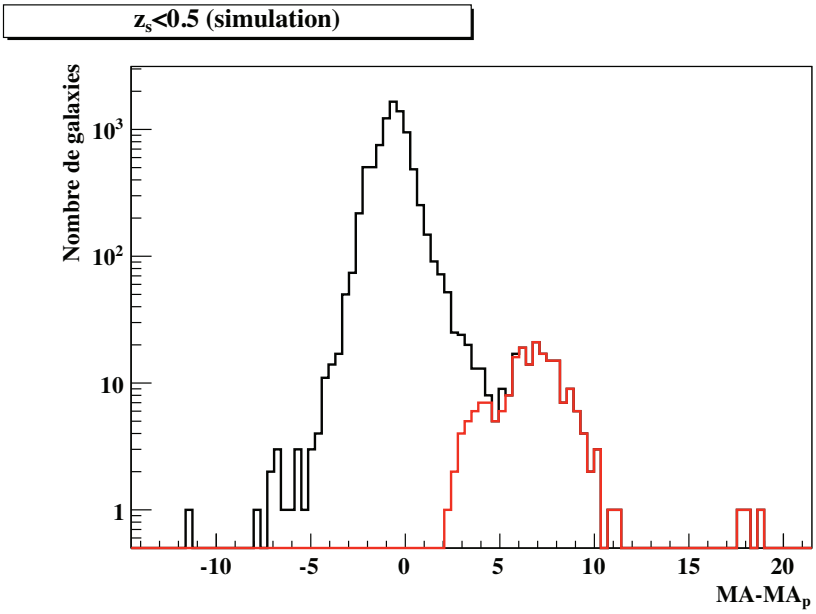

FIG. 5.14 – Histogramme de la différence entre de la magnitude absolue vraie et la magnitude absolue reconstuite, pour les données simulées. L'histogramme rouge comporte une partie des galaxies catastrophiques pour lesquelles $z_s < 0.5$ et $z_p - z_s > 1$.

Cas 3 : Effet de la coupure sur L_R

Ici, nous évaluons l'effet d'une coupure sur le rapport de vraisemblance établie grâce aux distributions $P(\vec{\mu}|B)$ et $P(\vec{\mu}|M)$ calculées soit :

Cas A : à partir des données elles-mêmes où une première estimation du redshift photométrique est faite. Pour cela on utilise le cas 1 où le redshift a été calculé avec la densité *a priori*.

Cas B : à partir d'une simulation de CFHTLS pour laquelle le redshift photométrique est calculé. On utilise pour cela ce qui a été réalisé pour le cas 2.

Dans les deux cas (A et B), le resdshift photométrique est calculé pour les données réelles. Afin de pouvoir comparer les deux cas, nous choisissons de prendre un nombre constant de galaxies pour différentes valeurs de seuil. Ceci implique que la valeur du seuil est différente

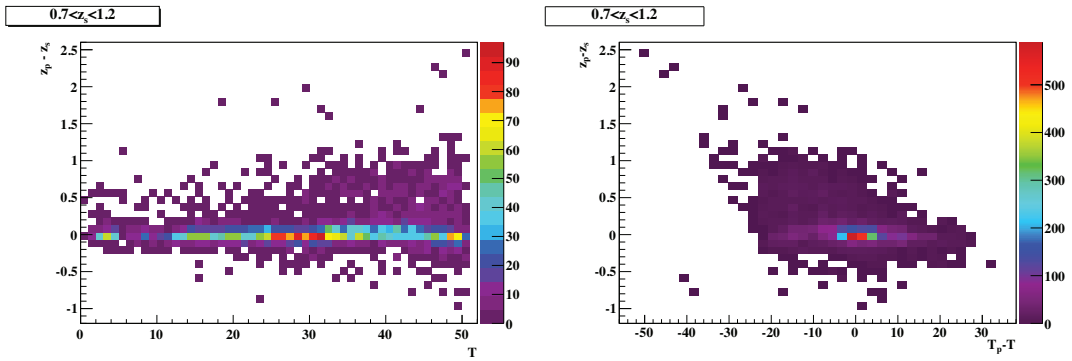

FIG. 5.15 – Figure de gauche : histogramme 2D de $z_p - z_s$ en fonction du type spectral vrai T.
Figure de droite : histogramme 2D de $z_p - z_s$ en fonction de la différence entre le type spectral vrai T et le type spectral reconstuit T_p.

pour A et B. La figure 5.16 montre l'évolution du nombre de galaxies passant le coupure en fonction de la valeur du seuil, pour les cas A et B.

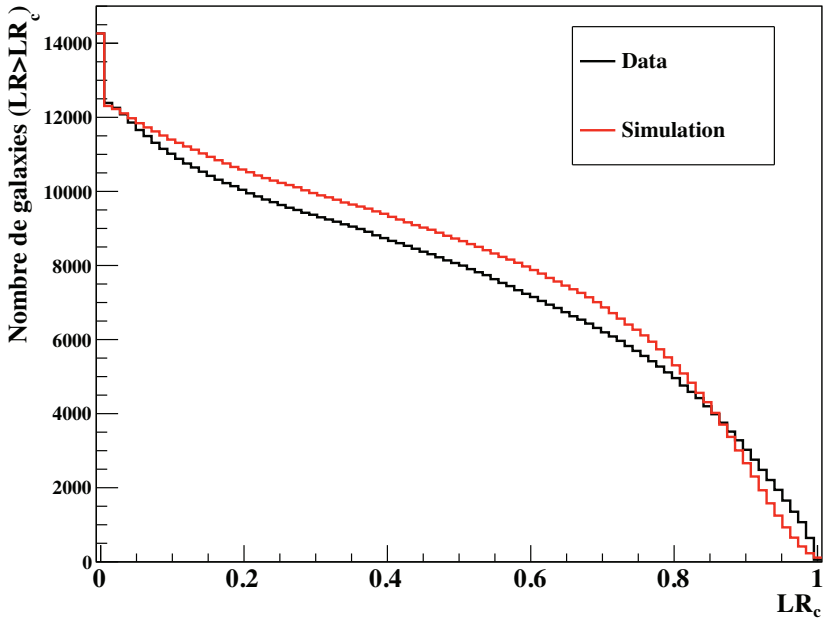

FIG. 5.16 – Nombre de galaxies passant le seuil, pour les deux cas de figure.

Les valeurs de seuil choisies pour les données (*resp.* simulation) sont $(0.2, 0.6, 0.9)$ (*resp.* $(0.3, 0.67, 0.88)$).

Sur la figure 5.17 sont représentées les variables caractérisant la qualité de reconstruction du redshift photométrique. Les traits pleins correspondent au cas A, et les tirets correspondent au cas B. La première constatation que l'on peut faire est que la qualité de reconstruction du redshift photométrique est nettement améliorée grâce à la coupure, mais que le nombre

de galaxies perdues est relativement élevé. Ceci est moins vrai pour la simulation de LSST puisque la courbe *Acc vs.* L_R de 5.10 (l'équivalent de la figure 5.16) montre un meilleur comportement, dans le sens où il faudrait avoir des valeurs de L_R très proches de 1 pour rejeter beaucoup d'objets. La seconde remarque est que le cas B produit des résultats tout à fait comparables au cas A, bien qu'ils soient légèrement moins bons que ces derniers, ce qui est attendu.

Cette brève étude montre qu'il est possible d'utiliser une simulation de données photométriques pour établir des coupures sur L_R. Cependant, ceci n'est valable que si nous faisons suffisamment confiance à la simulation. En effet, la simulation doit être confrontée aux données, notamment par des tests de compatibilité des distributions des termes de couleur. Il n'est ainsi pas possible de se dispenser complètement d'un échantillon spectro-photométrique, surtout à grand redshift où la différence s'accroît entre un catalogue photométrique simulé relativement basique comme celui que nous utilisons et un catalogue de données réelles. Cette différence peut notamment être due à l'évolution des propriétés spectrales des galaxies (non modélisées ici).

Cas 4 : Comparaison avec LePhare

Les deux figures de 5.18 montrent la distribution de Δz en fonction du redshift spectroscopique. Le redshift photométrique est calculé avec le logiciel LePhare et avec notre programme. La même librairie de spectres gabarits a été utilisée dans les deux cas. La densité *a priori* n'a pas été utilisée car elle est difficile à prendre en compte dans LePhare. Enfin, les mêmes lois d'extinction ont été considérées.
Les deux distributions semblent être en accord, même si elles présentent certaines différences. Dans l'intervalle $z_s \in [0.6, 1.4]$, les deux algorithmes tendent à surestimer le redshift, avec une tendance légèrement plus nette pour le nôtre. Une des raisons susceptibles d'expliquer les différences est la manière dont le type spectral est estimé. En effet, LePhare retourne une estimation du type spectral qui est un spectre principal (El, Sbc, Sbc, Im, SB3, SB2) tandis que notre programme retourne une interpolation du type spectral parmi les 6 types principaux.

Les quatre tests réalisés ont permis de valider notre méthode de reconstruction. En effet, les redshifts photométriques obtenus avec notre algorithme sont, en moyenne, proches de ceux obtenus avec le programme LePhare. De plus, la simulation des données CFHTLS a permis de reproduire assez bien les résultats des données réelles. Elle a notamment aider à comprendre la nature des mauvaises reconstructions. Nous avons montré que le rapport de vraisemblance L_R permettait de supprimer des redshifts catastrophiques, même en étant "etalonné" sur la simulation.

5.1.7 Résultats LSST

Ici, nous considérons une simulation d'un catalogue de LSST pour 10 ans d'observation et montrons les performances que l'on peut atteindre grâce aux coupures sur le rapport de vraisemblance. Pour 10 ans d'observation, les magnitudes limites à 5σ sont (26.11, 27.48, 27.65, 26.96, 26.19, 24.97). Seules les galaxies pour lesquelles la magnitude apparente dans chaque filtre est inférieure à la magnitude limite sont considérées. Ceci implique que très peu d'objets sont observés au delà de $z = 2$. Dans le futur, il faudrait considérer dans un premier temps les galaxies observées dans les 6 bandes mais pour lesquelles $m_X > m_{5,X}$ puis dans un second temps, modifier le terme de χ^2 pour que le redshift photométrique puisse être calculé même lorsqu'il n'y a pas de flux dans une ou plusieurs bandes. Notons que la densité *a priori* a été utilisée, dont les paramètres d'ajustement sont répertoriés dans les

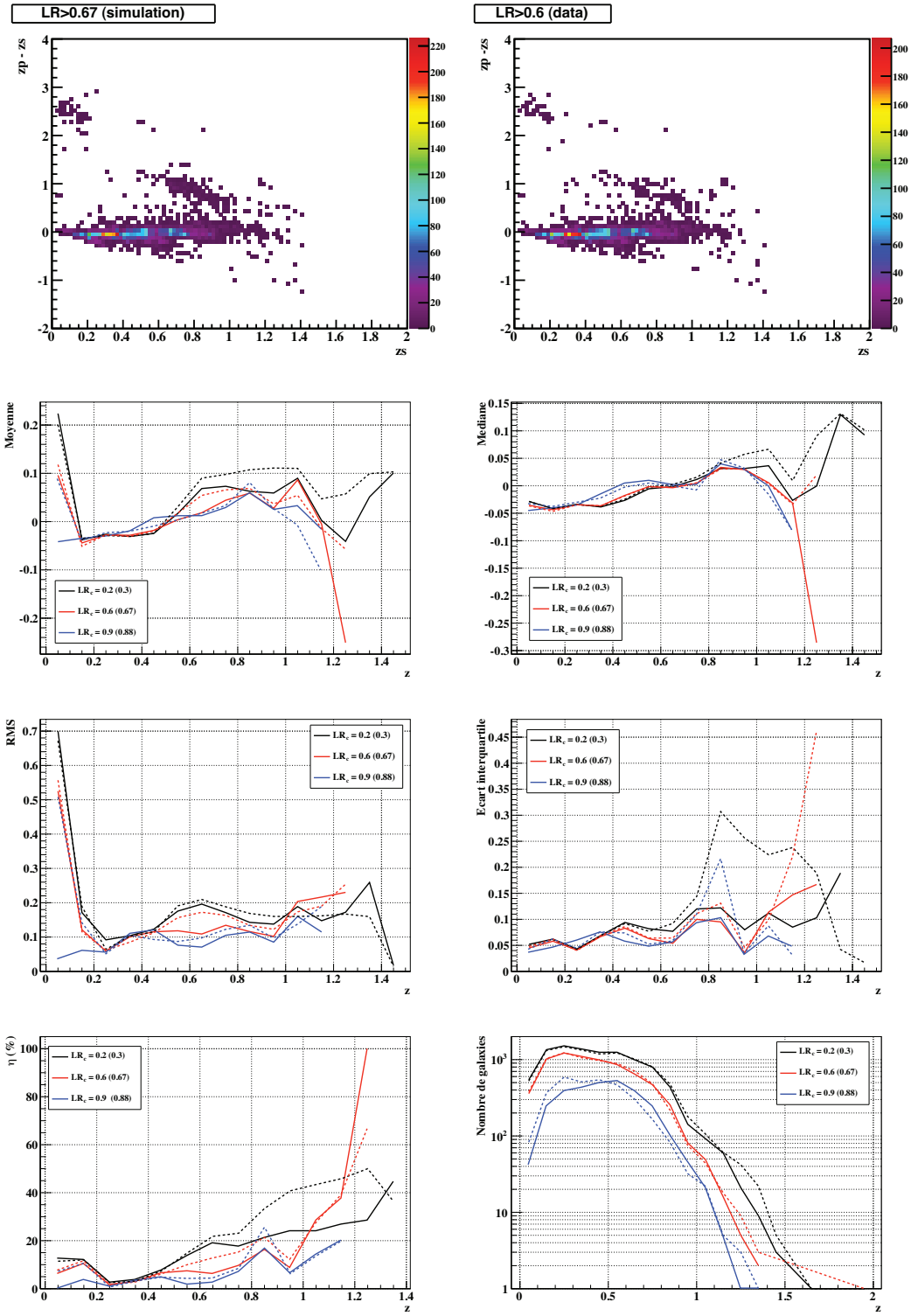

FIG. 5.17 – Deux figures du haut : Exemple de distributions de $\Delta z/(1+z)$ en fonction de z_s pour les données réelles. Une coupure sur L_R a été effectuée, et les distributions $P(\vec{\mu}|M)$ et $P(\vec{\mu}|B)$ ont été obtenues à partir d'une simulation de CFHTLS (figure de gauche, cas B) ou à partir des données réelles (figures de droite, cas B). La valeur de la coupure est telle que le nombre d'objets est le même dans les deux cas.
De haut en bas, de gauche à droite : Evolution en fonction du redshift spectroscopique de la moyenne, de la médiane, du RMS, de l'écart interquartile de $\Delta z/(1+z)$, le paramètre η et le nombre de galaxies. Les traits pleins correspondent au cas A et les tirets au cas B.

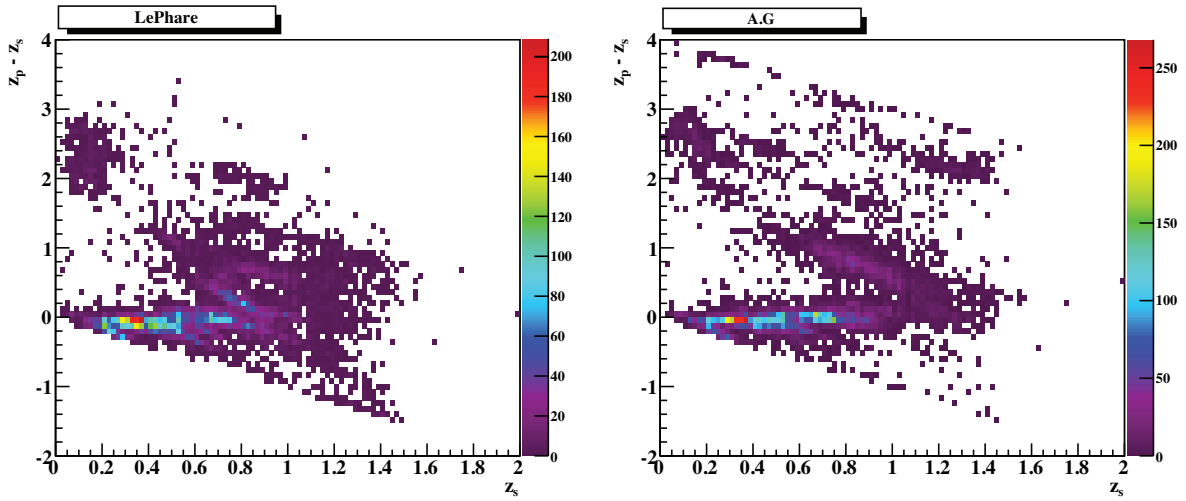

FIG. 5.18 – Distribution de Δz en fonction du redshift spectroscopique, avec le logiciel LePhare (à gauche), et avec notre programme (à droite).

tableaux 5.1 et 5.2. Les figures 5.19 montrent l'évolution des différentes caractéristiques de la distribution de $\Delta z/(1+z)$ en fonction de z. Au total, environ 124 700 galaxies ont été considérées pour calculer les densités $P(\vec{\mu}|M)$ et $P(\vec{\mu}|B)$. Un échantillon différent, bien que provenant de la même simulation et ayant le même nombre d'objets, a été utilisé ensuite pour la réalisation des figures. De manière similaire aux données spectro-photométriques de CFHTLS, la coupure sur le rapport de vraisemblance est très efficace pour supprimer les redshifts catastrophiques. Pour une étude sur les BAO par exemple, il faudra certainement considérer différentes valeurs du seuil en fonction du redshift photométrique, afin de jongler entre la pureté de l'échantillon et le nombre de galaxies restantes. Pour conclure, le rapport de vraisemblance permet d'obtenir une distribution de $\Delta z/(1+z)$ s'approchant des spécifications de LSST données par [50] (en trait noir sur la figure 5.19). Notons que ces spécifications ont été fixées après coupure sur les redshifts catastrophiques[3].

5.2 Méthode multivariée

Une méthode mutlivariée consiste à établir une relation entre n observables et une ou plusieurs variables d'intérêt. La relation est établie à partir d'un échantillon d'entraînement pour lequel les n observables et le ou les paramètres de sortie sont connus. Un exemple très simple est le suivant : supposons que l'on dispose d'un échantillon d'entraînement d'électrons et de photons, et que les observables soient extraites des gerbes produites dans un calorimètre électromagnétique. L'analyse mutlivariée est un algorithme 'apprenant' à classifier les particules en électrons ou photons à partir des observables de chaque événement. Une fois l'algorithme entraîné, on peut l'appliquer à des vrais données pour déduire la nature des particules détectées.
Cet exemple correspond à une classification, tandis que le calcul des redshifts photométriques

[3] D'après [50], les spécifications de LSST n'ont pas été établies à partie d'un catalogue photométrique très réaliste. De plus, les flux des galaxies considérées semblent avoir un rapport signal sur bruit plus élevé que pour notre simulation. Ainsi, les résultats obtenus dans cette thèse ne peuvent être comparés directement avec ces spécifications

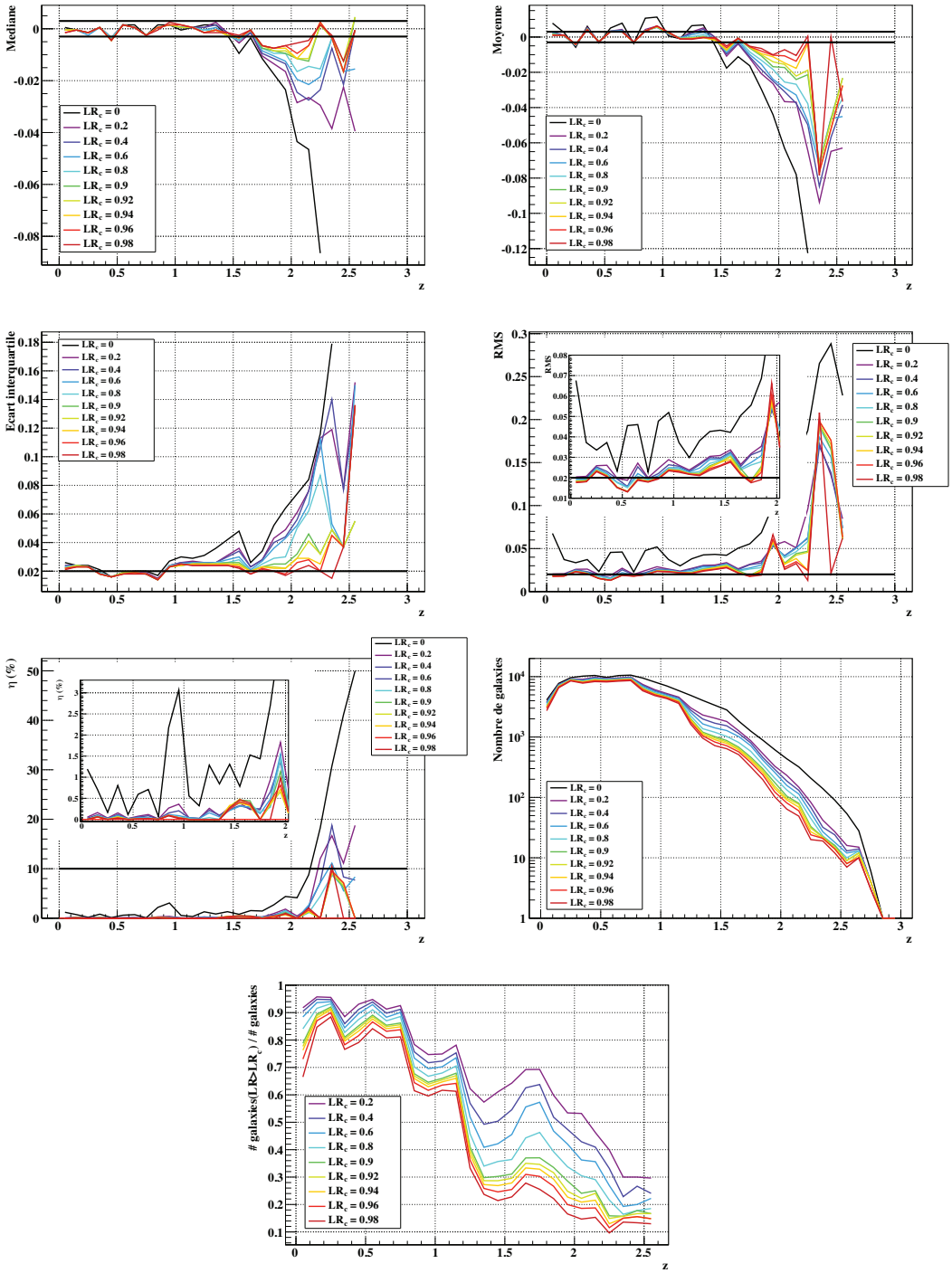

FIG. 5.19 – De haut en bas, de gauche à droite : évolution de la médiane, de la moyenne, de l'écart interquartile, du rms de la distribution de $\Delta z/(1+z)$, du paramètres η, et du rapport du nombre de galaxies passant le seuil LR_c en fonction de z. La gamme de redshift est telle qu'au moins 10 galaxies sont nécessaires par intervalle de redhsift de largeur 0.05. Les lignes noires correspondent aux spécifications de LSST pour la médiane égale à 0.003 et pour l'écart interquartile de 0.02.

est une régression, c'est-à-dire que la variable de sortie n'est pas binaire. Elle prend des valeurs continues. Ainsi, les méthodes multivariées sont identifiées comment faisant partie des méthodes empiriques qui trouvent une relation entre les n observables et la ou les variables de sortie .
La librairie TMVA (*Toolkit for Multivariate Data Analysis* [101]) utilisant les librairies ROOT écrite en C++ du Cern propose de nombreux algorithmes de régression (et de classification). L'utilisation de cette librairie est facile, même si les paramètres associés à chaque algorithme sont nombreux. Nous avons choisi de tester l'algorithme des réseaux de neurones sur les données spectro-photométriques du CFHTLS. L'algorithme des arbres de décisions boostés a également été testé, mais étant donné que ses performances sont proches de celles des réseaux de neurones, il n'est pas développé ici. Cette étude ayant débuté récemment, notre analyse est très basique et qualitative.
Les réseaux de neurones (ou MLP pour *Multi-Layer Perceptron*) appliqués aux redshifts photométriques ont été développés par Collister et Lahav [102] avec le programme publique ANNz. Comme nous le verrons dans la suite, le logiciel ANNz et le *package MLP* de TMVA semblent donner des résultats similaires bien qu'il ne soit pas clair que les algorithmes soient tout à fait les mêmes. Le principe d'un réseau de neurones est le suivant : soit n_g le nombre de galaxies pour lesquelles le redshift spectroscopique est connu. Alors cet échantillon peut être séparé en deux, pour constituer l'échantillon d'entraînement et l'échantillon de test. Ce dernier est utilisé pour vérifier la convergence du réseau, et sert à évaluer les performances du réseau. Chaque galaxie présente n_{var} observables notées $\vec{x}$, ici ce seront les magnitudes apparentes et leurs incertitudes. Le réseau, organisé en couches, possède nécessairement 2 couches, celle d'entrée et celle de sortie. La couche d'entrée correspond aux observables, et celle de sortie à la variable à évaluer : le redshift. Entre ces deux couches, plusieurs autres couches composées d'un certain nombre de noeuds peuvent être présentes. Chaque noeud d'une couche est relié à tous les noeuds de la couche précédente, comme on peut le voir sur la figure 5.20. Un poids est associé à chaque connexion entre deux noeuds. Ils servent à calculer la fonction de réponse ρ du neurone k de la couche $i+1$ en fonction des n neurones de la couche précédente i :

$$\begin{aligned} y_k^{i+1} &= \rho(y_1^i, \ldots, y_n^i) \ , \\ \rho(y_1^i, \ldots, y_n^i) &= A(\sum_j^n w_{jk}^i y_{jk}^i) \ , \end{aligned}$$

où la fonction d'activation A est souvent une sigmoïde ou une tangente hyperbolique. Ainsi, dans le cas où l'on a une seule couche intermédiaire, la variable de sortie (le redshift) est donnée par :

$$z_{MLP} = \sum_{j=1}^{n_h} A\left(\sum_{i=1}^{n_{var}} w_{ij}^1 x_i\right) \times w_{j1}^2 \ ,$$

où n_h est le nombre de neurones de la couche intermédiaire. Il faut calculer les poids de sorte que pour l'ensemble des galaxies, z_{MLP} soit le plus proche possible du redshift spectroscopique. Pour cela, la fonction d'erreur a minimiser s'écrit :

$$\begin{aligned} E(\vec{w}) &= \frac{1}{2} \sum_{g=1}^{n_{train}} E_g(\vec{x}_g, \vec{w}) \ , \\ E(\vec{w}) &= \frac{1}{2} \sum_{g=1}^{n_{train}} (z_{MLP,g}(\vec{w}, \vec{x}) - z_{s,g})^2 \ , \end{aligned}$$

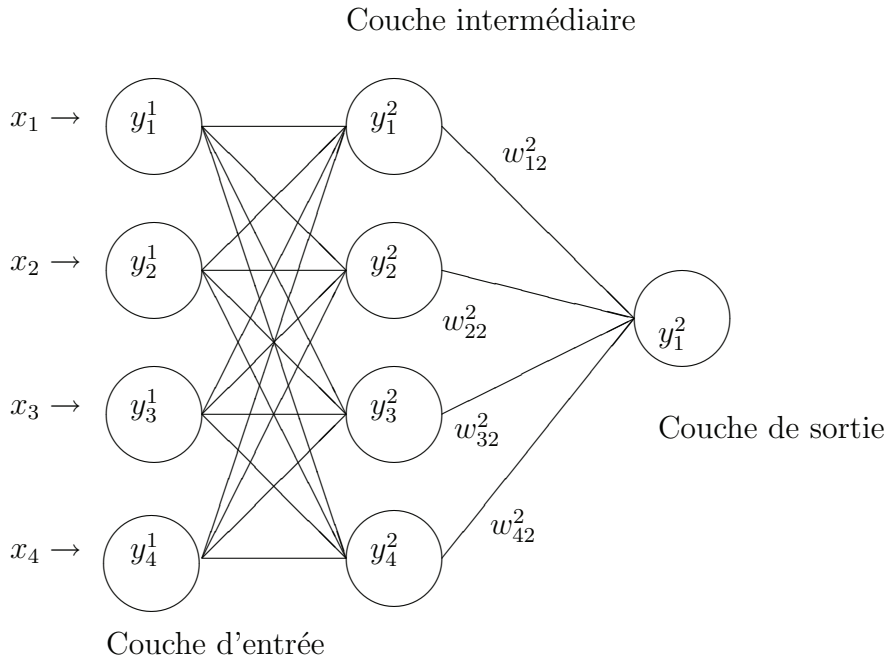

FIG. 5.20 – Exemple de réseau de neurones, avec 4 observables, une couche intermédiaire et une variable de sortie.

où n_{train} est le nombre de galaxies dans l'échantillon d'entraînement, et g correspond à la $g^{\text{ième}}$ galaxie. La procédure d'apprentissage consiste à trouver les poids tels que la fonction d'erreur est minimale. La méthode de la *descente du gradient* (*gradient descent*) consiste à modifier la valeur des poids à chaque itération selon la dérivée de la fonction d'erreur (la réponse des neurones doit être dérivable). Par exemple, après une itération le poids w_{j1}^2 est modifié de la manière suivante :

$$\begin{aligned} w_{j1}^2 &= w_{j1}^2 + \Delta w_{j1}^2 \ , \\ \Delta w_{j1}^2 &= -\alpha \sum_{g=1}^{n_{train}} \frac{\partial E_g}{\partial w_{j1}^2} \ . \end{aligned}$$

Le paramètre α est appelé le *taux d'apprentissage* et doit être trouvé pour chaque problème. Il est positif, et ne doit être ni trop petit ni trop grand. Si α est trop petit, de nombreuses itérations sont nécessaires pour trouver le minimum de E. S'il est trop grand, les pas autour du minimum sont trop grands et ce dernier risque de ne pas être trouvé. Notons que les poids sont choisis aléatoirement lors de la première itération, ce qui implique que la dérivée partielle est forcément négative.
Le lot de test est utilisé comme critère de convergence. En effet, l'erreur décroît en fonction du nombre d'itérations sur l'échantillon d'entraînement. Quant à l'erreur sur l'échantillon test, elle décroît puis augmente à partir d'un certain nombre d'itérations. A partir de ce moment là, le réseau est 'surentraîné', ce qui indique qu'il a appris les caractéristiques propres de l'échantillon d'entraînement. Ces caractéristiques ne sont pas nécessairement présentes dans

l'échantillon test. Ce qui est certainement le plus important dans l'utilisation des réseaux de neurones est que l'échantillon d'entraînement doit être représentatif de l'échantillon photométrique.
Le réseau utilisé possède 2 couches intermédiaires de 10 noeuds (ce qui est égal au nombre d'observables, 2×5 dans le cas de CFHTLS). Les observables d'entrées sont les magnitudes apparentes et leurs incertitudes. Le catalogue spectro-photométrique est divisé en deux échantillons de même taille, pour l'entraînement et pour le test. Les figures 5.21 montrent l'évolution de Δz en fonction de z pour ANNz et TMVA. Le redshift photométrique semble légèrement meilleur avec ANNz qu'avec TMVA mais les deux distributions restent très similaires, et les redshifts sont très bons dans les deux cas. On constate qu'il y a peu de redshifts catastrophiques. Il apparaît que le redshift photométrique est surestimé à bas z et sous-estimé à haut z. Une explication peut être la suivante. A haut z par exemple, si les galaxies de l'échantillon d'entraînement ont un redshift inférieur à z_h, alors le réseau est entraîné sur $z < z_h$. Ainsi, si une galaxie a un redshift proche de z_h, voire supérieur à z_h, le réseau ne peut donner un redshift photométrique proche ou supérieur à z_h puisque ce domaine n'a pas ou peu été exploré lors de l'apprentissage. L'extrapolation en dehors du domaine est problématique et ce genre de biais semble difficile à éviter.

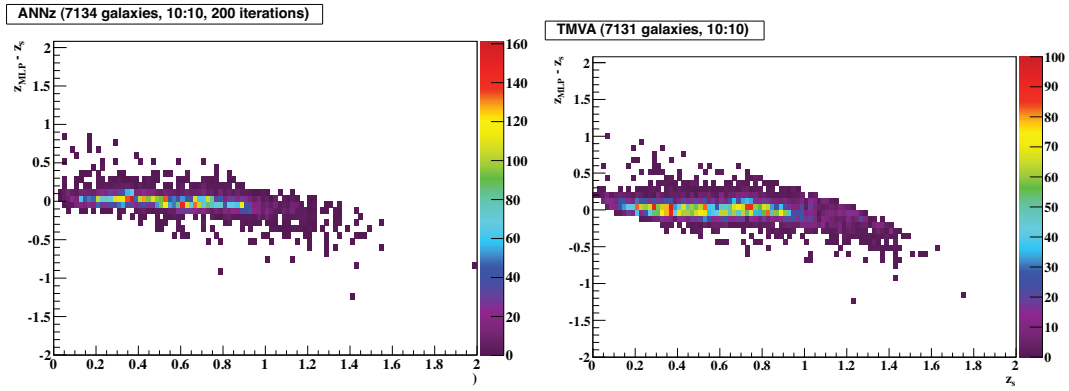

FIG. 5.21 – Figure montrant la distribution de Δz en fonction de z. Le redshift photométrique est calculé soit avec ANNz (à gauche) soit avec le réseau de neurones de TMVA (à droite).

Notons que l'un des avantages de TMVA est sa flexibilité. En effet, il est possible d'imaginer des réseaux de neurones plus complexes pouvant considérer plus d'observables que les seules magnitudes apparentes et leurs incertitudes. Par exemple, on pourrait imaginer désirer avoir accès au type spectral de la galaxie, ou encore vouloir faire une classification galaxies/étoiles si nécessaire. L'implémentation dans TMVA serait relativement aisée.

L'utilisation de données simulées comme échantillon d'entraînement est possible, mais produit des redshifts photométriques relativement mauvais comme on peut le constater sur les figures 5.22, où la figure de gauche pour laquelle la simulation a été utilisée comme entraînement montre une forte dégradation du redshift photométrique. Notons que cette étude peut permettre d'évaluer la pertinence du modèle. En effet, si les redshifts obtenus étaient meilleurs, alors cela signifirait que la simulation serait plus représentative des données réelles. Et inverssement, s'ils étaient pires, notre modèle serait moins réaliste.

Enfin pour terminer cette étude, il pourrait être envisageable par la suite de faire une analyse combinée des redshifts photométriques grâce à la méthode d'ajustement décrite dans la partie précédente et grâce aux réseaux de neurones. En effet, la figure 5.23 montre qu'il

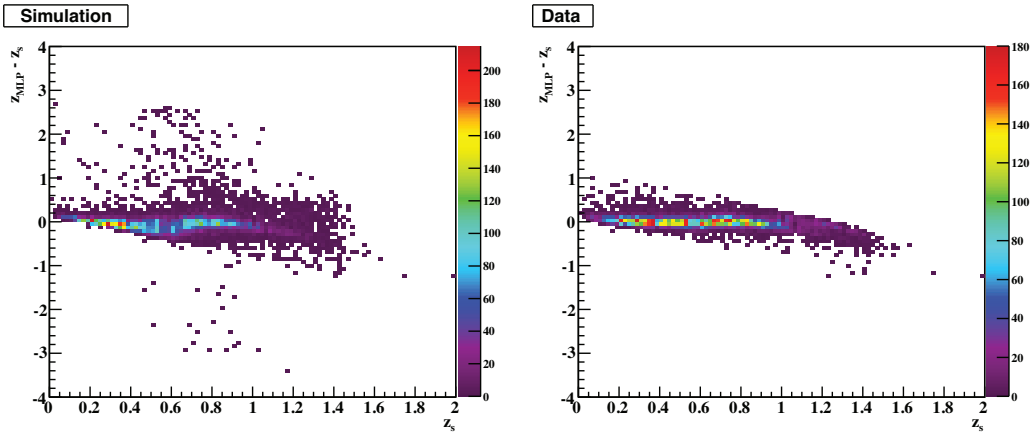

FIG. 5.22 – Figure de gauche (droite *droite*) : distribution de Δz en fonction de z où la simulation (les données réelles *resp.*) a été utilisée comme échantillon d'entraînement .

existe une anti-corrélation entre $z_{p,MLP} - z_{p,ajust}$ et $z_{p,ajust} - z_s$, où :

- $z_{p,MLP}$ est le redshift obtenu par réseau de neurones,
- $z_{p,ajust}$ est le redshift obtenu par ajustement,
- z_s est le redshift spectroscopique.

Il est ainsi possible de rejeter les galaxies présentant un mauvais redshift photométrique grâce à une coupure sur la valeur de $z_{p,MLP} - z_{p,ajust}$. Les deux figures du bas de 5.23 illustrent cela. Le seuil à $|z_{p,MLP} - z_{p,ajust}| < 0.1$ permet, malgré la perte de galaxies, d'augmenter la proportion de galaxies bien reconstruites.

Concernant la simulation de LSST, le constat est un peu différent puisqu'il apparaît que la méthode d'ajustement donne de meilleurs redshifts photométriques. Ceci peut être expliqué par le fait que les mêmes ingrédients sont utilisés pour l'élaboration et la reconstruction du catalogue photométrique. La figure de gauche de 5.24 montre l'évolution de z_p en fonction du redshift pour les deux méthodes. On voit que ces dernières donnent des résultats simulaires en termes de redshifts catastrophiques, mais que les réseaux de neurones tendent à produire une dispersion plus importante que la méthode d'ajustement. Pour réaliser cette figure, un réseau comprenant 2 couches intermédiaires de 12 noeuds chacune a été entraîné sur 10 000 galaxies d'une simulation de 10 ans d'observation avec LSST. La figure a été réalisée avec 20 000 galaxies d'un autre échantillon, mais toujours pour la même simulation. La figure de gauche de 5.24 montre une corrélation entre $z_{p,MLP} - z_{p,ajust}$ et $z_{p,ajust} - z_s$ similaire aux données CFHTLS, bien que moins exploitable. Donc ici aussi, on peut imaginer une méthode hybride pour rejeter les redshifts catastrophiques, au risque cette fois de perdre des galaxies bien reconstruites (provenant des queues de la distribution pour $z_{p,ajust} - z_s \simeq 0$).

Sur les figures 5.25 sont tracés les paramètres caractérisant la qualité de la reconstruction en fonction du redshift vrai, pour les deux méthodes. On voit que sur la plus grande partie de la gamme de redshift, la méthode d'ajustement est plus performante. A grand redshift, ceci n'est pas le cas, mais les fluctuations statistiques dûes au petit nombre de galaxies par intevalle de redshift sont importantes.

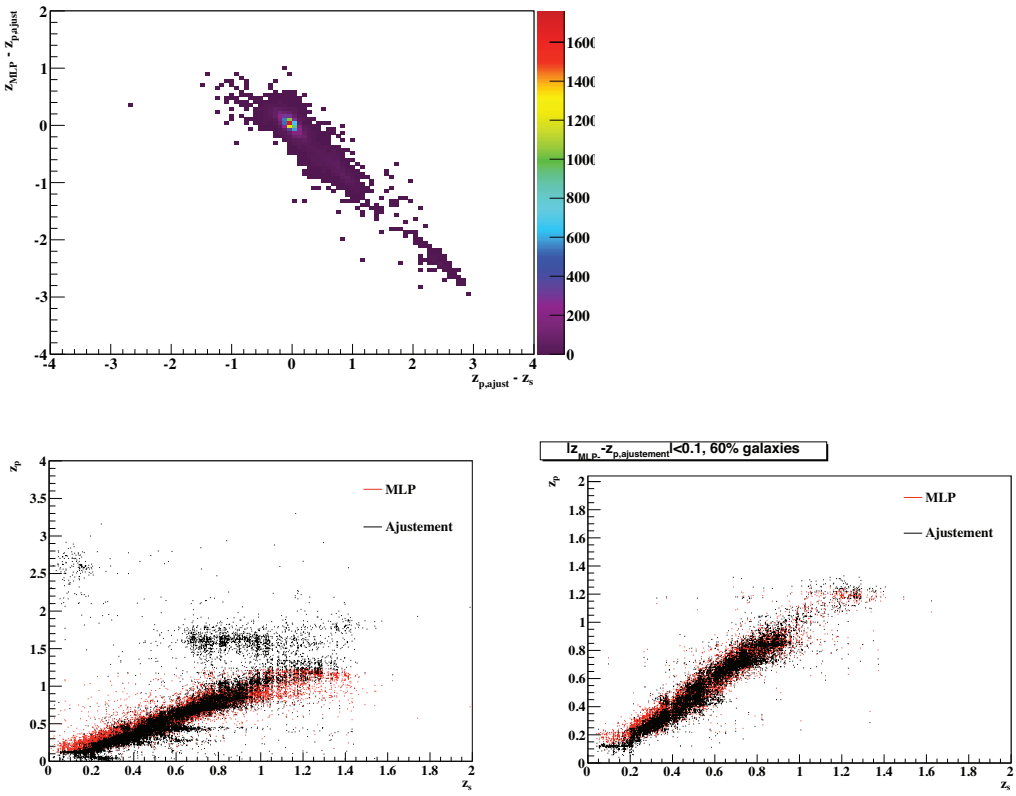

FIG. 5.23 – Figure du haut : Distribution de $z_{p,MLP} - z_{p,ajust}$ *vs.* $z_{p,ajust} - z_s$.
Figure en bas à gauche : Dispersion de z_p *vs.* z_s pour le réseau de neurones (rouge) et pour l'ajustement (noir).
Figure en bas à droite : Idem. Une coupure sur $z_{p,MLP} - z_{p,ajust}$ a été utilisé. Restent seulement les galaxies ayant $|z_{p,MLP} - z_{p,ajust}| < 0.1$.

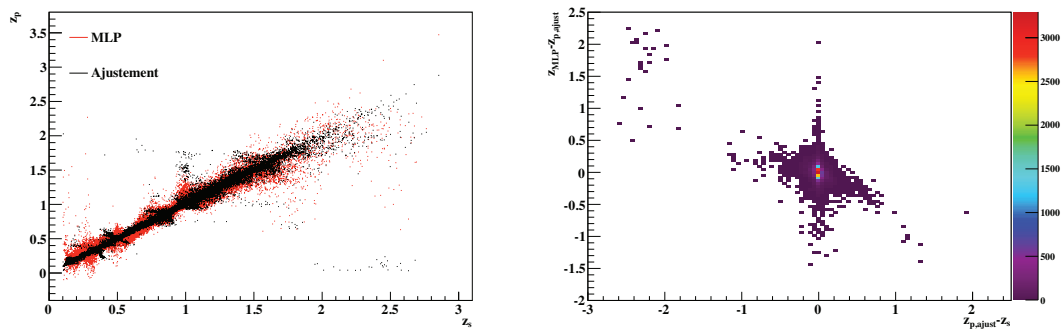

FIG. 5.24 – Figure en bas à gauche : Dispersion de z_p *vs.* z_s pour le réseau de neurones (rouge) et pour l'ajustement (noir).
Figure de droite : Distribution de $z_{p,MLP} - z_{p,ajust}$ *vs.* $z_{p,ajust} - z_s$.

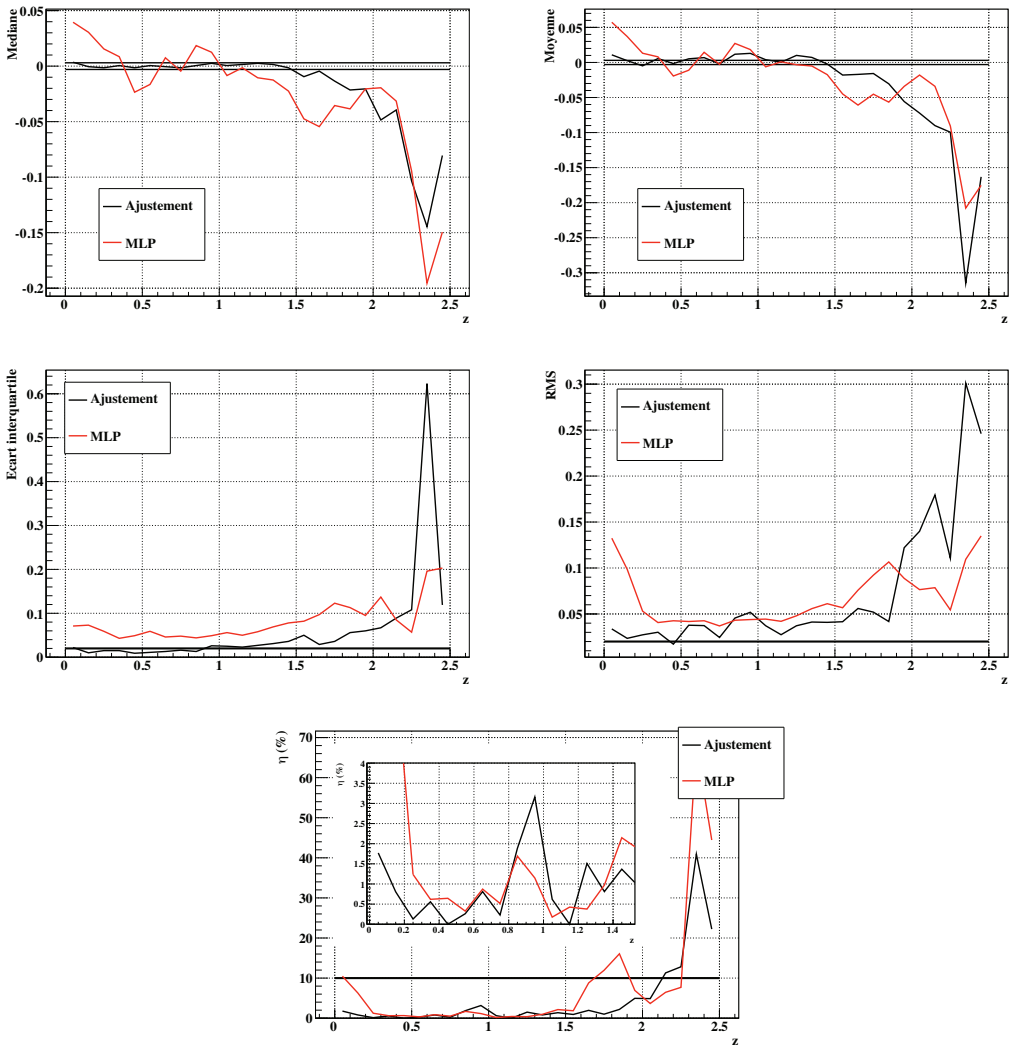

FIG. 5.25 – De haut en bas, de gauche à droite : évolution de la médiane, de la moyenne, de l'écart interquartile, du rms de la distribution de $\Delta z/(1+z)$, du paramètres η en fonction de z. La gamme de redshift est telle qu'au moins 10 galaxies sont nécessaires par intervalle de redshsift de largeur 0.05. Le réseau de neurones utilisé pour ces figures est décrit dans le texte.

5.3 Conclusion

Pour résumer et conclure ce chapitre, nous avons exposé deux méthodes permettant de calculer le redshift photométrique. La première, faisant partie de la famille des méthodes d'ajustement, consiste à trouver le redshift, le type spectral, la normalisation du spectre et l'excès de couleur qui reproduisent au mieux les flux observés. L'étalonnage de la densité *a priori* permettant d'améliorer la reconstruction du redshift a été présentée. Le comportement multimodal de la fonction de vraisemblance implique que les algorithmes de recherche du maximum tels que MINUIT ne convergent pas forcément au maximum global. La mise en place d'un échantillonnage de la fonction de vraisemblance sur une grille nous a permis, non seulement de trouver la coordonnée de l'espace des paramètres qui maximise la fonction de vraisemblance, mais aussi de garder, pour chaque galaxie, les caractéristiques des densités *a posteriori* de paramètres z, T et $E(B-V)$. Dans la cas où plus de 3 paramètres seraient utilisés, un algorithme de Monte-Carlo par chaîne de Markov (MCMC) pourrait éventuellement être adapté. A seulement 3 paramètres, l'utilisation d'un tel algorithme n'est pas adaptée car trop coûteux en temps de calcul, bien que l'échantillionnage sur une grille soit elle-même coûteuse (~ 0.5 sec/galaxie). Notons, de plus, que le MCMC n'est pas optimisé pour des fonctions de vraisemblance multimodales. Il a été montré que la mise au point du test statistique du rapport de vraisemblance permettait de rejeter un fort pourcentage de galaxies catastrophiques de manière relativement optimale. En effet, après coupure sur L_R une grande partie des galaxies bien reconstruites restent acceptées. L'application de ce test n'est cependant possible qu'à condition de posséder un échantillon spectroscopique représentatif du catalogue photométrique. Nous avons confronté les résultats obtenus à ceux produits par LePhare. Les deux sont en accord. Un catalogue spectro-photométrique de CFHTLS T0005 a permis de valider la démarche sur des données réelles.
Les réseaux de neurones ont également été exposés. Moins détaillés que la méthode d'ajustement, il a cependant été montré que les réseaux de neurones semblent produire des bons redshifts photométriques sur les données CFHTLS. Pour la simulation de LSST, même si la méthode d'ajustement de spectre semble produire une distribution de Δz moins large qu'avec les réseaux de neurones, ces derniers donnent tout de même de bons redshifts. Une analyse combinée des deux méthodes permettant de supprimer les redshifts catastrophiques a été suggérée. Elle consisterait à établir une coupure sur $z_{p,MLP} - z_{p,ajust}$. Notons pour finir qu'il est sans doute possible d'obtenir de meilleurs performances avec les réseaux de neurones en jouant avec les différents paramètres comme le nombre de couches, le nombre de noeuds par couche et le nombre de galaxies dans l'echantillon d'entraînement.

Chapitre 6

Précision sur l'échelle BAO avec LSST

Go Do

Go-Advance, Jónsi

Dans ce chapitre, nous présentons une application de la reconstruction des redshifts photométriques à une simulation des BAO avec le télescope LSST. Le but est de prédire la précision avec laquelle la longueur d'onde k_{BAO} sera mesurée en fonction du redshift. Ce chapitre s'articule en deux parties. La première consiste en la présentation des différentes étapes de la simulation, dont certaines ont été présentées dans les chapitres précédents. La reconstruction et l'extraction de l'échelle BAO sont présentées dans une seconde partie. Ces dernières étapes permettent de reconstruire le paramètre d'énergie noire et d'évaluer la précision sur l'estimation du paramètre reconstruit. La majeure partie des résultats présentés a été obtenue en collaboration étroite avec Alexandra Abate de l'Université de l'Arizona à Tuscon, anciennement postdoctorante au LAL.

6.1 Les étapes de la simulation

6.1.1 Le catalogue photométrique doté de structure

Jusqu'à présent, les catalogues photométriques de galaxies simulés n'étaient pas dotés de structures, c'est-à-dire que les effets d'agglomération n'étaient pas pris en compte dans le positionnenement des galaxies les unes par rapport aux autres. Or pour réaliser une simulation des BAO, la présence de structures est nécessaire, par définition. Ainsi la première étape de la simulation constiste à prendre en compte les caractérisques des structures dans le positionnement des galaxies les unes par rapport aux autres.Cette information est contenue dans le spectre de puissance de la matière. Il permet de calculer le champ de sur-densités $\delta(\vec{r})$. Les valeurs des paramètres cosmologiques sont répertoriées dans le tableau 6.1. Le modèle fiduciel considéré tient compte d'un terme w constant, dont on cherche à determiner la valeur.

Une boîte de longueurs L_x, L_y, L_z est créée, contenant une grille de N_x, N_y, N_z cellules, chacune de taille R. Les longueurs L_i et les nombres N_i doivent être tels que la largeur des cellules est plus petite que la taille typique où le régime d'agglomération devient non-linéaire. Par commodité, nous utilisons l'approximation de ciel plat (*flat sky approximation*) qui permet d'avoir un système de coordonnées localement cartésien. Le centre de la boîte est

Paramètre	Ω_m	Ω_b	Ω_Λ	h_0	w	n	σ_8
Valeur	0.27	0.04	0.71	0.71	-1	1	0.8

TAB. 6.1 – Valeurs des paramètres cosmologiques utilisées pour la simulation.

placé au redshift z_{ref}, et l'observateur définit la coordonnée $(0,0,0)$. L'axe $0z$ passe par le centre du pavé $(0,0,z_{ref})$ et définit l'axe radial. Le spectre de puissance au redshift z_{ref} est calculé à partir d'un spectre de puissance au redshift $z=0$ (Carroll *et al.*[103]) :

$$\begin{aligned} P(k,z_{ref}) &= D(z_{ref})^2 P(k,0) \ , \\ D(a) &= \frac{5\Omega_m}{2}\frac{H(a)}{H_0}\int_0^a \frac{da'}{(a'H(a')/H_0)^3} \ . \end{aligned}$$

Cette expression est valide dans le régime linéaire[1]. Le spectre $P(k,0)$ est donné par la multiplication de la fonction de transfert $T(k)$ (Eisenstein et Hu [52]) par le spectre des perturbations primordiales (cf equation 1.44). Cette approximation est valide tant que l'on reste dans le régime linéaire avec $k < k_{lin}$ où $k_{lin} \simeq 0.1$ hMpc^{-1} et que la valeur de w est proche de 1.
Une grille dans l'espace de Fourier est ensuite construite dont la largeur des pixels est donnée par $\Delta k_i = 2\pi/L_i$ où $i=(x,y,z)$. Des coefficients de Fourier complexes $F(k_x,k_y,k_z)$ sont calculés sur la grille à partir du spectre de puissance de sorte que :

$$\begin{aligned} |F(\vec{k})|^2 &= P(k) \ , \\ |\vec{k}| &= \sqrt{k_x^2+k_y^2+k_z^2} \ . \end{aligned}$$

La phase des coefficients est aléatoire entre 0 et 2π. Notons que la normalisation du spectre n'est pas encore fixée puisque l'amplitude des perturbations primordiales n'est pas connue. Cependant, elle peut être calculée grâce à la variance des fluctuations de densité dans une sphère de rayon $R = 8$ h^{-1}Mpc, c'est le paramètre σ_8 :

$$\begin{aligned} \sigma_8^2 &= \int_0^R\int_0^R\int_0^R \delta^2(\vec{r})H(\vec{r})d\vec{r} \ , \\ \sigma_8^2 &= \frac{1}{2\pi^2}\int_0^\infty P(k,z)W(kR)k^2dk \ . \end{aligned}$$

La seconde égalité a été obtenue grâce aux propriétés des produits de convolution et des transformés de Fourier. La fonction H est une fonction porte qui est constante lorsque $r<R$ et nulle ailleurs, et dont l'intégrale est normalisée à 1. La fonction W est la transformée de Fourier de H s'écrit :

$$W(\vec{k}) = \frac{3}{(kR)^3}\left[\sin(kR) - kR\cos(kR)\right] \ . \tag{6.1}$$

La transformée de Fourier rapide des coefficients calculés sur la grille dans l'espace réciproque est faite. On obtient donc un champ de densité sur la grille de l'espace direct :

$$\delta(\vec{r}) = \frac{\rho(\vec{r})-\bar{\rho}}{\bar{\rho}} \ ,$$

[1]D'après [51], le vecteur d'onde au-delà duquel le régime est non-linéaire vaut 0.1 hMpc^{-1} à $z=0$, 0.2 hMpc^{-1} à $z=1$ et 0.34 hMpc^{-1} à $z=2$.

où $\bar{\rho}$ est la densité moyenne sur tout le volume simulé. Il est possible d'obtenir des valeurs de δ inférieures à -1. En effet, la valeur de δ est générée à partir d'une distribution gaussienne de valeur moyenne nulle et dont la largeur est determinée par $P(\vec{k})$. La valeur de δ des pixels pour lesquels $\delta < -1$ est fixée à -1. Par la suite il faudra corriger cet effet qui distord le spectre de puissance. La correction sur le spectre mesuré est :

$$P(\vec{k}) \rightarrow P(\vec{k}) \frac{P_\delta(\vec{k})}{P_{\delta-1}(\vec{k})} \ ,$$

où P_δ est le spectre calculé à partir du champ de sur-densités δ, et $P_{\delta-1}$ est le spectre calculé à partir du champ de sur-densités δ mais pour lequel $\delta < -1 \rightarrow \delta = -1$.
Le nombre de galaxies dans chaque pixel N_i doit maintenant être calculé. On peut tout d'abord écrire que :

$$N_i = M_i n_i \ ,$$

où M_i est la masse contenue dans le pixel i et n_i est le nombre moyen de galaxies par unité de masse. Le premier terme s'écrit :

$$M_i = \frac{\rho(\vec{r})}{\bar{\rho}} \times \bar{\rho} V_i \ ,$$

où V_i est le volume comobile de la cellule et vaut R^3. Le nombre de galaxies par unité de masse s'écrit quant à lui :

$$\begin{aligned} n_i &= \frac{N}{\bar{\rho} V_i} \ , \\ n_i &= \frac{\bar{n}_i}{\bar{\rho}} \ , \end{aligned}$$

où $\bar{n}_i$ est le nombre moyen de galaxies par unité de volume dans le pixel i. Ainsi :

$$\begin{aligned} N_i &= \frac{\rho(\vec{r})}{\bar{\rho}} V_i \bar{n}_i \ , \\ N_i &= (\delta(\vec{r}) + 1) \, V_i \bar{n}_i \ . \end{aligned}$$

La densité moyenne $\bar{n}_i$ est directement donnée par les fonctions de luminosité décrite dans la partie 4.1.4 et s'exprime comme :

$$\bar{n}_i = \int_{-24}^{-13} \Phi_{tot}(MA_B, z_i) dMA_B \ ,$$

où le redshift z_i correspond au redshift moyen du pixel i. Les galaxies sont distribuées de manière aléatoire et uniformément dans le pixel i. De là, le redshift et les angles (θ, ϕ) sont calculés grâce aux coordonnées comobiles de chaque galaxie. La magnitude absolue dans la bande B de WFI de GOODS MA_B est calculée grâce à la fonction cumulative de l'équation 4.1. La famille spectrale (*Early*, *Late*, *Starburst*) de chaque galaxie est obtenue grâce aux proportions relatives de chaque famille (cf équation 4.2). Un spectre, interpolé parmi les 6 spectres gabarits de la librairie CWW+Kinney est assigné, sachant que la galaxie appartient à une certaine famille spectrale.

Ainsi, le catalogue théorique de galaxies est construit, avec pour chaque galaxie, la position angulaire (θ, ϕ), le redshift z, la magnitude absolue MA_B et le type spectral T. Un terme d'excès de couleur $E(B-V)$ est calculé aléatoirement selon une distribution uniforme dont les bornes dépendent du type spectral (cf 4.1.2). Les magnitudes apparentes et leurs incertitudes sont calculées en suivant la procédure décrite dans la partie 4.2. Le redshift photométrique est calculé grâce à la méthode d'ajustement des spectres développée dans la partie 5.1 du chapitre 5.

6.1.2 Reconstruction du spectre de puissance

Le spectre de puissance des galaxies est calculé à partir du catalogue décrit ci-dessus. Les coordonnées comobiles pour chaque galaxie sont calculées. Une grille est considérée de sorte que $n_g(\vec{r})$ représente le nombre de galaxies dans le pixel défini par la coordonnée $\vec{r}$. La densité $\rho(\vec{r})$ est égale au nombre de galaxies dans le pixel divisée par le volume du pixel $V(\vec{r})$, soit $\rho(\vec{r}) = n_g(\vec{r})/V(\vec{r})$. La densité moyenne du sondage est également calculée et correspond au nombre total de galaxies divisé par le volume total du sondage. Le terme de sur-densité est ensuite défini :

$$\delta(\vec{r}) = \frac{\rho(\vec{r}) - \bar{\rho}}{\bar{\rho}} \ ,$$

où $\bar{\rho}$ est la densité moyenne sur tout le sondage. La transformée Fourier (en pratique la série de Fourier) du champ de sur-densité est calculée. Les coefficients sont notés $F(\vec{k})$. Cette manière de calculer les coefficient de Fourier est similaire à la méthode FKP éxposée dans la partie 1.5.2, où ici le catalogue "observé" et le catalogue synthétique présentent le même nombre de galaxies, et la fonction poid $w(\vec{r}) = 1/SF(\vec{r})$. Le terme $SF(\vec{r})$ correspond à la fonction de sélection (cf [104] pour plus de détails sur le choix de l'expression de w).

Avec les redshifts spectroscopiques

Pour illustrer la méthode et vérifier que les différentes étapes sont correctes, il est possible de calculer le spectre de puissance tout d'abord en considérant les redshifts spectroscopiques. Alors, $\vec{r}$ est calculé à partir de z_s. Pour estimer le spectre de puissance, l'espace réciproque est découpé en intervalles centrés en $\vec{k}_i$, où i est le numéro du pixel. La moyenne $F(\vec{k})$ des modes présentant $|\vec{k}| = |\vec{k}_i|$ est calculée. Le spectre de puissance est estimé par :

$$\begin{aligned} P(k) &= \langle F(\vec{k}) F^\star(\vec{k}) \rangle \ , \\ P(k) &= \frac{R^3}{(2\pi)^3} \int_{V_k} F(\vec{k}) F^\star(\vec{k}) d^3k \ , \end{aligned} \tag{6.2}$$

où V_k correspond au volume du pixel dans l'espace de Fourier.
Comme les coefficients F ont été calculés à partir d'une grille, il faut tenir compte de la fonction porte de la grille. Pour cela, le spectre de l'équation 6.2 est divisé par la fonction :

$$W(k) = \frac{\sin(k_x R)}{k_x R} \frac{\sin(k_y R)}{k_y R} \frac{\sin(k_z R)}{k_z R}$$

Le fait que le spectre de puissance ne soit calculé que pour un volume fini de l'Univers implique la présence d'une autre fonction porte W_s. Cette fonction n'ayant d'effets qu'aux très grandes échelles (petit k), bien plus grande que l'echelle BAO, le spectre n'est pas corrigé.

Avec les redshifts photométriques

Les redshifts photométriques induisent un effet d'étalement. Il est possible de prendre en compte cet effet si la distribution de $z_p - z_s$ est proche d'une distribution de Gauss, ce qui est proche d'être le cas ici. On peut alors modéliser l'étalement dr de la coordonnées comobile r par la fonction f :

$$f(dr) \propto \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{dr}{\sigma_r}\right)^2\right] ,$$

où σ_r est l'écart-type de la coordonnée comobile r. Ce terme dépend de la largeur σ_0 de la distribution de $\delta z \equiv (z_p - z_s)/(1 + z_s)$:

$$\begin{aligned} \sigma_r &= \delta z(z_{eff})\frac{dr}{dz}(z_{eff}) , \\ \sigma_r &= \sigma_0(1 + z_{eff})\frac{c}{H(z_{eff})} . \end{aligned}$$

L'étalement causé par les redshifts photométriques provoque une perte de puissance plus importante aux petites échelles qu'aux grandes. Le spectre, corrigé de l'effet d'étalement, devient :

$$P(k) \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_r}} \exp\left[(k_z\sigma_r)^2\right] P(k) .$$

Pour cela, il a été supposé que l'étalement n'a d'effet que dans la direction $0z$, ce qui est en général faux. Cette hypothèse permet cependant d'avoir une estimation du spectre de puissance lorsque la taille angulaire du sondage est faible.

6.1.3 Estimation de l'incertitude sur $P(k)$

Comme décrit dans la partie 1.5.2, les deux principales sources d'incertitudes sont : la variance induite par le nombre fini d'échantillons du ciel correspondants à chaque mode, et le bruit de grenaille venant du fait que le champ de sur-densité est estimé à partir d'un comptage de galaxies. L'incertitude statistique relative du spectre de puissance, s'écrit :

$$\frac{\sigma_P(k)}{P(k)} = \frac{P(k) + 1/n}{P(k)} , \tag{6.3}$$

où n est le nombre moyen de galaxies par unité de volume. En général l'espace de Fourier dont le volume est égal à $V_F = (2\pi)^3/V$ [2] est discrétisé. Si l'échelle de la discrétisation est petite devant l'échelle où P peut être considéré constant, alors le spectre de puissance peut être estimé en moyennant $P(k)$ sur un volume $dV_c = 4\pi k^2\Delta k$ de l'espace de Fourier. Le nombre de modes dans ce volume est égal à $N = dV_c/V_F$, où un facteur 2 doit être pris en compte puisque le champ de densité est réel (et non complexe). Ainsi, l'equation 6.3 est divisée par $1/\sqrt{2N}$ (incertitude poissonienne, cf [51]) :

$$\frac{\sigma_P(k)}{P(k)} = \frac{2\pi}{\sqrt{k^2\Delta kV}}\frac{P + 1/n}{P} . \tag{6.4}$$

Il faut cependant ajouter l'effet induit par les redshifts photométriques. L'equation 6.4 devient alors :

$$\frac{\sigma_P(k)}{P(k)} = \frac{1}{\langle\exp\left(-(k_z\sigma_r)^2\right)\rangle_k}\frac{2\pi}{\sqrt{k^2\Delta kV}}\frac{P(k) + 1/n}{P(k)} ,$$

[2] Ceci vient du fait que $V_F = k_{x,m} \times k_{y,m} \times k_{z,m}$ où $k_{i,m}$ est le vecteur d'onde minimal égal à $2\pi/L_i$.

avec :

$$\langle \exp\left(-(k_z\sigma_r)^2\right)\rangle_k = \int_k \exp\left[-(k_z\sigma_r)^2\right] k^2 \sin\theta dk d\theta d\phi \ ,$$

c'est la moyenne de la fonction $\exp\left[-(k_z\sigma_r)^2\right]$ sur tous les pixels pour lesquels $\sqrt{k_x^2+k_y^2+k_z^2} = k$. Notons que ceci n'est pas la meilleure estimation de l'incertitude que l'on puisse faire. En effet, pour avoir une estimation plus précise, il faudrait considérer un grand nombre de réalisations de la simulation. La moyenne $\bar{P}(k)$ sur toutes les réalisations serait alors calculée. La dispersion des spectres $P(k)$ donnerait quant à elle accès à l'incertitude σ_P. En pratique, cette démarche est très coûteuse en temps de calcul.
Lorsque l'on ne dispose que d'une seule réalisation, ce qui est la cas avec de vraies données, l'incertitude peut être déduite d'une manière similaire. L'espace suffisamment grand est découpé en plusieurs patchs. A chaque patch correspond un spectre $P(k)$. L'incertitude est alors donnée par l'écart-type des spectres obtenus pour tous les patchs. Cette procédure induit une corrélation entre les différents modes qui doit être prise en compte.

6.2 Résultats préliminaires

Nos premiers résultats ont été obtenus pour une simulation d'un petit volume d'Univers. Bien qu'ils soient très préliminaires, ils permettent d'illustrer la méthode. Des simulations plus réalistes devraient être réalisées prochainement.
Le cube simulé contient $213 \times 213 \times 213$ pixels dont la taille comobile de chaque pixel est $R = 6$ Mpc dans les trois directions. Le cube est placé à un redshift $z_{eff} = 1$. Avec la valeur des paramètres cosmologiques du tableau 6.1, la plage en redshift est $[0.75, 1.29]$. L'écart angulaire equivalent dans le ciel est égal à 21°, et le volume effectif vaut 2.1 Gpc^3, soit 6.1 h^{-3}Gpc[33].
Le calcul des magnitudes apparentes et de leurs incertitudes a été fait pour 1 an et 10 ans d'observation avec LSST. Le nombre de galaxies observées dans 6 bandes à 5σ est égal à 2.9 10^6 et 9.6 10^6 respectivement, ce qui est peu pour un sondage comme LSST, mais cela correspond ici à un petit volume de sondage, très peu représentatif des réelles capacités de LSST. Les figures 5.19 montrent la qualité de la reconstruction des redshifts photométriques pour 10 ans d'observation.
Le spectre de puissance est calculé pour quelques valeurs de la coupure sur le rapport de vraisemblance : $L_R = (0, 0.2, 0.6, 0.99)$. Les figures 6.1 montrent le spectre de puissance reconstuit pour 1 et 10 ans d'observation en fonction de L_R. On ne constate pas de changements radicaux entre les différentes valeurs de la coupure. On peut voir que l'estimation de σ_P ne semble pas être fiable. En effet, il semble que les incertitudes soient surestimées. D'autre part, l'incertitude σ_P diminue avec L_R, alors que la déviation par rapport au spectre théorique augmente. Il y a une compétition entre l'amélioration de l'estimation des redshifts photométriques et la perte de galaxies. En effet, plus la coupure sur L_R augmente, plus le nombre de galaxies diminue ce qui implique une augmentation du terme $1/n$ dans l'équation 6.4. Or le terme σ_r diminue en fonction de L_R, ce qui implique une diminution de σ_P. Il semblerait que le terme de correction des redshifts photométriques soit dominant et induise une diminution de σ_P. Le calcul d'erreur devrait être amélioré dans le futur.

La figure 6.2 montre le spectre de puissance reconstuit pour 1 an et 10 ans d'observation lorsqu'aucune coupure n'est appliquée. Comme attendu, le spectre est mieux reconstruit

[3] L'écart angulaire associé à une taille comobile de $6 * 213$ Mpc à $z = 1$ est égale à 0.3672 rd soit environ 21°

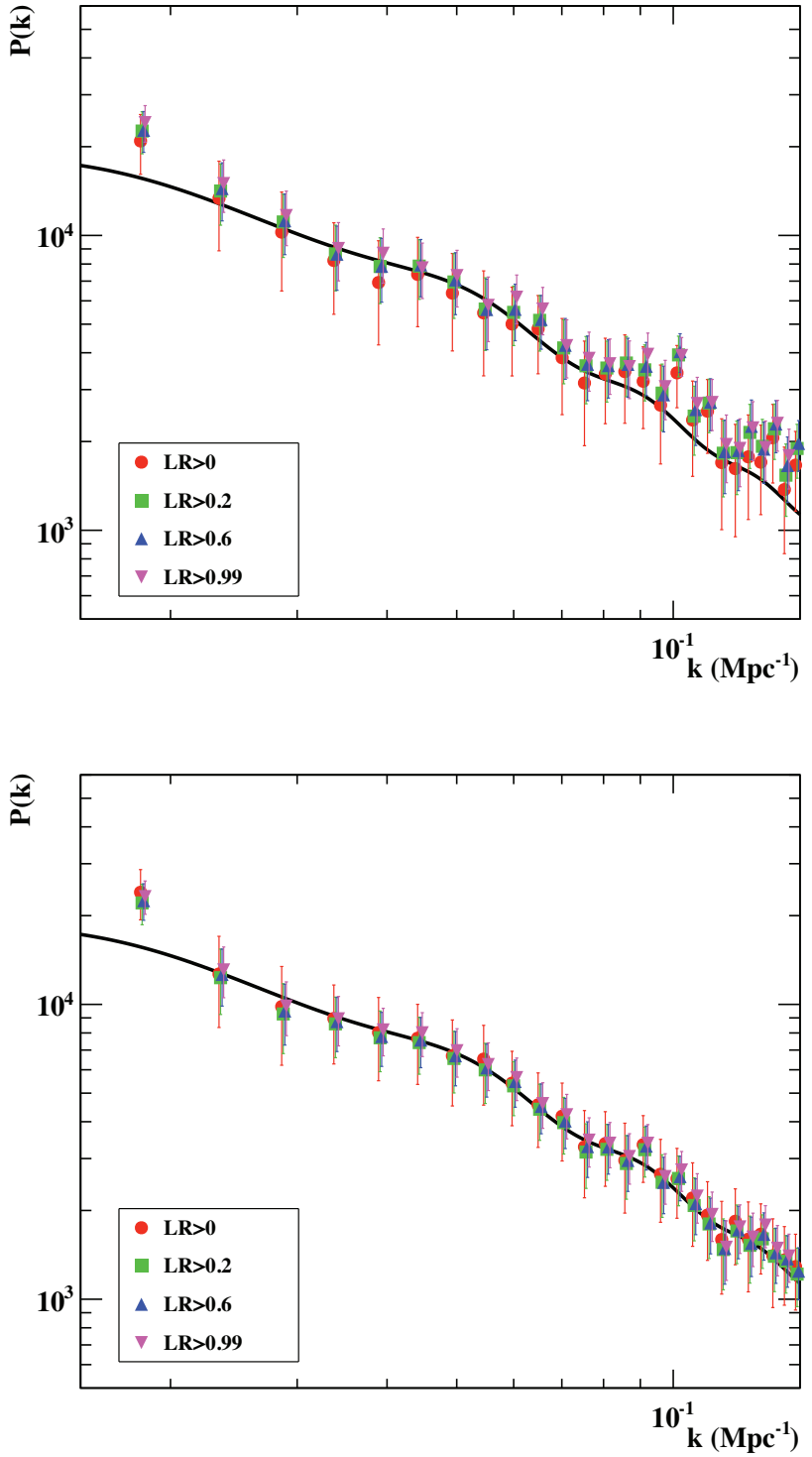

FIG. 6.1 – Spectre de puissance reconstruit pour 1 année (figure du haut) et pour 10 années d'observation (figure de bas), en fonction de la valeur de la coupure sur le rapport de vraisemblance L_R. La courbe noire représente le spectre de puissance théorique. L'estimation des incertitudes σ_P est conservatives. Elle semble les surestimer.

pour 10 ans d'observation que pour 1 an. En effet, si l'on ajuste le spectre reconstruit avec un spectre théorique, alors la valeur du minimum du χ^2 est plus petite pour 10 ans que pour 1 an d'observation. D'autre part, la reconstruction est meilleur à petite échelle (grand k) qu'à grande échelle. Cela vient du fait que la taille du sondage ici simulé est trop petite pour être valide à grande échelle. Une fois encore, les incertitudes devraient mieux refléter cette caractéristique.

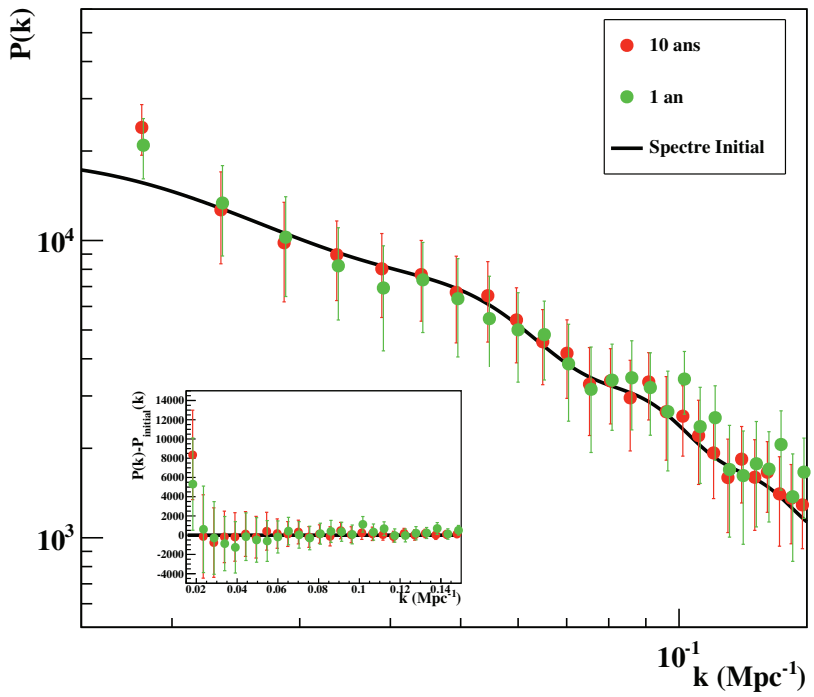

FIG. 6.2 – Spectre de puissance reconstruit pour 1 année et pour 10 années d'observation, $L_R = 0$. La courbe noire représente le spectre de puissance théorique. L'encadré représente les mêmes courbes divisées par le spectre initial.

6.2.1 Reconstruction de l'échelle BAO

Comme décrit dans la partie 1.5.2, pour évaluer la valeur du nombre d'onde k_{BAO}, on utilise la méthode du *wiggle-only* qui consiste à diviser le spectre de puissance mesuré par un spectre de référence sans oscillation $P_{smooth}(k)$ dont l'équation paramétrique est donnée dans Eisenstein et Hu [52]. Le spectre obtenu est noté $P_{wiggle}(k) \equiv P(k)/P_{smooth}(k)$. Sur la figure 6.3 sont représentés les spectres $P_{smooth}(k)$ pour 10 ans, en fonction des différentes coupures sur L_R. Blake et Glazebrook [51] ont montré, avec la méthode '*wiggle-only*', que P_{wiggle} pouvait être ajusté par la fonction P_f donnée par l'équation 1.57. L'ajustement est réalisé en minimisant le terme de χ^2 suivant :

$$\chi^2(k_{BAO}, A) = \sum_k \left(\frac{P_{wiggle}(k) - P_f(k, k_{BAO}, A)}{\sigma(P_{wiggle})} \right)^2 ,$$

où $\sigma(P_{wiggle})$ est l'incertitude sur $P_{wiggle}(k)$, qui est donnée par σ_P/P_{smooth}. Pour l'étude, seuls les nombres d'onde compris entre 0.015 et 0.15 sont considérés. La paramètre A varie de

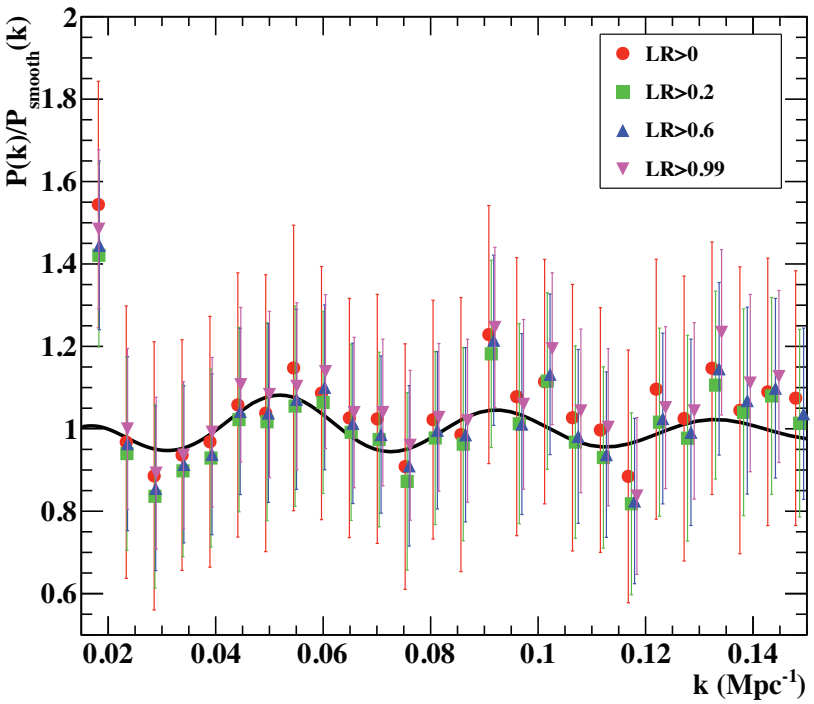

FIG. 6.3 – Spectre de puissance pour 10 ans d'observation divisé par une spectre sans oscillation P_{smooth}. Le spectre de référence calculé à partir des paramètres vrais est représenté par la courbe noire. Là encore, les incertitudes sont surestimées.

0 à 15 et le paramètre k_{BAO} varie de 0.05 à 0.07. La densité *a posteriori* $P(k_{BAO})$ est extraite après marginalisation sur A de la fonction de vraisemblance. L'incertitude sur la valeur de k_{BAO} correspond à la déviation standard de $P(k_{BAO})$. La figure 6.4 montre les densités *a posteriori* des paramètres : $P(A, k_{BAO})$, $P(k_{BAO})$ et $P(A)$. La valeur qui maximise $P(k_{BAO})$ est $\hat{k}_{BAO} = 0.060$ hMpc^{-1} et celle qui maximise $P(A)$ est $\hat{A} = 2.13$. L'intervalle à 68% de niveau de confiance de k_{BAO} est $[0.055, 0.065]$ hMpc^{-1} et celui à 90% est $[0.052, 0.068]$ hMpc^{-1}.

6.2.2 Reconstruction du paramètre w d'énergie noire

Pour estimer le paramètre w et son incertitude, on propage l'erreur de k_{BAO}. En effet, un erreur sur l'estimation de k_{BAO} par rapport à sa valeur vraie induit une erreur sur l'estimation de w car les deux paramètres sont liés. La relation entre k_{BAO} et w est donnée par le terme D_V. Comme expliqué dans la partie 1.5.2, le terme D_V défini à l'équation 1.52 tient compte des modifications longitudinale et transverse de k, sous modification du modèle cosmologique. D'après l'équation 1.53, on a :

$$k_{BAO} = k_{BAO}^{fid} \frac{D_V}{D_V^{fid}}$$

Ici, $k_{BAO}^{fid} = 2\pi/s/h$, soit $k_{BAO}^{fid} \simeq 0.06$ hMpc^{-1}, où $s = 107.2$ h^{-1}Mpc. La fonction de densité de probabilité *a posteriori* de w peut être calculée à partir de celle de k_{BAO} en supposant que tous les paramètres cosmologiques sont fixés. Pour cela, on réalise un grand nombre de tirages

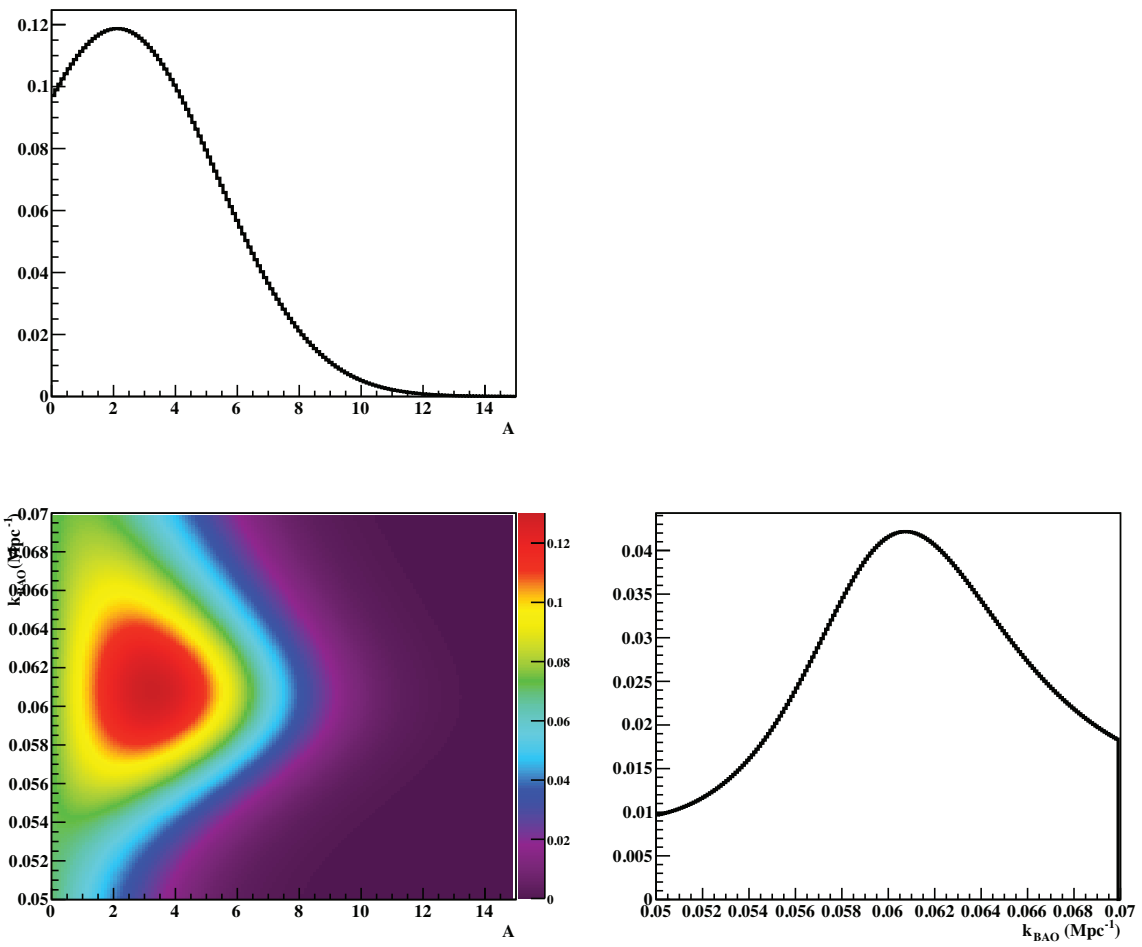

FIG. 6.4 – Densités *a posteriori* des paramètres d'ajustement de P_{wiggle} : $P(A)$ en haut à gauche, $P(A, k_{BAO})$ en bas à gauche et $P(k_{BAO})$ en bas à droite.

aléatoires de k_{BAO} selon sa densité *a posteriori*. Pour chaque valeur de k_{BAO}, on calcule la valeur de $D_V(z_{eff} = 1)$. La valeur de w est ensuite déduite de :

$$D_V(z) = \left[d_A(z)^2 (1+z)^2 \frac{z}{H(z)} \right]^{1/3} ,$$

où H et d_A dépendent de w (cf équations 1.7, 1.12, 1.14 et 1.15). La figure 6.5 montre la fonction de densité de probabilité *a posteriori* du paramètre w calculé à partir de la densité *a posteriori* du paramètre k_{BAO}. La valeur la plus probable est $\hat{w} = -1.07$. L'intervalle à 68% de niveau de confiance est $[-1.58, -0.55]$ et celui à 90% est $[-2.00, -0.43]$. Ces intervalles ont été calculés en intégrant la densité *a posteriori* autour de la valeur la plus probable, jusqu'à ce que l'intégrale valle 0.68 et 0.9 respectivement. Ces valeurs sont très peu contraignantes et très loin des contraintes actuelles onbtenues avec les BAO ($\Delta w/w \simeq 10\%$ cf [61] pour la septième *release* de SDSS). Ce résultat n'est pas significatif, mais cela s'explique de plusieurs façons : la portion du ciel simulée est très petite ce qui limite l'intervalle en k pour lequel P est calculé, un seul intervalle de redshift a été considéré et l'estimation de l'incertitude sur $P(k)$ ne semble pas correcte. Cependant, cette simulation et les résultats qui en découlent

ont pour objectif d'illuster la chaîne de simulation. A l'avenir, les simulations plus réalistes permettront de mieux rendre compte des performances de LSST sur la physique des BAO.

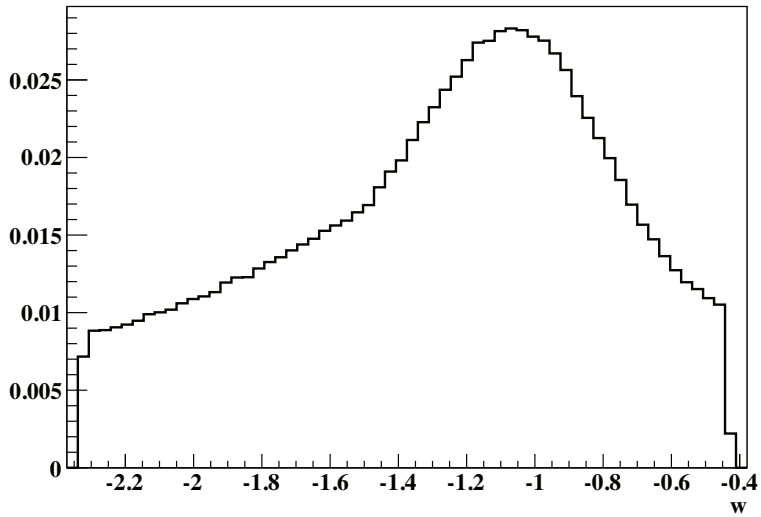

FIG. 6.5 – Densité *a posteriori* du paramètre w calculée à partir de la densité *a posteriori* de k_{BAO} (cf figure 6.4).

6.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons exposé l'ensemble de la chaîne de simulation. Une simulation d'un petit volume d'Univers a permis d'illustrer les résultats obenus sur la reconstruction du spectre de puissance de la matière. Les résultats présentés ne sont pas représentatifs des performances que l'on pourra atteindre avec LSST. En effet, des points sont encore à améliorer. Par exemple, la correction du spectre induite par les redshifts photométriques doit tenir compte des directions transverses à la ligne de visée. Ou encore, l'estimation des incertitudes σ_P devrait mieux rendre compte des fluctuations statistiques de P. Enfin, la taille de l'échantillon simulé doit être plus grande si l'on souhaite atteindre une bonne précision sur k_{BAO} et sur w.
Une fois ces améliorations réalisées, il faudrait tester notre simulation sur des modèles fiduciels où le paramètre d'énergie noire w est une fonction du facteur d'échelle. Enfin, il serait très intéressant de réaliser une analyse combinée des BAO avec les données d'autres sondes cosmologiques telles que le CMB. Une telle étude permettrait d'estimer les contraintes sur l'ensemble des paramètres cosmologiques.

Conclusion

Plus de 10 ans après la découverte de l'accélération de l'expansion de l'Univers, la nature de l'énergie noire reste encore un mystère. Une modification de la théorie de la relativité générale, l'introduction d'un nouveau champ scalaire ou encore l'existence d'une nouvelle constante fondamentale de la physique permettent de rendre compte de ce cette accélération récente dans l'histoire de l'Univers. L'évolution des paramètres de l'équation d'état effective de l'énergie noire dépend de la nature physique de cette nouvelle entité. La mesure de cette évolution peut être réalisée grâce aux observations conjointes de différentes sondes. Cependant, jusqu'à aujourd'hui, des observations de l'Univers jeune avec le CMB et de l'Univers contemporain avec les données des supernovae de types Ia et les oscillations acoustiques de baryons, n'ont pas restreint suffisamment l'espace des paramètres. Afin de contraindre les modèles plus efficacement, des mesures d'observables cosmologiques à différentes époques font partie des défis de la cosmologie observationnelle durant les années à venir.

Dans ce contexte, le télescope LSST est un projet de télescope grand champ dont l'un des principaux programmes de science conduira à l'étude de l'énergie noire. Les observations photométriques faites avec LSST seront d'une qualité jamais encore atteinte. L'étalonnage de l'instrument constitue un véritable défi expérimental. En particulier, l'étalonnage de sa caméra nécessite la construction d'un banc optique dédié. Une partie de ce manuscrit est consacré au schéma de principe du CCOB (*Camera Calibration Optical Bench*). Nous avons établi un cahier des charges du CCOB, en accord avec les spécifications globales sur l'étalonnage de l'instrument. Nous avons identifié les mesures à effectuer et les niveaux de précision à atteindre, afin de répondre aux différents points du cahier des charges. Ces mesures seront effectuées selon trois modes, chacun possédant un montage optique spécifique. La faisabilité des mesures nécessite une grande stabilité des faisceaux lumineux employés dans le mode "faisceau fin" et "faisceau large". En particulier, le profil du faisceau utilisé dans le dernier cas doit être extrêmement bien connu et très stable. Les mesures présentées dans le chapitre 3 ont montré que les variations temporelles du profil du faisceau étaient compatibles avec les fluctuations statistiques. Nous avons montré que les torsions possibles de la fibre devront être traitées avec une attention particulière à l'avenir.
Le prochain objectif à atteindre est la vérification de la stabilité du faisceau sous différentes conditions de température et de torsion mécanique. Pour cela, le *flat field* du faisceau devra être effectué plus soigneusement que ce qui a été fait jusqu'à présent. De plus, l'utilisation d'une photodiode étalonnée en parallèle avec le capteur CCD devrait aider à déterminer plus clairement les sources de variation du faisceau, en découplant la source et le détecteur.

La seconde partie du manuscrit expose la simulation des oscillations acoustiques de baryons (BAO) avec LSST. Dans un premier temps, cette simulation a pour but de prédire la précision avec laquelle l'échelle des BAO pourra être mesurée avec LSST. Dans un second temps, les contraintes sur les paramètres d'énergie noire pourront être déduites de la précision

de l'estimation de l'échelle BAO. Le travail effectué durant la thèse fait partie de l'élaboration de la simulation. Nous avons montré qu'à partir d'ingrédients simples, il était possible de simuler un catalogue photométrique de galaxies représentatif de données réelles. En effet, nous avons confronté, avec succès, une simulation du champ GOODS-S WFI avec les données réelles du champ GOODS-S à partir duquel les fonctions de luminosité considérées ont été ajustées. D'autre part, nous avons utilisé les données photométriques de CFHTLS T0005 et les données spectroscopiques de VVDS, DEEP2 et zCOSMOS pour construire un catalogue spectro-photométrique. Encore une fois, nous avons montré que les termes de couleur calculés à partir des filtres de MEGACAM et de spectres gabarits de la librairie CWW+Kinney permettaient de reproduire les mêmes comportements que ceux observés avec les données réelles. Ces tests ont permis de valider indirectement la simulation de LSST.

La seconde étape de la simulation a été le calcul des redshifts photométriques. Les deux méthodes principalement employées pour cette tâche sont : la méthode d'ajustement des spectres et la méthode empirique consistant à établir une relation entre les magnitudes apparentes et le redshift. Le programme de simulation développé durant la thèse utilise la première méthode. Une approche *bayésienne* a permis de développer un test statistique ayant pour but de rejeter les galaxies catastrophiques. Il est construit à partir des propriétés des fonctions de densité de probabilité *a posteriori* des différents paramètres d'ajustement.
Les données spectro-photométriques de CFHTLS ont permis de valider l'algorithme de reconstruction. En effet, les résultats obtenus sont tout à fait comparables à ceux fournis par le programme LePhare. Les coupures sur le test statistique du rapport de vraisemblance ont prouvé leur efficacité, même lorsque le test est étalonné avec des données simulées. Ces résultats nous ont permis d'avoir confiance dans les prédictions faites sur les redshifts photométriques avec LSST. Nous avons montré que la qualité de la reconstruction était en accord avec les spécifications données par le LSST Science Book [50] pour $z < 2$. Enfin, les réseaux de neurones et leur application aux redshifts photométriques ont été exposés rapidement, comme étude préliminaire. Les résultats obtenus grâce à cet algorithme semblent tout à fait convaincants. Nous avons soulevé la possibilité d'utiliser les deux algorithmes de reconstructions pour supprimer une partie des redshifts catastrophiques.
A l'avenir, le programme de calcul des redshifts photométriques devrait être amélioré. Les temps de calcul étant relativement longs, des algorithmes d'intégration devraient être testés pour extraire les densités *a posteriori* des paramètres. D'autres librairies de spectres gabarits, comme GYSSEL, pourraient également être prises en compte afin de tester les performances. Concernant les réseaux de neurones, leur utilisation devrait être approfondie. Des tests systématiques quant à la taille de l'échantillon d'entraînement par rapport à celle de l'échantillon test pourraient certainement mettre en évidence de possibles biais. L'un des effets les plus importants réside dans la compatibilité des deux échantillons. Ceci doit également être mis en évidence.

Dans le dernier chapitre, nous avons rapidement exposé les différentes étapes de la simulation des BAO. Une simulation sur une petite portion du ciel observable a permis d'illustrer la démarche suivie. Cependant, les résultats obtenus étant très préliminaires, les contraintes sur la reconstruction de l'échelle des BAO et du paramètre de l'énergie noire ne sont pas représentatives des performances à venir de LSST. Très prochainement, des simulations plus réalistes devraient offrir de résultats beaucoup plus précis.
D'ici les premières observations, la préparation des analyses sur l'énergie noire vont se développer de plus en plus. Il serait donc intéressant d'étendre le domaine d'application du programme de redshift photométrique à d'autres sondes que les BAO, dans le cadre de la collaboration

LSST.

Bibliographie

[1] Matthieu Tristram. *De Archéops à Planck, analyse des anisostropies du fond diffus cosmologique*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble 1, 2005.

[2] Sebastian Linden. *Extraction des paramètres cosmologiques et des propriétés de l'énergie noire*. PhD thesis, Université de Provence-Aix-Marseille, 2010.

[3] E. Komatsu et al. Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Cosmological Interpretation. *Astrophys. J. Supp.*, 192 :18, 2011, 1001.4538.

[4] C. L. Reichardt et al. High resolution CMB power spectrum from the complete ACBAR data set. *Astrophys. J.*, 694 :1200–1219, 2009, 0801.1491.

[5] : M.L. Brown et al. Improved measurements of the temperature and polarization of the CMB from QUaD. *Astrophys.J.*, 705 :978–999, 2009, 0906.1003. * Brief entry *.

[6] Adam G. Riess, Robert P. Kirshner, Brian P. Schmidt, Saurabh Jha, Peter Challis, et al. BV RI light curves for 22 type Ia supernovae. *Astron.J.*, 117 :707–724, 1999, astro-ph/9810291.

[7] Saul Perlmutter, Michael S. Turner, and Martin J. White. Constraining dark energy with SNe Ia and large scale structure. *Phys.Rev.Lett.*, 83 :670–673, 1999, astro-ph/9901052.

[8] Pierre Astier et al. The Supernova Legacy Survey : Measurement of OmegaM, OmegaLambda and w from the First Year Data Set. *Astron. Astrophys.*, 447 :31–48, 2006, astro-ph/0510447.

[9] Gajus Miknaitis et al. The ESSENCE Supernova Survey : Survey Optimization, Observations, and Supernova Photometry. *Astrophys. J.*, 666 :674–693, 2007, astro-ph/0701043.

[10] Adam G. Riess. The Case for an Accelerating Universe from Supernovae. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 112 :1284, 2000, astro-ph/0005229.

[11] Philippe Brax. Gif Lectures on Cosmic Acceleration. 2009, 0912.3610.

[12] P. J. E. Peebles and Bharat Ratra. The cosmological constant and dark energy. *Rev. Mod. Phys.*, 75 :559–606, 2003, astro-ph/0207347.

[13] Sean Carroll. *Spacetime and Geometry : An Introduction to General Relativity*. Addison-Wesley, 2003.

[14] Thomas P. Sotiriou and Valerio Faraoni. f(R) Theories Of Gravity. *Rev.Mod.Phys.*, 82 :451–497, 2010, 0805.1726.

[15] George F.R. Ellis and Thomas Buchert. The Universe seen at different scales. *Phys.Lett.*, A347 :38–46, 2005, gr-qc/0506106.

[16] Thomas Buchert. Dark Energy from Structure : A Status Report. *Gen.Rel.Grav.*, 40 :467–527, 2008, 0707.2153.

[17] MJ Sparnaay. Measurements of attractive forces between flat plates. *Physica*, 24(6-10) :751–764, 1958.

[18] Steven Weinberg. The cosmological constant problems. 2000, astro-ph/0005265.

[19] Varun Sahni and Alexei Starobinsky. Reconstructing Dark Energy. *Int. J. Mod. Phys.*, D15 :2105–2132, 2006, astro-ph/0610026.

[20] Alexei A. Starobinsky. How to determine an effective potential for a variable cosmological term. *JETP Lett.*, 68 :757–763, 1998, astro-ph/9810431.

[21] Tarun Deep Saini, Somak Raychaudhury, Varun Sahni, and Alexei A. Starobinsky. Reconstructing the Cosmic Equation of State from Supernova distances. *Phys. Rev. Lett.*, 85 :1162–1165, 2000, astro-ph/9910231.

[22] Varun Sahni, Tarun Deep Saini, Alexei A. Starobinsky, and Ujjaini Alam. Statefinder – a new geometrical diagnostic of dark energy. *JETP Lett.*, 77 :201–206, 2003, astro-ph/0201498.

[23] Michel Chevallier and David Polarski. Accelerating universes with scaling dark matter. *Int.J.Mod.Phys.*, D10 :213–224, 2001, gr-qc/0009008.

[24] Eric V. Linder. Exploring the expansion history of the universe. *Phys.Rev.Lett.*, 90 :091301, 2003, astro-ph/0208512.

[25] Andreas Albrecht, Gary Bernstein, Robert Cahn, Wendy L. Freedman, Jacqueline Hewitt, et al. Report of the Dark Energy Task Force, 2006, astro-ph/0609591.

[26] Bruce A. Bassett, Martin Kunz, Joseph Silk, and Carlo Ungarelli. A Late time transition in the cosmic dark energy ? *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 336 :1217–1222, 2002, astro-ph/0203383.

[27] J. A. Peacock. *Cosmological Physics (Cambridge Astrophysics).* Cambridge University Press, 1 edition, 1998.

[28] J.A. Peacock. Large scale surveys and cosmic structure. 2003, astro-ph/0309240. * Brief entry *.

[29] Peter Coles. Large scale structure, theory and statistics. pages 217–247, 2001, astro-ph/0103017. * Brief entry *.

[30] J. Démoclès. *Etude des scénarios de formation des grandes structures dans l'Univers avec les amas des galaxies observés en X et par effet SZ.* PhD thesis, Université Paris-Sud 11, 2010.

[31] Alan H. Guth. The Inflationary Universe : A Possible Solution to the Horizon and Flatness Problems. *Phys.Rev.*, D23 :347–356, 1981.

[32] Edward R. Harrison. Fluctuations at the threshold of classical cosmology. *Phys.Rev.*, D1 :2726–2730, 1970.

[33] Ya B. Zel'devoch. *MNRAS*, 160, 19772.

[34] Max Tegmark et al. The 3-D power spectrum of galaxies from the SDSS. *Astrophys.J.*, 606 :702–740, 2004, astro-ph/0310725. ¡a href=http ://www.hep.upenn.edu/ max/sdss.html¿Press Release¡/a¿.

[35] J.A. Tyson, R.A. Wenk, and F. Valdes. Detection of systematic gravitational lens galaxy image alignments - Mapping dark matter in galaxy clusters. *Astrophys.J.*, 349 :L1–L4, 1990.

[36] Tereasa G. Brainerd, Roger D. Blandford, and Ian Smail. Measuring galaxy masses using galaxy - galaxy gravitational lensing. *Astrophys.J.*, 466 :623, 1996, astro-ph/9503073.

[37] Yannick Mellier. Probing the universe with weak lensing. *Ann.Rev.Astron.Astrophys.*, 37 :127–189, 1999, astro-ph/9812172.

[38] Matthias Bartelmann and Peter Schneider. Weak Gravitational Lensing. *Phys. Rept.*, 340 :291–472, 2001, astro-ph/9912508.

[39] Dragan Huterer. Weak lensing, dark matter and dark energy. *Gen.Rel.Grav.*, 42 :2177–2195, 2010, 1001.1758.

[40] Nick Kaiser. Weak gravitational lensing of distant galaxies. *Astrophys.J.*, 388 :272, 1992.

[41] Nick Kaiser. Weak lensing and cosmology. *Astrophys.J.*, 498 :26, 1998, astro-ph/9610120.

[42] Wayne Hu. Power spectrum tomography with weak lensing. *Astrophys.J.*, 522 :L21–L24, 1999, astro-ph/9904153.

[43] E. Komatsu et al. Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Cosmological Interpretation. *Astrophys.J.Suppl.*, 180 :330–376, 2009, 0803.0547.

[44] Stephen D. Landy and Alexander S. Szalay. Bias and variance of angular correlation functions. *Astrophys.J.*, 412 :64, 1993.

[45] Daniel J. Eisenstein et al. Detection of the Baryon Acoustic Peak in the Large-Scale Correlation Function of SDSS Luminous Red Galaxies. *Astrophys. J.*, 633 :560–574, 2005, astro-ph/0501171.

[46] Hume A. Feldman, Nick Kaiser, and John A. Peacock. Power spectrum analysis of three-dimensional redshift surveys. *Astrophys.J.*, 426 :23–37, 1994, astro-ph/9304022.

[47] P.J.E Peebles. *The Large Scale Structure of the Universe*. 1980.

[48] Max Tegmark et al. Cosmological Constraints from the SDSS Luminous Red Galaxies. *Phys.Rev.*, D74 :123507, 2006, astro-ph/0608632.

[49] Max Tegmark. Measuring cosmological parameters with galaxy surveys. *Phys. Rev. Lett.*, 79 :3806–3809, 1997, astro-ph/9706198.

[50] LSST Science Book, Version 2.0. 2009, 0912.0201.

[51] Chris Blake and Karl Glazebrook. Probing dark energy using baryonic oscillations in the galaxy power spectrum as a cosmological ruler. *Astrophys. J.*, 594 :665–673, 2003, astro-ph/0301632.

[52] Daniel J. Eisenstein and Wayne Hu. Baryonic features in the matter transfer function. *Astrophys.J.*, 496 :605, 1998, astro-ph/9709112.

[53] Will J. Percival, Shaun Cole, Daniel J. Eisenstein, Robert C. Nichol, John A. Peacock, et al. Measuring the Baryon Acoustic Oscillation scale using the SDSS and 2dFGRS. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 381 :1053–1066, 2007, 0705.3323.

[54] Joshua Frieman, Michael Turner, and Dragan Huterer. Dark Energy and the Accelerating Universe. *Ann.Rev.Astron.Astrophys.*, 46 :385–432, 2008, 0803.0982.

[55] Michael S. Warren, Kevork Abazajian, Daniel E. Holz, and Luis Teodoro. Precision determination of the mass function of dark matter halos. *Astrophys.J.*, 646 :881–885, 2006, astro-ph/0506395.

[56] R.A. Sunyaev and Ya.B. Zeldovich. Microwave background radiation as a probe of the contemporary structure and history of the universe. *Ann.Rev.Astron.Astrophys.*, 18 :537–560, 1980.

[57] David W. Hogg. Distance measures in cosmology. 1999, astro-ph/9905116.

[58] Sylvain Baumont. *Analyse des spectres VLT pour l'expérience SNLS*. PhD thesis, Université Paris 7.

[59] M. M. Phillips. The absolute magnitudes of Type IA supernovae. , 413 :L105–L108, August 1993.

[60] *LBNL Report LBNL-56164*, 2004.

[61] Will J. Percival et al. Baryon Acoustic Oscillations in the Sloan Digital Sky Survey Data Release 7 Galaxy Sample. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 401 :2148–2168, 2010, 0907.1660.

[62] Adam G. Riess, Lucas Macri, Stefano Casertano, Megan Sosey, Hubert Lampeitl, et al. A Redetermination of the Hubble Constant with the Hubble Space Telescope from a Differential Distance Ladder. *Astrophys.J.*, 699 :539–563, 2009, 0905.0695. * Brief entry *.

[63] M. Kowalski et al. Improved Cosmological Constraints from New, Old and Combined Supernova Datasets. *Astrophys.J.*, 686 :749–778, 2008, 0804.4142.

[64] J. Dunkley, D.N. Spergel, E. Komatsu, G. Hinshaw, D. Larson, et al. Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Bayesian Estimation of CMB Polarization Maps. 2008, 0811.4280. * Brief entry *.

[65] Z. Ivezic et al. LSST : from Science Drivers to Reference Design and Anticipated Data Products. 2008, 0805.2366.

[66] Heidi Jo Newberg et al. The Ghost of Sagittarius and Lumps in the Halo of the Milky Way. *Astrophys. J.*, 569 :245–274, 2002, astro-ph/0111095.

[67] Daniela Carollo and Timothy C. Beers. The Dichotomy of the Halo of the Milky Way. *AIP Conf.Proc.*, 1016 :83–88, 2008, 0804.2183. * Brief entry *.

[68] K. Gilmore L. Hale W. Whistler S.S. Olivier, L. Seppala. Lsst camera optics. June 2006.

[69] M. Fukugita, T. Ichikawa, J.E. Gunn, M. Doi, K. Shimasaku, et al. The Sloan digital sky survey photometric system. *Astron.J.*, 111 :1748, 1996.

[70] W.P. Kuhn S. Olivier D. Phillion J.Richards J.Sebag H.E. Schwarz W.J. Gressler, C.F. Claver and the LSST Corporation. Lsst wavefront and alignment sensing. 2006.

[71] David L. Burke ; T. Axelrod ; Aurélien Barrau ; Sylvain Baumont ; Stéphane Blondin ; Charles Claver ; Alexia Gorecki ; Zeljko Ivezic ; Lynne Jones ; Victor Krabbendam ; Ming Liang ; Abhijit Saha ; Allyn Smith ; R. Christopher Smith ; Christopher W. Stubbs ; Christophe Vescovi ; LSST Project Team. Calibration of the lsst instrumental and atmospheric photometric passbands. 7737, July 2010.

[72] David L Burke, T Axelrod, Chuck Claver, Allyn Smith, R Chris Smith, and Christopher W Stubbs. Precision determination of atmospheric extinction at optical and near-infrared wavelengths. *The Astrophysical Journal*, pages 811–823, 2010.

[73] N. Regnault, A. Conley, J. Guy, M. Sullivan, J.-C. Cuillandre, et al. Photometric Calibration of the Supernova Legacy Survey Fields. *Astron.Astrophys.*, 506 :999–1042, 2009, 0908.3808.

[74] Gustavo Bruzual A. and Stephane Charlot. Spectral evolution of stellar populations using isochrone synthesis. *Astrophys. J*, 405 :538–553, 1993.

[75] Michel Fioc and Brigitte Rocca-Volmerange. PEGASE : a UV to NIR spectral evolution model of galaxies - Application to the calibration of bright galaxy counts. *Astron. Astrophys.*, 326 :950, 1997, astro-ph/9707017.

[76] G. D. Coleman, C.-C. Wu, and D. W. Weedman. Colors and magnitudes predicted for high redshift galaxies. , 43 :393–416, July 1980.

[77] A. L. Kinney, D. Calzetti, R. C. Bohlin, K. McQuade, T. Storchi-Bergmann, and H. R. Schmitt. Template Ultraviolet to Near-Infrared Spectra of Star-forming Galaxies and Their Application to K-Corrections. , 467 :38–+, August 1996.

[78] Tomas Dahlen, Bahram Mobasher, Stephanie Jouvel, Jean-Paul Kneib, Olivier Ilbert, et al. SuperNova Acceleration Probe (SNAP) : Investigating Photometric Redshift Optimization. *Astron.J.*, 2007, 0710.5532.

[79] Narciso Benitez. Bayesian photometric redshift estimation. *Astrophys. J.*, 536 :571–583, 2000, astro-ph/9811189.

[80] H. K. C. Yee. Photometric Redshift Techniques : Reliability and Applications. 1998, astro-ph/9809347.

[81] Christophe JEAN. *Etude de l'extinction par la poussière interstellaire dans les lentilles gratationnelles.* PhD thesis, Université de Liège.

[82] Daniella Calzetti et al. The Dust Content and Opacity of Actively Star-Forming Galaxies. *Astrophys. J.*, 533 :682–695, 2000, astro-ph/9911459.

[83] Jason A. Cardelli, Geoffrey C. Clayton, and John S. Mathis. The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction. *Astrophys. J.*, 345 :245–256, 1989.

[84] Piero Madau. The intergalactic medium. 2000, astro-ph/0005106. * Brief entry *.

[85] P. Madau. Radiative transfer in a clumpy universe : The colors of high-redshift galaxies. , 441 :18–27, March 1995.

[86] Tomas Dahlen et al. The Evolution of the Optical and Near-Infrared Galaxy Luminosity Functions and Luminosity Densities to z 2. *Astrophys. J.*, 631 :126–144, 2005, astro-ph/0505297.

[87] M. Giavalisco, M. Dickinson, H.C. Ferguson, S. Ravindranath, C. Kretchmer, et al. The Rest-frame uv luminosity density of star-forming galaxies at redshifts z gt ; 3.5. *Astrophys.J.*, 600 :L103–L106, 2004, astro-ph/0309065.

[88] David W. Hogg, Ivan K. Baldry, Michael R. Blanton, and Daniel J. Eisenstein. The K correction. 2002, astro-ph/0210394.

[89] Olivier Le Fevre, L. Guzzo, B. Meneux, A. Pollo, A. Cappi, et al. The VIMOS VLT Deep Survey - The Evolution of galaxy clustering to z = 2.1 from first epoch observations. *Astron.Astrophys.*, 2004, astro-ph/0409135.

[90] Marc Davis, Jeffrey A. Newman, Sandra M. Faber, and Andrew C. Phillips. The DEEP2 Redshift Survey. 2000, astro-ph/0012189.

[91] Marc Davis, Sandra M. Faber, Jeffrey A. Newman, Andrew C. Phillips, R.S. Ellis, et al. Science objectives and early results of the DEEP2 redshift survey. *Proc.SPIE Int.Soc.Opt.Eng.*, 4834 :161–172, 2003, astro-ph/0209419.

[92] B. Garilli et al. The Vimos VLT Deep Survey : Global properties of 20000 galaxies in the $\mathrm{I}_A B <= 22.5 WIDEsurvey. 2008, 0804.4568$.

[93] S.J. Lilly et al. zCOSMOS : A Large VLT/VIMOS redshift survey covering 0¡z¡3 in the COSMOS field. *Astrophys.J.Suppl.*, 172 :70–85, 2007, astro-ph/0612291.

[94] Edward M. Edmondson, Lance Miller, and Christian Wolf. Bayesian Photometric Redshifts for Weak Lensing Applications. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 371 :1693–1704, 2006, astro-ph/0607302.

[95] Glen Cowan. *Statistical Data Analysis*. Claderon Press, 1998.

[96] Olivier Ilbert et al. Accurate photometric redshifts for the CFHT Legacy Survey calibrated using the VIMOS VLT Deep Survey. 2006, astro-ph/0603217.

[97] Stephane Arnouts, Stefano Cristiani, Lauro Moscardini, Sabino Matarrese, Francesco Lucchin, et al. Measuring and modeling the redshift evolution of clustering : The Hubble Deep Field North. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 310 :540–556, 1999, astro-ph/9902290.

[98] S. Arnouts, L. Moscardini, E. Vanzella, S. Colombi, S. Cristiani, et al. Measuring the redshift evolution of clustering : The Hubble deep field south. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 329 :355, 2002, astro-ph/0109453.

[99] D. Wittman. What Lies Beneath : Using p(z) to Reduce Systematic Photometric Redshift Errors. *Astrophys. J.*, 700 :L174–L177, 2009, 0905.0892.

[100] D. Schlegel, F. Abdalla, T. Abraham, C. Ahn, C.Allende Prieto, et al. The BigBOSS Experiment. 2011, 1106.1706.

[101] Andreas Hocker, J. Stelzer, F. Tegenfeldt, H. Voss, K. Voss, et al. TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis. *PoS*, ACAT :040, 2007, physics/0703039.

[102] Adrian A. Collister and Ofer Lahav. ANNz : estimating photometric redshifts using artificial neural networks. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 116 :345–351, 2004, astro-ph/0311058.

[103] Sean M. Carroll, William H. Press, and Edwin L. Turner. The Cosmological constant. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 30 :499–542, 1992.

[104] Gert Huetsi. Acoustic oscillations in the sdss dr4 luminous red galaxy sample power spectrum. *Astron.Astrophys.*, 449 :891–902, 2006, astro-ph/0512201.

RÉSUMÉ

Il y a plus de dix ans que l'accélération de l'expansion de l'Univers a été mise en évidence grâce aux observations des supernovae de type Ia, puis confirmée par d'autres sondes. Cette découverte a changé notre compréhension du contenu énergétique de l'Univers puisque pour expliquer une telle accélération, une composante supplémentaire de matière est nécessaire et contribue à hauteur de 70% environ. Cette dernière est appelé "énergie noire". Elle affecte aussi bien les mesures de distance, que la croissance des sur-densités de matière qui donnent naissance aux structures. Les principales sondes sensibles à la nature de l'énergie noire sont les supernovae de type Ia, les amas de galaxies, les lentilles gravitationnelles, et les oscillations acoustiques des baryons (BAO). Afin de contraindre précisément les modèles théoriques donnant un sens physique clair à l'énergie noire, l'observation conjointe de ces quatre sondes est très efficace. Le niveau de précision sur la mesure des observables cosmologiques requis pour contraindre les paramètres des modèles d'énergie noire est tel qu'une nouvelle génération de projets a récemment vu le jour avec, notamment, le télescope LSST (Large Synoptic Survey Telescope). Avec miroir primaire de 8.4 mètres de diamètre, il produira un catalogue couvrant la moitié du ciel observable dans 6 bandes photométriques. Sa caméra sera la plus perfectionnée jamais construite dans le monde. Cette thèse présente à la fois un aspect expérimental et une étude phénoménologique. Le travail exposé porte tout d'abord sur l'élaboration du banc d'étalonnage de la caméra de LSST et sur des premières mesures optiques validant le schéma de principe du banc. Nous avons conçu un système permettant à la fois une validation efficace de la caméra avant sa mise en place sur le télescope et un étalonnage précis du plan focal. Nous présenterons ensuite une simulation détaillée des BAO dédiée à LSST et tentant de prédire à quelle précision les paramètres d'énergie noire pourront être contraints. L'accent est mis sur la production d'un catalogue photométrique de galaxies simulé ainsi que sur une méthode de calcul des redshifts photométriques.

ABSTRACT

More than ten years ago, the accelerated expansion of the Universe was discovered, by type Ia supernovae, and then confirmed by other probes. This discovery has changed our understanding of the energetic content of the Universe. Indeed, in order to explain such an acceleration, a new component has to be introduced and it must contribute to 70% of the total energy density. This component, so called Dark Energy, affects both cosmological distances and growth of structures from which galaxies originates. The main cosmological probes of dark energy are the type Ia supernovae, the galaxy cluster count, the weak gravitational lensing and the baryon acoustic oscillations. In order to precisely constrain theoretical models joint observations of all four probes are very efficient. The required level of precision on cosmological measurements is so high that a new generation of instruments is growing, among which the Large Synoptic Survey Telescope (LSST). With a primary mirror of 8.4 m diameter, it will cover half of the optical sky in six photometric bandpasses. Its camera will be the world biggest camera ever constructed. This thesis treats both an experimental and phenomenological aspects. Firstly, the work presented here consists in the development of the LSST camera calibration optical bench. We have have designed a system allowing both an efficient commissioning of the camera before its installation on the telescope, and a precise calibration of the focal plane. Preliminary measurements validating the design of the bench will be presented. Secondly, a detailed BAO simulation dedicated to LSST will be introduced. Its main goal is to predict the level of precision on the dark energy equation of state parameter reconstruction that will be reached with LSST. We will stress on the production of a mock photometric galaxy catalog and on the photometric redshifts computation.