Construction d'un spectrographe et recherche de quasars pour le projet d'étude de l'énergie noire, DESI

Charles-Antoine Claveau

▶ **To cite this version:**

Charles-Antoine Claveau. Construction d'un spectrographe et recherche de quasars pour le projet d'étude de l'énergie noire, DESI. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Paris Saclay (COmUE), 2019. Français. NNT : 2019SACLS255 . tel-02429011

HAL Id: tel-02429011

https://theses.hal.science/tel-02429011

Submitted on 6 Jan 2020

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 PARIS-SACLAY

UNIVERSITÉ PARIS SUD
Comprendre le monde, construire l'avenir

NNT : 2019SACLS255

Thèse de doctorat

Construction d'un spectrographe et recherche de quasars pour le projet d'étude de l'énergie noire, DESI

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay
préparée à Université Paris-Sud

École doctorale n°576 Particules, Hadrons, Énergie, Noyau, Instrumentation, Imagerie, Cosmos et Simulation (PHENIICS)
Spécialité de doctorat : Astroparticules et Cosmologie

Thèse présentée et soutenue à Gif-sur-Yvette, le 1er octobre 2019, par

CHARLES-ANTOINE CLAVEAU

Composition du Jury :

Réza Ansari Professeur des universités, Université Paris-Saclay (LAL)	Président
Pierre Antilogus Directeur de recherche, Université Pierre-et-Marie-Curie (LPNHE)	Rapporteur
Jean-Gabriel Cuby Astronome, Université d'Aix-Marseille (LAM)	Rapporteur
Anand Raichoor Chargé de recherche, EPFL (LASTRO)	Examinateur
Christophe Yèche Directeur de recherche, Université Paris-Saclay (CEA/IRFU/DPhP)	Co-Directeur de thèse
Christophe Magneville Directeur de recherche, Université Paris-Saclay (CEA/IRFU/DPhP)	Co-directeur de thèse

Table des matières

Table des matières **1**

Remerciements **5**

Introduction **7**

1 Cosmologie **9**
1.1 Géométrie et contenu de l'Univers . . . 10
1.1.1 Équation d'Einstein . . . 10
1.1.2 Principe cosmologique . . . 11
1.1.3 Métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker . . . 11
1.1.4 Équations de Friedmann . . . 13
1.1.5 Conservation de l'énergie . . . 13
1.1.6 Décalage spectral et distances . . . 16
1.2 Modèle standard : ΛCDM . . . 20
1.2.1 Matière noire . . . 21
1.2.2 Énergie noire . . . 22
1.2.3 Les trois grandes ères de l'Univers . . . 23
1.3 Prédictions et observables . . . 24
1.3.1 Fonction de corrélation et spectre de puissance de la matière . . . 25
1.3.2 Fond diffus cosmologique . . . 26
1.3.3 Oscillations acoustiques de baryons . . . 28
1.3.4 Distorsions dans l'espace des redshifts . . . 30
Bibliographie . . . 34

2 Science et instrument de DESI **39**
2.1 Science de DESI . . . 40
2.1.1 Objectifs scientifiques . . . 40
2.1.2 Traceurs de la matière . . . 41
2.2 Instrument de DESI . . . 43
2.2.1 Télescope et correcteur grand champ . . . 44
2.2.2 Plan focal et système de fibres . . . 45
2.2.3 Spectrographe . . . 48
2.2.4 Cryostats . . . 50
2.2.5 Opérations et traitement des données . . . 53
2.2.6 Validation des performances . . . 56
Bibliographie . . . 59

3 Intégration et alignement des capteurs **61**
3.1 Intégration des CCD . . . 62
3.1.1 Alignement en salle blanche . . . 62
3.1.2 Crayon optique . . . 64
3.1.3 Caractérisation des CCD . . . 68
3.2 Configuration optique de l'outil microlentilles . . . 69
3.2.1 Propagation de la lumière . . . 71
3.2.2 Miroir parabolique . . . 79
3.2.3 Matrice de microlentilles . . . 83
3.2.4 Lame plate à faces parallèles . . . 92
3.2.5 Capteur CCD . . . 96
3.2.6 Source lumineuse . . . 97
3.3 Simulation de l'outil microlentilles . . . 100
3.3.1 Génération des images CCD . . . 101
3.3.2 Pipeline d'analyse des images CCD . . . 104
3.3.3 Formulation mathématique de la transformation CCD . . . 105
3.3.4 Résultats . . . 109
3.4 Structure mécanique de l'outil microlentilles . . . 114
3.4.1 Alignement de l'outil . . . 117
3.4.2 Flexion . . . 123
3.5 Résultats . . . 126
3.5.1 Spots images projetés . . . 126
3.5.2 Tests préliminaires . . . 128
3.5.3 Mesure de la position des CCD . . . 133
3.5.4 Défauts électroniques identifiés . . . 139
3.6 Conclusion . . . 142
Bibliographie . . . 143

4 Sélection des quasars cibles **145**
4.1 Relevés photométriques . . . 146
4.1.1 Spécifications des relevés au sol . . . 147
4.1.2 DECaLS (Dark Energy Camera Legacy Survey) . . . 150
4.1.3 BASS (Beijing-Arizona Sky Survey) . . . 150
4.1.4 MzLS (Mosaic z-band Legacy Survey) . . . 150
4.1.5 WISE (Wide-Field Infrared Survey Explorer) . . . 151
4.2 Les quasars . . . 152
4.2.1 Physique des quasars . . . 153
4.2.2 Spectre des quasars . . . 155
4.2.3 Vers la sélection des quasars . . . 157
4.2.4 Fonction de luminosité des quasars . . . 160
4.2.5 Catalogue de quasars . . . 161
4.3 Technique de sélection des quasars . . . 165
4.3.1 Collecte et préparation des données . . . 165
4.3.2 Machine learning et algorithme de classification . . . 173
4.3.3 Échantillons d'entraînement . . . 184
4.3.4 Échantillons de test et métriques . . . 186
4.4 Scénarios de sélection testés . . . 191

4.4.1 Méthode classique des coupures couleurs 191
4.4.2 Techniques basées sur des *Random Forest* 193
4.4.3 Résultats 194
4.5 Conclusion 207
Bibliographie 209

Conclusion **215**

Remerciements

Je tiens à remercier mes deux directeurs de thèse, Christophe Yèche et Christophe Magneville, pour leur encadrement, leurs conseils avisés et la patience dont ils ont fait preuve au cours de ces trois années. J'ai eu la chance d'avoir un sujet de thèse comportant deux volets, un premier volet instrumental et un second plus astrophysique. Vous m'avez offert l'opportunité de présenter mon travail lors des réunions de collaboration de DESI, notamment à Berkeley et à Barcelone, ainsi que d'effectuer plusieurs missions au sein de l'entreprise Winlight System et un séjour de 10 jours à l'Observatoire de Haute Provence (OHP).

Je remercie mes deux rapporteurs, Pierre Antilogus et Jean-Gabriel Cuby, pour leur lecture attentive de mon manuscrit de thèse et leurs remarques constructives qui ont contribué à améliorer la qualité de ce document. Je remercie aussi tous les des membres de mon jury de thèse, à savoir Réza Ansari, président du jury, et Anand Raichoor en plus de mes deux rapporteurs et de mes deux directeurs de thèse, d'avoir accepté d'examiner mon travail de thèse.

Je remercie l'ensemble du groupe de cosmologie du DPhP pour son accueil et les échanges très profitables que j'ai pu avoir avec les permanents sur leur expérience en recherche. Je remercie Nathalie Palanque-Delabrouille pour son expertise et ses commentaires précieux sur la partie sélection des quasars. J'ai apprécié les discussions partagées avec Étienne Burtin tout en dégustant l'excellent café du self. Je n'oublie pas aussi les collègues du DEDIP avec qui j'ai pu travailler sur les spectrographes de DESI. Merci à Pierre-Henri Carton pour ses nombreuses explications sur les cryostats. Un très grand merci à Erwann Aubernon pour son aide et son investissement pour le développement du banc optique ainsi que pour sa disponibilité, en particulier pour les $(\mathrm{re})^{\mathrm{N}}$-mesures en salle blanche des matrices de microlentilles. Je remercie également Bertrand Vallage d'avoir accepté d'être mon parrain et Samuel Ronayette pour son accueil et son accompagnement tout au long de mon séjour à l'OHP.

Mon cher Bureau 41B, tu m'as toujours reçu "porte ouverte", qu'il soit 7h30 ou 22h00. J'ai eu beaucoup de plaisir à cohabiter dans ce bureau avec deux brillants mineurs. Clément Leloup, ton humour fait référence, merci de m'avoir fait découvrir le défunt galiléon. Arnaud de Mattia, ta ténacité est exemplaire, merci d'avoir partagé ta passion du clustering des ELG (et ta jovialité). À l'héritier de mon bureau, Corentin Ravoux, merci à toi d'avoir apporté ta bonne

humeur au 41B. Je garde de très bons souvenirs de tous les moments passés avec chacun des doctorants du groupe cosmo, notamment lors des déjeuners et de nos quelques missions effectuées en dehors du CEA.

Je pense aussi à ma famille et à tous mes copains de Montlulu – charmante ville de province très prisée des parisiens – que je n'ai pu voir assez souvent ces trois années. Je vous savais à mes côtés néanmoins. Ce doctorat, et les années d'études qui l'ont précédé, je les dédie à mes grands parents maternels. Vous vous êtes occupés de moi jusqu'au bout, pour que je puisse réussir mes études et surtout ne manquer de rien (c.f. ma DS3 devenue DS4). Enfin, je Te suis infiniment reconnaissant sans pouvoir Te citer pour Ton écoute et Ta présence permanente.

Introduction

La cosmologie étudie l'origine, la structure et l'évolution de l'Univers. Elle s'appuie sur le modèle standard de la cosmologie qui suppose l'existence d'un secteur sombre composé de matière noire et d'énergie noire. Cette seconde composante domine à environ 70% le contenu en énergie de l'Univers. Néanmoins, la nature de l'énergie noire reste inconnue.

De nombreux programmes d'observation dédiés à l'étude de l'énergie noire sont en cours de préparation. Le défi majeur de ces programmes est de cartographier les structures de l'univers pour mesurer les paramètres cosmologiques avec un gain en précision d'un ordre de grandeur par rapport aux contraintes actuelles. Le projet *Dark Energy Spectroscopic Instrument* (DESI) réalisera un relevé spectroscopique de 35 millions de galaxies à partir de 2020 et remontera de 10 milliards d'années dans le passé de l'Univers. Il utilisera le télescope Mayall de $4\,\mathrm{m}$ situé en Arizona du Kitt Peak National Observatory.

L'instrument de DESI est doté d'un spectrographe multi-objets capable de mesurer simultanément les spectres de 5000 cibles célestes. Les capteurs sur lesquels seront projetés ces spectres doivent être alignés très précisément au sein des enceintes des cryostats du spectrographe. Différentes catégories de cibles seront observées. Parmi celles-ci, les quasars sont des astres très brillants et très lointains. Ils sont des candidats idéaux pour cartographier les structures de l'univers.

Ce manuscrit de thèse est organisé en quatre chapitres. Le chapitre 1 introduit les ingrédients du modèle standard de la cosmologie appelé ΛCDM et les interrogations qu'il pose aujourd'hui. Les objectifs scientifiques de DESI et le fonctionnement de son instrument sont exposés chapitre 2. Au cours de mon doctorat, j'ai participé à deux activités dédiées à la préparation du relevé DESI. L'alignement des capteurs CCD et l'élaboration d'un dispositif de mesure de leur position sont décrits chapitre 3. Le chapitre 4 présente la technique de sélection des quasars cibles que j'ai développée.

Chapitre 1

Cosmologie

Sommaire

1.1 Géométrie et contenu de l'Univers 10
1.1.1 Équation d'Einstein 10
1.1.2 Principe cosmologique 11
1.1.3 Métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker 11
1.1.4 Équations de Friedmann 13
1.1.5 Conservation de l'énergie 13
1.1.6 Décalage spectral et distances 16
1.2 Modèle standard : ΛCDM 20
1.2.1 Matière noire 21
1.2.2 Énergie noire 22
1.2.3 Les trois grandes ères de l'Univers 23
1.3 Prédictions et observables 24
1.3.1 Fonction de corrélation et spectre de puissance de la matière 25
1.3.2 Fond diffus cosmologique 26
1.3.3 Oscillations acoustiques de baryons 28
1.3.4 Distorsions dans l'espace des redshifts 30
Bibliographie 34

Ce chapitre expose les concepts de base de la cosmologie moderne. Il est inspiré des cours "*Cosmology and Astroparticles*" et "*Advanced Cosmology*" du Master 2 NPAC (*Nuclei, Particles, Astroparticles and Cosmology*) de l'Université Paris-Saclay que j'ai suivis la première année de ma thèse. Il s'appuie aussi sur le livre "*Fundamentals of Cosmology*" de Jim Rich (CEA Saclay).

1.1 Géométrie et contenu de l'Univers

1.1.1 Équation d'Einstein

Il sera fait usage de la convention de sommation d'Einstein, qui consiste à sommer sur les indices répétés. En relativité générale, la géométrie de l'espace-temps est décrite par le tenseur métrique $g_{\mu\nu}$ d'inverse $g^{\mu\nu}$ avec $\mu, \nu \in \{0, 1, 2, 3\}$. L'élément de longueur ds entre les points $\overrightarrow{x}$ et $\overrightarrow{x} + d\overrightarrow{x}$ s'écrit :

$$ds^2 = g_{\mu\nu}\left(\overrightarrow{x}\right) dx^\mu dx^\nu \tag{1.1}$$

où $\overrightarrow{x} = \left(x^0, x^1, x^2, x^3\right)$ est le système de coordonnées utilisé. Il est constitué de 4 dimensions : une de temps notée t et trois d'espace. Il sert à définir où et quand un événement survient. Le tenseur métrique est symétrique et dépend de la position considérée.

L'équation d'Einstein est donnée par l'éq. 1.2 suivante homogène à des $\left[L^{-2}\right]$:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \tag{1.2}$$

$$G_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}\,, \qquad G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu} \tag{1.3}$$

G est la constante de Newton. Λ est la constante cosmologique introduite pour la première fois par Einstein afin d'obtenir un Univers statique. Aujourd'hui, elle est remplacée par une composante appelée énergie noire de densité d'énergie constante. $R = g^{\mu\nu} R_{\mu\nu}$ est le scalaire de Ricci. $R_{\mu\nu}$ est le tenseur de Ricci qui rend compte de la déformation de l'espace-temps et dépend des dérivées du tenseur métrique par rapport aux coordonnées. $T_{\mu\nu}$ est le tenseur énergie-impulsion de la matière qui décrit le contenu en énergie (non gravitationnelle) et en matière de l'espace-temps. Ainsi, l'éq. 1.2 relie la géométrie de l'espace-temps à son contenu en énergie et en matière. Pour un fluide parfait statique, le tenseur énergie-impulsion prend la forme simple :

$$T^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} \rho g^{00} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -p g^{11} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -p g^{22} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -p g^{33} \end{pmatrix} \tag{1.4}$$

où ρ et p sont respectivement la densité d'énergie incluant l'énergie due à sa masse ($E = mc^2$) et la pression du fluide.

1.1.2 Principe cosmologique

La cosmologie moderne repose sur l'équation d'Einstein 1.2. Elle s'appuie aussi sur deux principes. L'Univers est homogène et isotrope. Aucune position et aucune direction ne sont privilégiées. Du fait de l'existence de structures et d'objets comme les étoiles et les galaxies, ces hypothèses sont vérifiées statistiquement à grande échelle. L'Univers est globalement homogène à des échelles plus grandes que la distance moyenne intergalactique de $\sim 100\,\mathrm{Mpc}$ [1]. L'observation du fond diffus cosmologique (CMB pour Cosmic Microwave Background) [1] dont la température est identique dans toutes les directions de l'espace ($\sim 2.73\,\mathrm{K}$) à des fluctuations près de l'ordre de $1 \times 10^{-5}\,\mathrm{K}$. En conséquence, l'Univers apparaît le même à tous les observateurs, indépendamment de leurs positions individuelles.

1.1.3 Métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker

Comme l'Univers est considéré homogène et isotrope, sa métrique doit être la solution la plus symétrique de l'équation d'Einstein, avec une courbure spatiale uniforme. Cette métrique est celle dite de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW). Elle s'écrit en coordonnées sphériques (ct, r, θ, ϕ) :

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{a^2(t)}{1-kr^2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a^2(t)\, r^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & a^2(t)\, r^2 \sin^2(\theta) \end{pmatrix} \tag{1.5}$$

où $a(t)$ est une fonction du temps appelée facteur d'échelle et quantifie l'expansion de l'Univers. Une particule au repos de coordonnées (r, θ, ϕ) restera au repos aux mêmes coordonnées pendant l'expansion. Ces coordonnées sont dites comobiles. La constante de courbure k peut prendre les valeurs +1, 0 et -1 selon la topologie de l'espace 3D (voir figure 1.1) :

$$k = \begin{cases} +1 & \text{courbure positive, Univers fermé} \\ 0 & \text{courbure nulle, Univers plat} \\ -1 & \text{courbure négative, Univers ouvert} \end{cases} \tag{1.6}$$

En procédant au changement de variable suivant :

$$\chi(r) = \int_0^r \frac{dr'}{\sqrt{1-kr'^2}} = \begin{cases} \arcsin(r) & k = +1 \\ r & k = 0 \\ \sinh^{-1}(r) & k = -1 \end{cases} \Leftrightarrow S_k(\chi) = \begin{cases} \sin(\chi) & k = +1 \\ \chi & k = 0 \\ \sinh(\chi) & k = -1 \end{cases} \tag{1.7}$$

1. Le *parsec*, de symbole *pc*, est une unité de longueur utilisée en astronomie, définie comme valant exactement $\frac{648000}{\pi}$ ua (unité astronomique), soit 3.26 années-lumière. 1 Mpc vaut 1×10^6 pc.

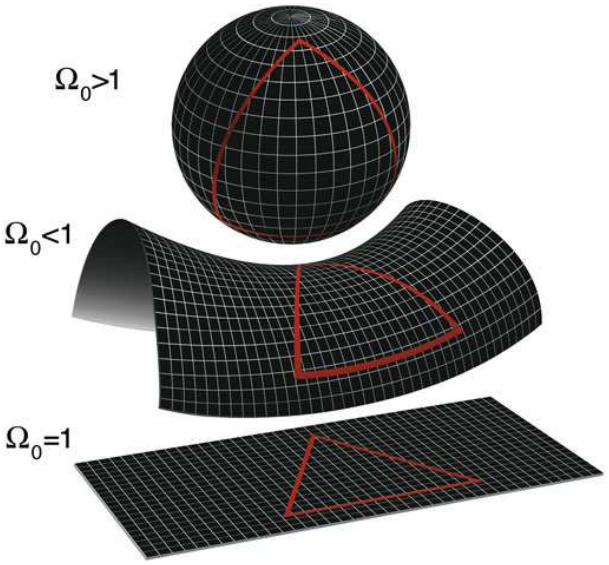


FIGURE 1.1 Les trois topologies possibles de l'Univers représentées en 2 dimensions (au lieu de 3) en fonction de la valeur de la constante de courbure k. De haut en bas : surface sphérique (Univers fermée), hyperbolique (Univers ouvert) et plane.

où S_k est la solution de l'équation $S_k(\chi) = r$, l'éq. 1.1 de la distance ds entre deux points voisins infiniment proches se réécrit :

$$ds^2 = -c^2dt^2 + a^2(t)\left(d\chi^2 + S_k^2(\chi)\, d\Omega^2\right) \tag{1.8}$$

où $d\Omega^2 = d\theta^2 + \sin^2(\theta)\, d\phi^2$ est l'angle solide infinitésimal.

Dans le cas d'une courbure non nulle, le facteur d'échelle représente le rayon de courbure de l'espace 3D. Le paramètre de Hubble noté H correspond au taux de variation du facteur d'échelle et est donné par :

$$H(t) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)} \tag{1.9}$$

Le point dans cette équation exprime ici la dérivée de a par rapport au temps t. L'instant présent est noté t_0. Les quantités évaluées à t_0 sont indicées par un 0. Par convention, a_0 est fixé à 1. Le signe de $\dot{a}$ indique si l'Univers est en train de se contracter ($\dot{a} < 0$), de se dilater ($\dot{a} > 0$) ou est statique ($\dot{a} = 0$) et conditionne donc l'évolution de l'Univers. Une découverte majeure du XX$^{\text{e}}$ siècle est que notre Univers est en expansion. En 1929, Edwin Hubble a établi la relation entre la distance d des galaxies et leur vitesse v de récession, expliquée à l'époque par l'effet Doppler, telle que $v = H_0 d$. H_0 est appelée constante de Hubble [2]. Une pratique courante est d'introduire la constante de Hubble sans dimension notée h telle que $H_0 = 100h\,\mathrm{km\,s^{-1}\,Mpc^{-1}}$, où toutes les incertitudes relatives à H_0 sont reléguées à h. L'expansion de l'Univers sous-tend la théorie du Big Bang. Elle est confortée par d'autres observations que sont le CMB et l'abondance des éléments légers (hydrogène, hélium, lithium) présents dans l'Univers et formés au moment de la nucléosynthèse primordiale.

1.1.4 Équations de Friedmann

L'équation d'Einstein 1.2 peut être réduite à deux équations scalaires en considérant la métrique FLRW éq. 1.5 et le tenseur énergie-impulsion éq. 1.4. Ce sont les équations de Friedmann :

$$H^2(t) = \frac{8\pi G}{3}\rho(t) + \frac{\Lambda}{3} - \frac{k}{a^2(t)} \tag{1.10}$$

$$\frac{\ddot{a}(t)}{a(t)} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho(t) + 3p(t)) + \frac{\Lambda}{3} \tag{1.11}$$

où ρ est la densité totale d'énergie de la matière, qu'elle soit relativiste (comme les neutrinos animés d'une grande énergie cinétique) ou non relativiste, et des radiations (photons) et p la pression exercée par ces deux composantes. Ces équations relient l'évolution du facteur d'échelle a, c'est-à-dire l'expansion de l'Univers, à travers le paramètre de Hubble H, au contenu en énergie de l'Univers.

1.1.5 Conservation de l'énergie

La première loi de la thermodynamique est appliquée en admettant que l'expansion de l'Univers est un processus adiabatique. La variation de l'énergie notée dE d'un système pour un changement adiabatique de volume noté dV s'écrit selon l'équation suivante traduisant la conservation de la densité totale d'énergie dans un Univers en expansion :

$$dE + pdV = 0 \tag{1.12}$$

et par conservation du tenseur énergie-impulsion, on a :

$$\dot{\rho} = -3H(\rho + p) \tag{1.13}$$

Pour un fluide caractérisé par une équation d'état $p = w\rho$, l'équation précédente de conservation de l'énergie devient :

$$\frac{\dot{\rho}}{\rho} = -3(w+1)\frac{\dot{a}}{a} \tag{1.14}$$

et conduit à la solution générale suivante :

$$\rho(t) = \rho(t_0)\, a(t)^{-3(w+1)} \tag{1.15}$$

L'évolution de l'expansion de l'Univers en fonction du temps précise quelle composante du contenu de l'Univers est dominante. La matière non relativiste n'exerce pas de pression, donc

$p_m = 0$, et sa densité est inversement proportionnelle au volume :

$$\rho_m(t) = \rho_{m,0} a(t)^{-3} \tag{1.16}$$

L'équation d'état du rayonnement est $\rho_r = 3p_r$, d'où :

$$\rho_r(t) = \rho_{r,0} a(t)^{-4} \tag{1.17}$$

La constante cosmologique est associée à une densité constante d'énergie appelée énergie noire :

$$\rho_\Lambda = \frac{\Lambda}{8\pi G} \tag{1.18}$$

Par identification avec l'éq. 1.15, la constante cosmologique est alors interprétée comme un fluide de densité constante avec une pression négative $p_\Lambda = w_\Lambda \rho_\Lambda$ où $w_\Lambda = -1$. Cette forme est la plus simple d'énergie noire, par exemple certains modèles utilisent une équation d'état de l'énergie noire où w est dépendante du temps. La constante k est associée à une densité d'énergie de courbure :

$$\rho_k(t) = -\frac{3k}{8\pi G a^2(t)} \tag{1.19}$$

La densité d'énergie totale présente dans l'Univers, comprenant matière relativiste et non relativiste, constante cosmologique et courbure, est appelée densité critique :

$$\rho_c(t) = \frac{3H^2(t)}{8\pi G} \tag{1.20}$$

Cette densité critique est équivalente aujourd'hui à environ 6 protons/m^{-3}. Les paramètres normalisés de densité sont définis tels que :

$$\Omega_m = \frac{\rho_m}{\rho_c}, \qquad \Omega_r = \frac{\rho_r}{\rho_c}, \qquad \Omega_\Lambda = \frac{\rho_\Lambda}{\rho_c}, \qquad \Omega_k = \frac{\rho_k}{\rho_c} \tag{1.21}$$

Si le contenu de l'Univers est un mélange de plusieurs composantes qui n'interagissent pas entre elles, chacune caractérisée par une équation d'état, la première équation de Friedmann 1.10 peut se réécrire comme une combinaison linéaire des solutions individuelles décrivant la densité de ces différentes composantes en fonction du temps :

$$\overline{H}^2(t) = \frac{H^2(t)}{H_0^2} = \Omega_{m,0} a^{-3}(t) + \Omega_{r,0} a^{-4}(t) + \Omega_{\Lambda,0} + \Omega_{k,0} a^{-2}(t) \tag{1.22}$$

En introduisant la quantité $\Omega_{tot} = \frac{\rho_{tot}}{\rho_c}$ avec $\rho_{tot} = \rho_m + \rho_r + \rho_\Lambda$, on a :

$$H^2(t)\left(1 - \Omega_{tot}(t)\right) = \frac{-k}{a^2(t)} \tag{1.23}$$

$$\Omega_{tot}(t) = 1 - \Omega_k(t) \tag{1.24}$$

et l'éq. 1.22 devient :

$$\overline{H}^2(t) = \Omega_{m,0} a^{-3}(t) + \Omega_{r,0} a^{-4}(t) + \Omega_{\Lambda,0} + (1 - \Omega_{tot,0}) a^{-2}(t) \tag{1.25}$$

Pour une courbure k fixée, le signe de la partie droite de l'éq. 1.23 ne peut changer au cours du temps, il en est de même pour la partie gauche. Par exemple, si $\Omega > 1$, l'Univers est de courbure positive, $k = +1$. Les trois situations possibles sont résumées ci-après :

$$\begin{cases} \Omega_{tot} > 1 \Leftrightarrow k = +1 & \text{courbure positive, Univers fermé} \\ \Omega_{tot} = 1 \Leftrightarrow k = 0 & \text{courbure nulle, Univers plat} \\ \Omega_{tot} < 1 \Leftrightarrow k = -1 & \text{courbure négative, Univers ouvert} \end{cases} \tag{1.26}$$

L'éq. 1.25 contient 5 paramètres, $(H_0, \Omega_{m,0}, \Omega_{r,0}, \Omega_{\Lambda,0}, \Omega_{k,0})$, dont 4 en fait réellement indépendants d'après l'éq. 1.24.

Âge de l'Univers

À partir de l'éq. 1.25, l'âge t_0 d'un Univers en expansion est donné par :

$$\begin{aligned} \overline{H}^2(t) &= \frac{1}{H_0^2} \left(\frac{da}{adt} \right)^2 \\ \Rightarrow t_0 &= \int_0^{t_0} dt = \frac{1}{H_0} \int_0^{a_0=1} \frac{da}{\sqrt{\Omega_{m,0} a^{-1} + \Omega_{r,0} a^{-2} + \Omega_{\Lambda,0} a^2 + (1 - \Omega_{tot,0})}} \end{aligned} \tag{1.27}$$

Univers plat

Pour un Univers plat, $k = 0$, la densité totale d'énergie est égale à la densité critique d'après l'éq. 1.24 et $\Omega_{tot} = 1$. À t_0, cette équation donne :

$$\Omega_{m,0} + \Omega_{r,0} + \Omega_{\Lambda,0} = 1 \Leftrightarrow \rho_{m,0} + \rho_{r,0} + \rho_{\Lambda,0} = \rho_{c,0} \tag{1.28}$$

De plus, la solution générale de l'éq. 1.10 pour un Univers plat constitué d'un seul fluide de densité $\Omega = 1$ et d'équation d'état $p = w\rho$ est :

$$a(t) = \left(\frac{t}{t_0} \right)^{\frac{2}{3(1+w)}}, \qquad t_0 = \frac{c}{1+w} \frac{1}{\sqrt{6\pi G \rho_0}}, \qquad H_0 = \frac{2}{3(1+w)} t_0^{-1} \tag{1.29}$$

1.1.6 Décalage spectral et distances

L'éq. 1.17, $\rho_r \propto a^{-4}$, indique que la densité d'énergie des radiations subit non seulement une dilution en a^{-3} due à l'expansion de l'Univers, mais aussi une perte d'énergie proportionnelle à a^{-1}. Cette perte d'énergie se traduit par une diminution de la longueur d'onde des radiations. Cet effet correspond au décalage spectral noté z de la lumière reçue d'objets distants et est défini par :

$$z = \frac{\lambda_0 - \lambda_e}{\lambda_e} \tag{1.30}$$

où λ_e est la longueur d'onde de la radiation à l'instant t_e de son émission et λ_0 la longueur d'onde reçue par l'observateur à l'instant t_0. La longueur d'onde λ_0 évolue comme le facteur d'échelle :

$$\lambda_0 = \lambda_e \frac{a_0}{a_e} \Rightarrow 1 + z = \frac{a_0}{a_e} = \frac{1}{a_e} \tag{1.31}$$

où $a_e = a(t_e)$. L'Univers étant en expansion, $a_e < a_0$, il y a donc un décalage vers le rouge, ou *redshift*, noté z avec $z \geqslant 0$, de la longueur d'onde au cours de la propagation des photons dans l'Univers. Ce décalage vers le rouge sert de mesure de la distance de l'objet observé ou de l'époque à laquelle les photons reçus aujourd'hui ont été émis. L'éq. 1.25 peut aussi être exprimée en fonction du redshift :

$$\overline{H}^2(z) = \Omega_{m,0}(1+z)^3 + \Omega_{r,0}(1+z)^4 + \Omega_{\Lambda,0} + (1 - \Omega_{tot,0})(1+z)^2 \tag{1.32}$$

La géométrie de l'espace-temps et le contenu en énergie de l'Univers sont mutuellement dépendants. Cette connexion entre contenant et contenu permet de contraindre l'un ou l'autre. Le principal messager exploité en astronomie pour sonder l'Univers est la lumière des astres observés grâce aux télescopes. L'information portée par les photons, en particulier dans leur distribution spectrale, est extraite afin de décrire la forme et la composition de l'Univers.

Distance comobile

Dans la métrique éq. 1.1, les photons suivent des géodésiques de longueurs nulles, $ds^2 = 0$:

$$0 = c^2 dt^2 - a^2(t)\left(d\chi^2 + S_k^2(\chi)\, d\Omega^2\right) \tag{1.33}$$

La distance comobile radiale $\chi(t_e)$ d'un objet ayant émis une onde à un temps t_e reçue à l'instant t_0 par un observateur situé en $\chi(t_0) = 0$ est obtenue par intégration de l'équation de géodésique précédente dans la direction radiale, les coordonnées θ et ϕ étant constantes au

cours de la propagation du photon :

$$\chi\left(t_e\right) = \int_{t_e}^{t_0} \frac{cdt}{a\left(t\right)} \tag{1.34}$$

D'après l'expression du paramètre de Hubble éq. 1.9, $dt = \frac{da}{aH}$:

$$\chi\left(a_e\right) = \int_{a_e}^{1} \frac{cda}{a^2 H\left(a\right)} \tag{1.35}$$

De plus, d'après les éq. 1.32 et 1.31 :

$$\chi\left(z_e\right) = \frac{c}{H_0} \int_0^{z_e} \frac{dz}{\overline{H}\left(z\right)} \tag{1.36}$$

La distance comobile est donc constante pour des objets se déplaçant avec le flot de Hubble, c'est-à-dire sans vitesse propre et uniquement soumis à l'expansion de l'Univers. La relation précédente indique que si le redshift et la distance comobile de plusieurs galaxies sont connus, il est possible de contraindre l'intégrale de H, autrement dit les paramètres H_0 et Ω_i. Cela dit, alors que la détermination du redshift des galaxies, basée par exemple sur la mesure de la position de certaines raies d'émission bien identifiées dans leur spectre, ne pose pas de difficulté, il n'en est pas de même pour la détermination de leur distance comobile.

Distance propre

La distance propre notée d_P est la distance réelle à l'objet à un instant t donné :

$$d_P\left(t\right) = a\left(t\right)\chi\left(t_e\right) \tag{1.37}$$

Distance de l'horizon

Les objets observables les plus distants sont ceux qui ont émis de la lumière à $t = 0$ reçue aujourd'hui à $t = t_0$ sur Terre. L'horizon est la surface sphérique de rayon noté d_H centrée sur la Terre et au-delà de laquelle il n'est pas possible de voir car la lumière venant d'objets situés en dehors de l'horizon n'a pas eu le temps de nous atteindre. Le rayon de l'horizon est donné par :

$$d_H = \int_0^{t_0} \frac{cdt}{a\left(t\right)} \tag{1.38}$$

Distance de luminosité

La distance de luminosité d'un objet, notée d_L et exprimée en parsec, est définie par la relation suivante entre le flux bolométrique (i.e. intégré sur toutes les fréquences), noté F et exprimé en $[\mathrm{W}]$, et l'éclairement bolométrique, noté E et exprimé en $\left[\mathrm{W\,m^{-2}}\right]$:

$$E = \frac{F}{4\pi d_L^2} \tag{1.39}$$

Considérons une source située à une distance comobile χ et émettant dN photons de fréquence moyenne ν_e à l'instant t_e pendant une durée infinitésimale dt. Le flux de photon F_e émis par cette source est :

$$F_e = \frac{dN h_{pl} \nu_e}{dt} \tag{1.40}$$

où h_{pl} est la constante de Planck. Dans le cas d'un Univers statique, l'éclairement E_S reçu est distribué à la surface de la sphère de rayon $r = S_k(\chi)$ (éq. 1.7) tel que :

$$E_S = \frac{F_e}{4\pi S_k^2(\chi)} \tag{1.41}$$

Cependant, dans un Univers en expansion, l'intervalle de temps dt est étendu et devient $dt' = (1+z)\,dt$. La fréquence de l'onde lumineuse est réduite selon l'éq. 1.31 et devient $\nu_0 = \frac{\nu_e}{1+z}$. Le flux effectif F_0 de l'objet à la distance $r = S_k(\chi)$ est :

$$F_0 = \frac{dN h_{pl} \nu_0}{dt'} = \frac{dN h_{pl} \nu_e}{(1+z)^2\,dt} = \frac{F_e}{(1+z)^2} \Rightarrow E_0 = \frac{F_0}{4\pi S_k^2(\chi)} = \frac{F_e}{4\pi S_k^2(\chi)(1+z)^2} \tag{1.42}$$

où E_0 est l'éclairement reçu, donc mesurable, par un observateur à l'instant t_0 après propagation des photons. D'après l'éq. précédente, $\frac{E_0}{F_e} = \frac{1}{4\pi S_k^2(\chi)(1+z)^2}$, combinée à l'éq. 1.39, la distance de luminosité peut s'exprimer en fonction de la métrique :

$$d_L = (1+z)\,S_k(\chi) = \frac{1}{a(t_e)} S_k(\chi) \tag{1.43}$$

La magnitude absolue M de l'objet est définie par :

$$M = -2.5 \log_{10}\left(\frac{F_e}{4\pi\,(10\,\mathrm{pc})^2}\right) + C \tag{1.44}$$

où C est une constante et sa magnitude apparente m par :

$$m = -2.5 \log_{10} \underbrace{\left(\frac{F_0}{4\pi S_k^2(\chi)}\right)}_{=E_0} + C \tag{1.45}$$

Le module de distance noté μ est donné par la relation suivante entre la magnitude absolue M de l'objet et sa magnitude apparente m :

$$\mu = m - M = 5\log_{10}\left(\frac{d_L}{10\,\mathrm{pc}}\right) = 5\log_{10}\left(d_L\right) - 5 \tag{1.46}$$

Ainsi, si la magnitude absolue de l'objet est connue et son éclairement reçu E_0 mesuré, il est possible d'en déduire sa distance de luminosité. Si en plus son redshift est mesuré, sa distance comobile peut être estimée. De tels objets astrophysiques dont la luminosité intrinsèque est connue sont appelés "chandelles standards". Il en existe deux types couramment utilisés. Les Céphéides sont des étoiles variables assez rares dont la luminosité est liée à leur périodicité. Elles sont observées jusqu'à $\sim 30\,\mathrm{Mpc}$. Les supernovae de type Ia correspondent à un système binaire d'étoiles dont l'une des deux est une naine blanche accrétant de la matière de son partenaire. Lorsque cette dernière atteint une masse critique définie par la limite dite de Chandrasekhar ($\sim 1.39\ \mathrm{M}_\odot$), elle explose en supernova et affiche une courbe de lumière caractéristique. Les supernovae sont très brillantes et sont observées jusqu'à plus de $z = 1$. La figure 1.2 montre le diagramme de Hubble construit à partir de l'observation de plus de 400 supernovae.

Distance angulaire

Un objet distant de dimension transverse, c'est-à-dire perpendiculaire à la ligne de visée de l'observateur, égale à l à l'instant t_e d'émission des photons et de diamètre angulaire apparent $\delta\theta$ à l'instant t_0 d'observation est associé à une distance angulaire notée d_A :

$$d_A = \frac{l}{\delta\theta} = a\left(t_e\right) S_k\left(\chi\right) = \frac{1}{1+z} S_k\left(\chi\right) \tag{1.47}$$

Distances angulaire et de luminosité sont reliées par la relation :

$$d_L = \left(1+z\right)^2 d_A \tag{1.48}$$

De la même manière qu'avec la distance de luminosité, la géométrie et le contenu de l'Univers peuvent être examinés, cette fois-ci non pas grâce à la connaissance de la luminosité absolue de l'objet mais à l'aide de la connaissance de sa dimension physique. De tels objets sont appelés échelles standards. Les oscillations acoustiques de baryons sont une sonde de l'Univers basée sur ce principe et sont décrites section 1.3.3.

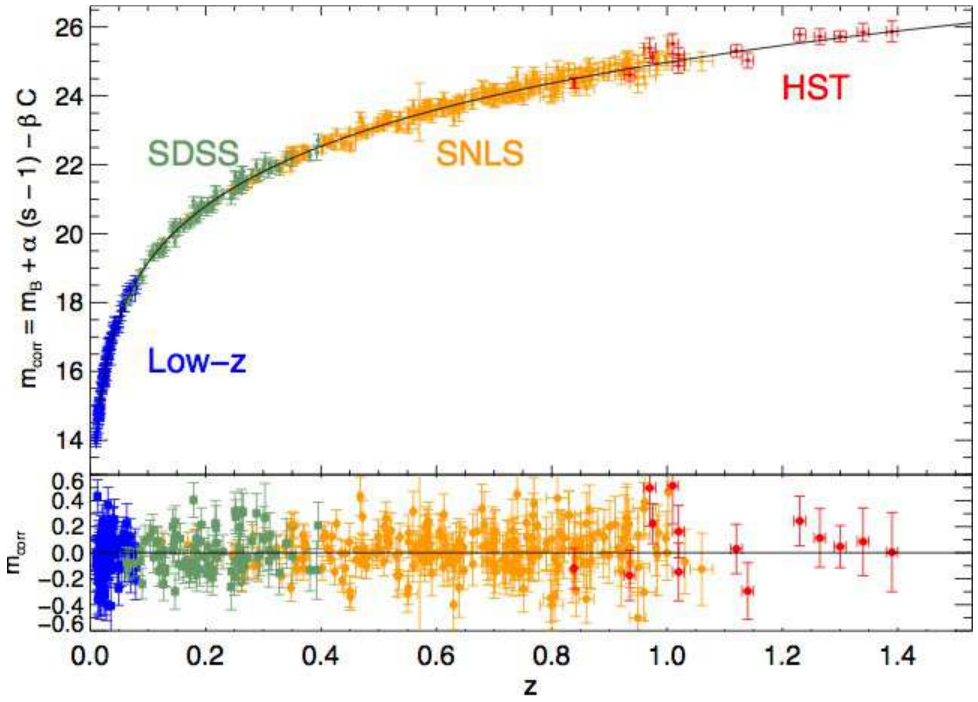


FIGURE 1.2 Magnitude absolue corrigée ($m_{corr} \propto \log(D_L)$) en fonction du redshift de 472 supernovae observés par différents relevés sondant le ciel à bas z : SNLS (SuperNova Legacy Survey) [3], SDSS (Sloan Digital Sky Survey) [4, 5], HST (Hubble Space Telescope) [6]. L'allure de cette courbe, spécialement à plus haut redshift, met en évidence l'expansion accélérée de l'Univers. L'encadré inférieur montre les résidus produits du meilleur ajustement des données par un modèle d'énergie noire avec w_Λ laissé flottant. Le résultat $w = -0.90^{+0.17}_{-0.24}$ est compatible avec le modèle d'énergie noire représentée par une constante cosmologique. Figure extraite de [7].

1.2 Modèle standard : ΛCDM

Le modèle standard de la cosmologie moderne est nommé ΛCDM où Λ désigne la constante cosmologique associée à l'énergie noire et CDM signifie *Cold Dark Matter* pour matière noire froide. Cette matière noire est qualifiée de froide car elle n'est pas relativiste. Ce modèle correspond à un Univers plat, homogène et isotrope dans lequel la gravité est décrite par la relativité générale et la métrique est celle de FLRW. C'est un modèle simple dans le sens où il est décrit par un petit nombre de paramètres : la constante de Hubble H_0 et les densités normalisées des différentes composantes du contenu énergétique de l'Univers données à l'instant t_0 : $\Omega_{b,0}$, $\Omega_{dm,0}$ (pour *dark matter*), $\Omega_{r,0}$, $\Omega_{\Lambda,0}$ et $\Omega_{k,0}$. Les valeurs mesurées de ces paramètres par l'expérience *Planck* dans le cadre du modèle ΛCDM sont indiquées tableau 1.1. Il indique, comme représenté figure 1.5, que l'Univers est dominé par deux composantes de nature inconnue qui sont la matière noire ($\sim$25 %) et l'énergie noire ($\sim$70 %), décrites dans les sections suivantes, alors que la matière baryonique ou ordinaire ne représente que $\sim$5 % du contenu énergétique total. Le modèle standard rend compte des principales observables cosmologiques que sont

le CMB, les structures à grande échelle formées par les galaxies, l'abondance des éléments légers (hydrogène, hélium et lithium) et l'expansion accélérée de l'Univers. En outre, l'âge de l'Univers est estimé dans ce modèle à 13.7 milliards d'années.

TABLE 1.1 Composition énergétique de l'Univers actuel. Résultats *Planck* 2018 extraits du tableau 2 de [8].

Paramètres	Notations	Valeurs
Constante de Hubble	H_0	$67.66 \pm 0.42\,\mathrm{km\,s^{-1}\,Mpc^{-1}}$
Densité de baryons	$\Omega_{b,0}$	0.0490 ± 0.0003
Densité de matière noire	$\Omega_{dm,0}$	0.2607 ± 0.0020
Densité d'énergie noire	$\Omega_{\Lambda,0}$	0.6889 ± 0.0056
Densité d'énergie de courbure	$\Omega_{k,0}$	0.001 ± 0.002
Densité critique	$\rho_{c,0}$	$(8.58 \pm 0.11) \times 10^{-27}\,\mathrm{kg\,m^{-3}}$

1.2.1 Matière noire

La matière totale Ω_m peut être séparée en matière baryonique Ω_b et en matière noire Ω_{dm}. La matière baryonique correspond à la matière ordinaire visible constituant les étoiles, les galaxies, ... La matière noire est hypothétique. Aucune détection directe n'a été faite à l'heure actuelle car elle n'interagit pas, ou très faiblement, avec la lumière et n'est donc pas visible. Néanmoins, sa présence est trahie par son effet gravitationnel. Dans certains systèmes astrophysiques, la masse dynamique des objets, déduite de la mesure de leur vitesse, est en désaccord avec la masse lumineuse observée. En 1933, Fritz Zwicky constate cette incohérence entre la masse observée des galaxies d'un amas et leur vitesse. Dans les années 1970, Vera Rubin établit que les vitesses des étoiles situées à l'extérieur de galaxies spirales sont trop élevées. La matière visible dans la galaxie est insuffisante pour retenir ces étoiles par attraction gravitationnelle si bien que celles-ci devraient s'en échapper, à moins d'ajouter la matière noire. La figure 1.3 montre les courbes de la vitesse de rotation des étoiles et du gaz en fonction de leur distance au centre de la Galaxie. Celle mesurée en vert est quasi constante alors que celle en rouge, conforme aux prédictions de la vitesse de rotation pour un potentiel qui décrit la masse lumineuse visible de la galaxie, décroît en s'éloignant du centre de la galaxie. Désormais, l'existence de cette substance est également révélée par le spectre du CMB et le "lentillage gravitationnelle". L'observation directe de la masse du gaz chaud majoritaire dans les amas de galaxies, mesurée par son émission X, n'explique pas l'effet de "lentillage gravitationnelle" observé à la périphérie de l'amas déviant la lumière émise de sources situées en arrière plan. Cet effet est provoqué par le halo de matière noire enveloppant l'amas.

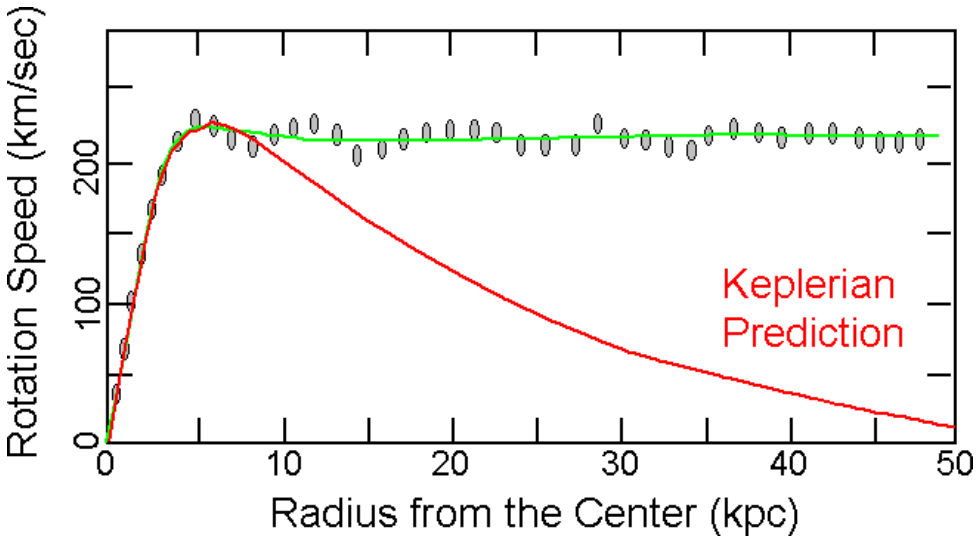


FIGURE 1.3 Comparaison de la vitesse de rotation des étoiles et du gaz prédite compte tenu de la matière lumineuse visible (en rouge) et de celle mesurée (en vert) en fonction de la distance radiale des étoiles dans la galaxie.

1.2.2 Énergie noire

L'Univers actuel est dans un phase d'expansion accélérée [9, 10] considérée aujourd'hui comme l'un des aspects les plus mystérieux de la cosmologie moderne. Dans le modèle standard ΛCDM, cette accélération est gouvernée par la constante cosmologique. Cette dernière est associée à un fluide appelé énergie noire de densité d'énergie et de pression reliées par son équation d'état $\rho_\Lambda = -p_\Lambda$, c'est-à-dire avec $w_\Lambda = -1$. Son introduction dans les équations d'Einstein permet d'obtenir une dérivée seconde positive du facteur d'échelle a dans la seconde équation de Friedmann 1.11. L'expansion accélérée de l'Univers fut découverte grâce aux mesures de la luminosité de supernovae Ia en fonction de leur redshift. Ces mesures sont représentées sur le diagramme de Hubble figure 1.2 qui est un outil puissant pour fournir des contraintes sur les modèles d'énergie noire.

Bien que le modèle ΛCDM concorde très bien avec les observations, Λ demeure un paramètre phénoménologique sans réel fondement théorique pour justifier sa valeur. De plus, la valeur empirique requise de Λ implique que notre époque coïncide avec cette phase d'accélération de l'expansion de l'Univers dominé par Ω_Λ. D'autres voies sont à l'étude pour expliquer l'accélération cosmique comme une modification du comportement de la gravité à grande échelle différent de celui décrit par la relativité générale. Une dépendance en fonction du redshift de l'équation d'état $\rho_\Lambda = w(z)\, p_\Lambda$ est aussi possible. De nombreuses expériences cherchent à mesurer des variations de w à différentes époques de l'Univers.

1.2.3 Les trois grandes ères de l'Univers

Notre Univers a connu trois grandes époques en fonction de la composante majoritaire de son contenu. Il a d'abord été dominé par des radiations jusqu'à atteindre l'égalité radiation-matière autour de $a \simeq a_{rm} = \frac{\Omega_{r,0}}{\Omega_{m,0}} \simeq 2.8 \times 10^{-4}$. L'expression du facteur d'échelle pour cette période est :

$$a\left(t\right) \simeq \left(2\sqrt{\Omega_{r,0}}H_0 t\right)^{\frac{1}{2}} \qquad [a \ll a_{rm}] \tag{1.49}$$

L'univers a ensuite été dominé par la matière :

$$a\left(t\right) \simeq \left(\frac{3}{2}\sqrt{\Omega_{m,0}}H_0 t\right)^{\frac{2}{3}} \qquad [a \gg a_{rm}] \tag{1.50}$$

À l'ère suivante et actuelle, la constante cosmologique domine. Cette ère a commencé autour de $a \simeq a_{m\Lambda} = \left(\frac{\Omega_{m,0}}{\Omega_{\Lambda,0}}\right)^{\frac{1}{3}} \simeq 0.75$:

$$a\left(t\right) \simeq \left(\frac{\Omega_{m,0}}{\Omega_{\Lambda,0}}\right)^{\frac{1}{3}} \exp\left(\sqrt{\Omega_{\Lambda,0}}H_0 t\right) \qquad [a \gg a_{m\Lambda}] \tag{1.51}$$

Ces différentes ères de notre Univers sont résumées tableau 1.2 et l'évolution correspondante du contenu de l'Univers en fonction du redshift est montrée figure 1.4.

TABLE 1.2 Récapitulatif des trois grandes ères de l'Univers. Les instants de transition d'une ère à celle suivante sont donnés en année (*year*).

Époques	Facteur d'échelle	Instant
Égalité radiation-matière	$a_{rm} \simeq 2.8 \times 10^{-4}$	$t_{rm} \simeq 0.7 \times 10^4\,\mathrm{yr}$
Égalité matière-Λ	$a_{m\Lambda} \simeq 0.75$	$t_{m\Lambda} \simeq 9.8\,\mathrm{Gyr}$
Maintenant	$a_0 = a(0) = 1$	$t_0 \simeq 13.5\,\mathrm{Gyr}$

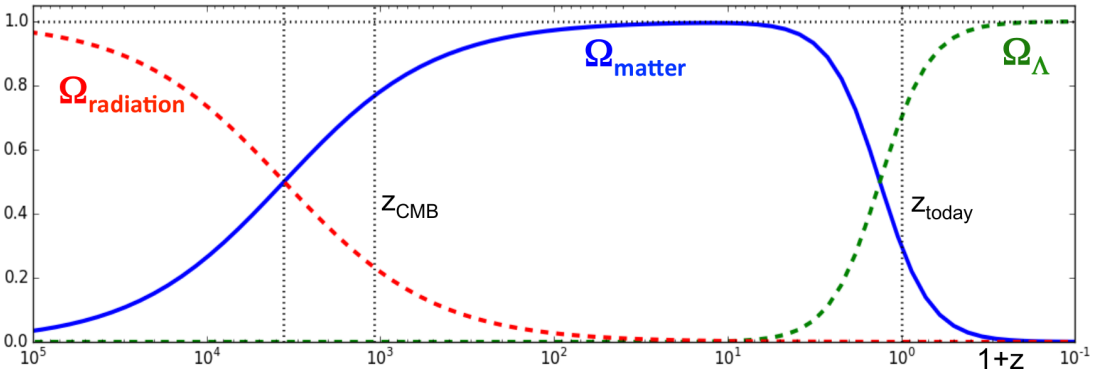


FIGURE 1.4 Évolution de la densité normalisée d'énergie des radiations (en rouge), de la matière (en bleu) et de la constante cosmologique (en vert) en fonction du redshift pour un Univers plat, soit $k = 0$ et $\Omega_{tot} = \Omega_m + \Omega_r + \Omega_\Lambda = 1$. Les redshifts correspondant à la transition entre l'ère radiation-matière, au CMB (à $t = 380\,000$ ans) et à notre époque sont indiqués. Les trois grandes périodes connues par l'Univers en fonction de sa composition sont bien visibles.

1.3 Prédictions et observables

Les équations de Friedmann correspondent à un Univers homogène à grande échelle. Cependant, après une phase d'expansion intense de l'Univers appelée inflation, l'effondrement de la matière par amplification gravitationnelle des fluctuations primordiales, présentes dans le CMB, a créé les grandes structures observées aujourd'hui (figure 1.5). Celles-ci sont constituées des galaxies et amas de galaxies, des halos de matière noire ... qui forment un réseau de filaments de matière connectés appelé toile cosmique. Les modèles actuels couplés à des simulations hydrodynamiques et à N-corps permettent de reproduire en fonction des paramètres cosmologiques fournis en entrée l'évolution de ces fluctuations primordiales qui a conduit à la structuration de l'Univers. En procédant à de grands relevés de galaxies qui jouent le rôle de traceurs de la matière, une cartographie 3d de la distribution de matière est construite. Les propriétés statistiques de ce champ de densité sont étudiées à l'aide d'outils mathématiques, comme le spectre de puissance de la matière discuté section 1.3.1, et sont comparées aux prédictions des modèles.

Dans l'Univers jeune, des ondes de pression se propageaient au sein du plasma primordial constitué de baryons (électrons et protons) et de photons à la vitesse d'environ $c/\sqrt{3}$. Au moment de la phase de recombinaison des électrons avec les protons de l'Univers, à $z = 1100$ soit $380\,000$ ans après la naissance de l'Univers, baryons et photons se sont découplés. Les baryons sont restés en place tandis que les photons ont été libérés. L'Univers devint transparent. Ce rayonnement est parvenu jusqu'à nous et constitue le fond diffus cosmologique ou CMB observé aujourd'hui et décrit section 1.3.2.

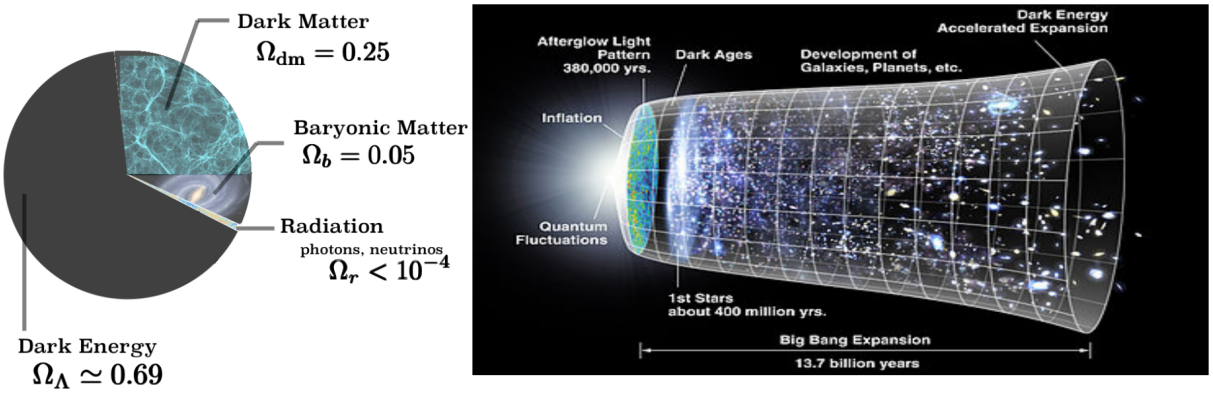


FIGURE 1.5 À gauche : contenu énergétique actuel de l'univers. À droite : Frise retraçant l'histoire de l'univers depuis le Big Bang il y a 13.7 milliards d'années jusqu'à aujourd'hui.

1.3.1 Fonction de corrélation et spectre de puissance de la matière

Pour un champ de densité de la matière ρ fonction du vecteur position comobile $\vec{r}$, le contraste de densité noté δ est défini (en omettant la dépendance temporelle) par :

$$\delta\left(\vec{r}\right) = \frac{\rho\left(\vec{r}\right) - \overline{\rho}}{\overline{\rho}}, \qquad \overline{\rho} = \langle\rho\rangle \tag{1.52}$$

où $\langle\rho\rangle$ désigne la moyenne d'ensemble sur les réalisations possibles de l'Univers du champ de matière ρ. La transformée de Fourier (TF) de cette quantité dans l'espace des vecteurs d'onde $\overrightarrow{k}$ est :

$$\delta\left(\vec{k}\right) = \int \delta\left(\vec{r}\right) e^{-i\vec{k}\overrightarrow{r}} d^3\vec{r} \tag{1.53}$$

Comme $\delta\left(\vec{r}\right)$ est à valeurs réelles, on a :

$$\delta\left(\vec{k}\right) = \delta^*\left(-\vec{k}\right) \tag{1.54}$$

La transformée de Fourier inverse est donnée par :

$$\delta\left(\vec{r}\right) = \frac{1}{\left(2\pi\right)^3} \int \delta\left(\vec{k}\right) e^{i\vec{k}\vec{r}} d^3\vec{k} \tag{1.55}$$

Le vecteur d'onde $\vec{k}$ est aussi comobile. Le spectre de puissance de la matière est défini par l'expression suivante :

$$\left(2\pi\right)^3 \delta_D\left(\vec{k} + \vec{k'}\right) P\left(\vec{k}\right) = \left\langle \delta\left(\vec{k}\right) \delta\left(\vec{k'}\right) \right\rangle \tag{1.56}$$

où δ_D est la distribution de Dirac :

$$\left(2\pi\right)^3 \delta_D\left(\vec{k}\right) = \int 1 \cdot e^{-i\vec{k}\overrightarrow{r}} d^3\vec{r} \tag{1.57}$$

Le terme $\left\langle \delta\left(\vec{k}\right) \delta\left(\vec{k'}\right) \right\rangle$ peut se développer sous la forme suivante en explicitant les TF puis en procédant au changement de variable $\vec{r} \to \vec{x} + \vec{r}$ dans la TF de $\delta\left(\vec{k'}\right)$:

$$\left\langle \delta\left(\vec{k}\right) \delta\left(\vec{k'}\right) \right\rangle = \int d^3\vec{x} \int \left\langle \delta\left(\vec{x}\right) \delta\left(\vec{x} + \vec{r}\right) \right\rangle e^{-i\left(\vec{k}+\vec{k'}\right)\vec{x} - i\vec{k'}\vec{r}} d^3\vec{r} \tag{1.58}$$

Par hypothèse d'un Univers homogène, le terme $\langle \delta\left(\vec{x}\right) \delta\left(\vec{x} + \vec{r}\right) \rangle$ ne dépend pas de $\vec{x}$. Cette quantité est appelée fonction de corrélation à deux points et est notée ξ. Le spectre de puissance est la TF de la fonction de corrélation :

$$P\left(\vec{k}\right) = \int \xi\left(\vec{r}\right) e^{-i\vec{k}\vec{r}} d^3\vec{r} \tag{1.59}$$

En admettant également un Univers isotrope, ξ ne dépend que de la norme du vecteur position $\vec{r}$ et P ne dépend que de la norme du vecteur d'onde $\vec{k}$, soit :

$$P(k) = 4\pi \int_0^\infty r^2 \xi(r) \frac{\sin(kr)}{kr} dr \tag{1.60}$$

Le spectre de puissance est lié à la variance des fluctuations du champ de matière et est homogène à un volume. La fonction de corrélation ξ décrit l'excès de probabilité, comparé à une distribution aléatoire, de trouver deux objets ou une surdensité de matière, séparés d'une distance r :

$$\xi(r) = \langle \delta(\vec{r_1}) \delta(\vec{r_2}) \rangle_r \tag{1.61}$$

avec $r = |\vec{r}| = |\vec{r_2} - \vec{r_1}|$. La moyenne est réalisée sur tous les couples de points $\vec{r_1}$ et $\vec{r_2}$. Lorsque le champ $\delta(t, \vec{r})$ ne peut être mesuré que dans une seule direction x, en général le long de la ligne de visée, le spectre de puissance 1D noté P_{1D} est défini par :

$$P_{1D}(k_\parallel) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \delta(x)^2 e^{-ik_\parallel x} dx \tag{1.62}$$

avec $k_\parallel$ et $\vec{k_\perp}$ respectivement la composante longitudinale et transverse du vecteur d'onde $\vec{k}$. Il est relié au spectre de puissance 3D par :

$$P_{1D}(k_\parallel) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int P(k_\parallel, k_\perp) d^2\vec{k_\perp} \qquad \text{ou} \qquad P_{1D}(k_\parallel) = \frac{1}{2\pi} \int_{k_\parallel}^\infty kP(k) dk \tag{1.63}$$

En particulier, le spectre de puissance 1D est appliqué pour sonder le long de la ligne de visé les nuages d'hydrogène du milieu intergalactique. Ces nuages sont révélés sous forme d'une série de raies d'absorption, appelées forêts Lyman-α (Ly-α), dans le spectre des quasars hauts redshifts ($z > 2.0$) situés en arrière-plan. Les quasars servent de traceurs de la matière et sont décrits chapitre 4.

A priori, la fonction de corrélation et le spectre de puissance de la matière sont deux fonctions véhiculant la même "information cosmologique" par passage à la TF. En pratique cependant, elles ne sont pas complètement équivalentes pour extraire cette information et représenter les propriétés statistiques du champ de matière. De plus, elles permettent d'utiliser des modèles différents décrivant les fluctuations du champ de matière. Elles sont donc en général étudiées en parallèles dans le but de faire des validations croisées des résultats obtenus par les deux méthodes.

1.3.2 Fond diffus cosmologique

Le rayonnement du CMB a subi un décalage vers le rouge dû à l'expansion de l'Univers. Son spectre a conservé celui d'un corps noir quasi-parfait. L'intensité I à une fréquence ν est donnée

par la loi de Planck :

$$I(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \tag{1.64}$$

où T est la température du corps noir. Cette température affiche de très faibles variations, appelées anisotropies, de l'ordre de $\Delta T/T \sim 1.0 \times 10^{-5}$, en fonction de la position où elle est mesurée dans le ciel. Ces fluctuations sont étudiées en décomposant les mesures de la température du CMB sur la base des harmoniques sphériques :

$$T(\theta, \phi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{l} a_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi) \tag{1.65}$$

où (θ, ϕ) sont les angles qui sont en coordonnées sphériques et Y_{lm} les harmoniques sphériques associées aux coefficients a_{lm}. Ces derniers quantifient les fluctuations à une échelle angulaire $\theta\,[\text{rad}] \sim \pi/l$. L'amplitude a_{00} donne la température moyenne du CMB, d'après [11] :

$$a_{00} = 2.725\,48 \pm 0.000\,57\,\text{K} \tag{1.66}$$

L'importance relative ou la contribution des différentes harmoniques est étudiée en calculant la variance des anisotropies de la température du CMB donnée par :

$$\left\langle \Delta T^2 \right\rangle = \frac{1}{4\pi} \sum_{l=2}^{\infty} \sum_{m=-l}^{l} |a_{lm}|^2 \tag{1.67}$$

car les harmoniques sphériques forment une base orthonormée. Les coefficients notés C_l sont définis par :

$$C_l = \left\langle |a_{lm}|^2 \right\rangle_m \tag{1.68}$$

où la moyenne est réalisée sur les $2l + 1$ valeurs de a_{lm}. La variance des fluctuations se réécrit :

$$\left\langle \Delta T^2 \right\rangle = \frac{1}{4\pi} \sum_{l=2}^{\infty} (2l + 1) C_l \tag{1.69}$$

L'expression du spectre de puissance des anisotropies est :

$$\Delta_T^2 = \frac{l(l+1)}{2\pi} C_l \tag{1.70}$$

La mesure du spectre de puissance du CMB correspond à celle produite par l'instrument spatial *Planck* [12]. La carte des anisotropies du CMB obtenue et le spectre de puissance associé sont montrés figures 1.6 et 1.7.

Le CMB est une source d'informations très précieuse décrivant les conditions initiales de la formation des structures. En particulier, il renseigne des fluctuations de densité de matière car les régions de surdensité sont plus chaudes. Le pic principal situé autour de $l = 200$ est appelé

pic acoustique et est lié à l'échelle BAO discutée section suivante 1.3.3. Le CMB renseigne aussi des perturbations du champ de gravité via l'effet Sachs-Wolfe [13] : les photons échappant à un puits de potentiel subissent un décalage vers le rouge. Aux grandes échelles, ou à l petits, cet effet rompt la relation directe entre la densité du plasma et la température observée du CMB car cet effet gravitationnel domine sur les fluctuations intrinsèques dues au contraste de densité de la matière. Les anisotropies des vitesses des particules du plasma sont révélées grâce à l'effet Doppler subi par les photons libérés qui étaient précédemment couplés à ces particules en mouvement. Enfin, le rayonnement du CMB est également affecté par les nuages de gaz chauds qu'il rencontre au cours de son trajet vers nous (effet Sunyaev-Zel'dovich), en particulier les nuages des amas qui sont assez chauds et denses pour provoquer un effet observable.

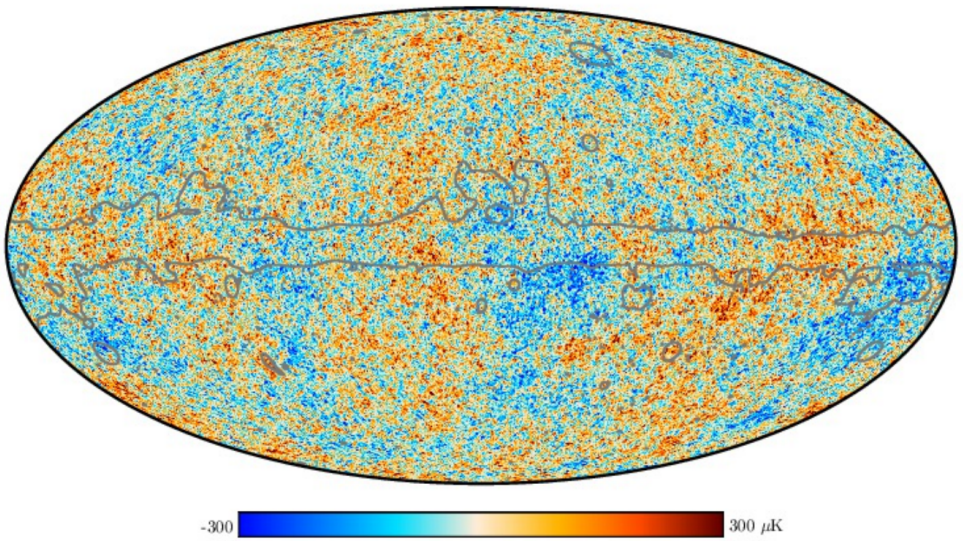


FIGURE 1.6 Carte de température du CMB observé par *Planck*. Les régions chaudes sont en rouge alors que les régions froides sont en bleu. La région au centre de la carte où le CMB est masqué par le plan galactique de la Voie Lactée est délimitée par la ligne grise. Cette région reconstruite n'est pas utilisée pour l'étude des anisotropies du CMB. Figure extraite de [12].

1.3.3 Oscillations acoustiques de baryons

Lorsque les perturbations acoustiques entraînant la matière sur leur passage se sont figées au moment de la recombinaison, elles ont laissé une signature dans la distribution de matière. Cette signature est toujours présente aujourd'hui et a évolué avec les galaxies et le milieu intergalactique. Les puits de potentiel créés par les baryons ont accumulé de la matière noire et formé des surdensités de matière à une distance caractéristique donnée par l'horizon sonique. Ce motif a la même origine que celui observé dans le CMB. Les relevés spectroscopiques comme DESI tracent son évolution au cours du temps cosmique tandis que le CMB indique son échelle quand l'Univers avait 380 000 ans. Ce motif sert d'échelle étalon dont la longueur est fixée par les mesures du CMB. On parle d'échelle ou pic BAO pour *Baryon Acoustic Oscillations* [14–16]. En analysant les positions et la séparation des galaxies en fonction du redshift, à

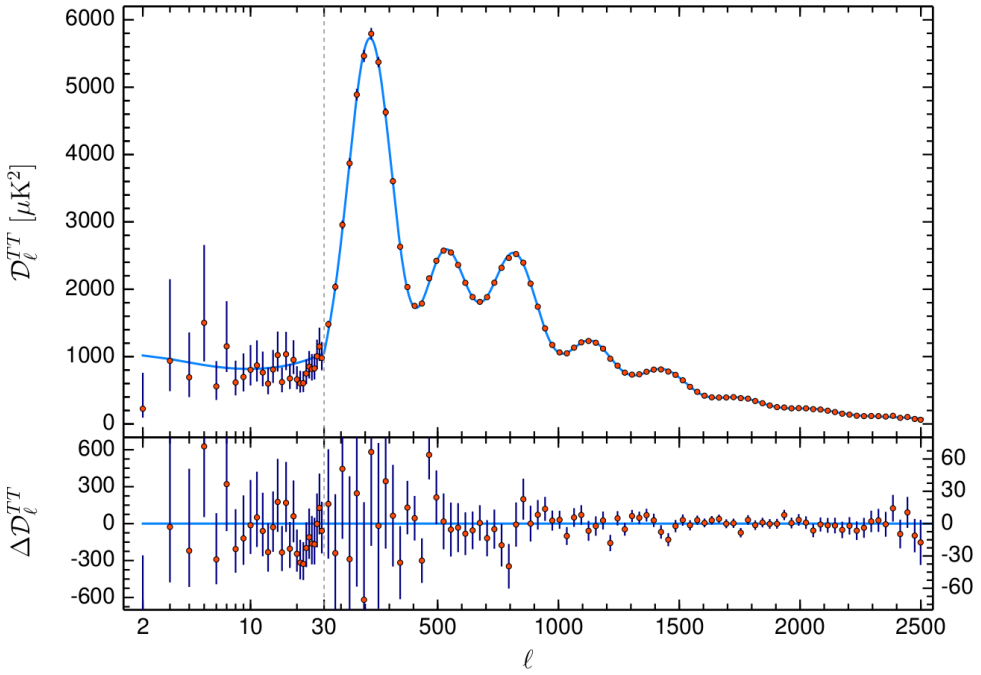


FIGURE 1.7 Spectre de puissance des fluctuations de température du CMB observé par *Planck* à différentes échelles angulaires ($\theta\,[\text{deg}] \sim 180/l$), aux grandes échelles à gauche du graphe ($90°$), jusqu'aux plus petites échelles à droite ($\sim 0.07°$). Les mesures de *Planck* avec leur barre d'erreur sont matérialisées par les points rouges. La courbe bleue est produite du meilleur ajustement du modèle ΛCDM aux données de *Planck*. L'encadré inférieur indique les résidus entre les données et le meilleur ajustement du modèle sur celles-ci. Figure extraite de [8].

l'aide de la fonction de corrélation par exemple, il est possible d'évaluer comment cette règle standard a été étirée par l'expansion de l'Univers au cours du temps [17]. L'équation d'état de l'énergie noire est reliée au taux d'expansion de l'Univers par l'équation de Friedmann 1.10.

L'échelle BAO comobile au moment de la phase de recombinaison de l'Univers est notée r_S et vaut environ $150\,\text{Mpc}$. Elle est donc beaucoup plus large que l'échelle des structures virialisées comme les amas de galaxies, c'est-à-dire des systèmes dont la dynamique des objets est découplée de l'expansion de l'Univers. Cette séparation des échelles rend la mesure du BAO insensible aux non-linéarités, procurant un outil géométrique robuste pour extraire des distances cosmologiques qui repose seulement sur la structure à grande échelle de l'Univers. La distance angulaire associée à l'échelle BAO, c'est-à-dire dans la direction transverse à la ligne de visée, est donnée par la relation éq. 1.47 avec $l = a\,(z) \cdot r_S$ et est notée D_A :

$$\Delta\theta = \frac{r_S}{(1+z)\,D_A\,(z)} \Leftrightarrow D_A\,(z) = \frac{r_S}{(1+z)\,\Delta\theta} \tag{1.71}$$

La distance radiale associée à l'échelle BAO, c'est-à-dire le long de la ligne de visée, sensible au paramètre de Hubble, est donnée par la relation éq. 1.36 avec $\Delta z = r_S \cdot \frac{H(z)}{c}$ et est notée D_H :

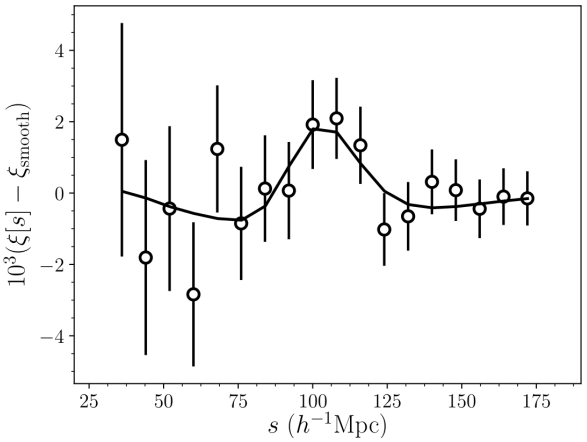
$$D_H\,(z) = \frac{c}{H\,(z)} \tag{1.72}$$

Afin de maximiser la détection du signal BAO, une troisième quantité combine les distances D_A et D_H en une distance BAO dite isotropique, notée D_V, équivalente à une moyenne dans toutes les directions de l'échelle BAO :

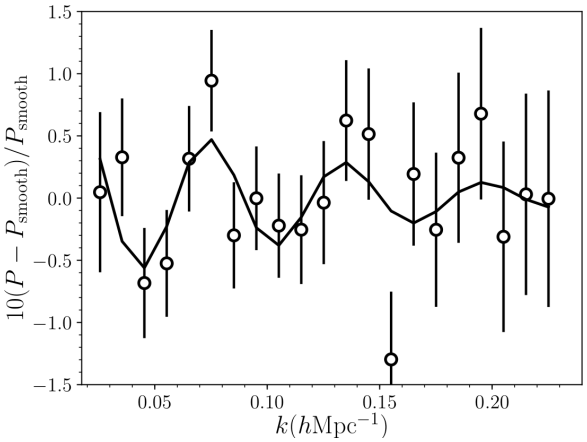
$$D_V(z) = \left(z\,(1+z)^2\,{D_A}^2(z)\,D_H(z)\right)^{\frac{1}{3}} \propto r_S \tag{1.73}$$

Les figures 1.8 représentent la fonction de corrélation et le spectre de puissance évalués à l'aide d'un échantillon de $147\,000$ quasars observés entre $z = 0.8$ et $z = 2.2$ par l'expérience eBOSS [18]. C'est la première détection du signal BAO dans cette zone en redshift, réalisée à partir seulement d'un tiers du catalogue final de quasars qui sera produit en fin du relevé eBOSS. Cette mesure est reportée sur la figure 1.9 par le point rouge. Le pic BAO est bien visible sur le graphe de gauche représentant la fonction de corrélation.

FIGURE 1.8 Mesure du BAO à partir de l'échantillon des quasars ($147\,000$) observés à $0.8 < z < 2.2$ par l'expérience eBOSS sur $\sim 2000\,\mathrm{deg}^2$. Les termes indicés *smooth* correspondent aux meilleurs ajustements sur les données des modèles sans composante autorisant la présence d'un pic. Ces termes interviennent dans l'expression des quantités affichées afin d'isoler et amplifier le signal BAO. Figures extraites de [19].



(A) Fonction de corrélation. Le pic BAO est clairement visible.



(B) Spectre de puissance. Les oscillations observées sont dues à la présence du pic BAO.

La détection du signal BAO couvre actuellement la plage en redshift $0 < z < 2.5$ en utilisant comme traceurs de la matière soit des galaxies, soit les forêts Ly-α. Les mesures du BAO ont progressé en précision grâce aux nombreux projets des dix dernières années. Ces mesures sont résumées figure 1.9. Ces résultats sont en excellent accords avec ceux de *Planck* obtenus dans le cadre du modèle ΛCDM. L'incertitude sur les prédictions de *Planck* est de l'ordre du pourcent sur toute la plage en redshift. Les mesures du BAO approchent une précision comparable.

1.3.4 Distorsions dans l'espace des redshifts

Les structures à grande échelle sont affectées par la matière qui s'effondre sous l'effet des forces gravitationnelles. Les redshifts mesurés des galaxies circulant dans ces flux de matière

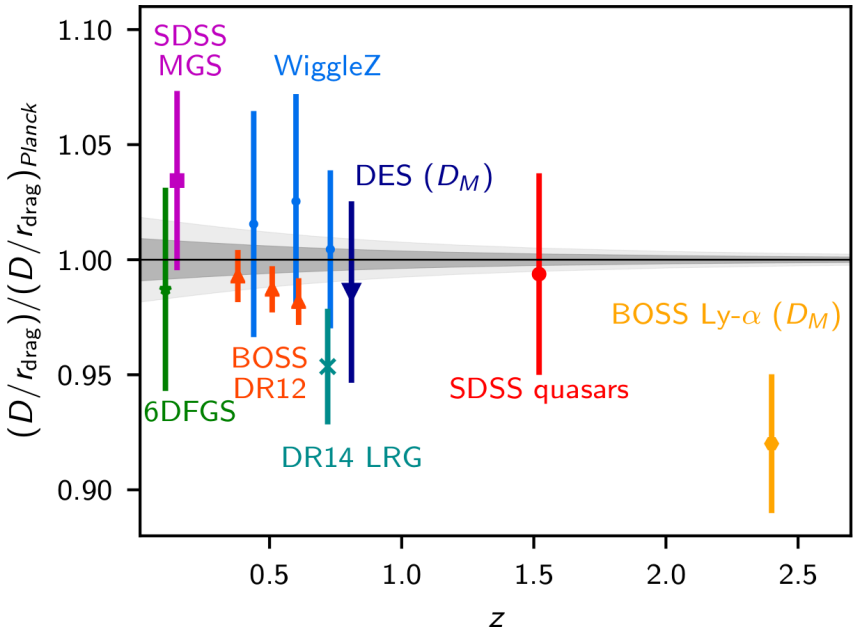


FIGURE 1.9 Relation distance-redshift établie à l'aide de plusieurs relevés BAO. r_{drag} est l'échelle BAO comobile donnée au moment de la phase de recombinaison de l'Univers. La quantité représentée sur ce graphe correspond au rapport de la distance BAO isotropique D_V sur r_{drag} divisé par les prédictions de ce même rapport obtenues dans le cadre du modèle ΛCDM avec les données de *Planck*. Les bandes grises montrent les intervalles de confiance à $\pm 1\sigma$ et $\pm 2\sigma$ des prédictions de *Planck* centrées sur l'unité. Les expériences de mesure du BAO associées aux marqueurs tracés avec leur barres d'erreur à 1σ sont : 6dFGS [20] (étoiles vertes), SDSS MGS [21] (carré violet), BOSS DR12 [22] (triangles rouges), WiggleZ [23] (cercles bleus), quasars SDSS [19] (cercle rouge), et BOSS Ly-α [24] (croix jaune). Figure extraite de [8].

contiennent la composante projetée le long de la ligne de visée de leurs vitesses particulières. En comparant la distance apparente de paires de galaxies le long de la ligne de visée à celle de paires transverses, il est possible d'en déduire les flux de matière en jeu. Cette méthode est connue sous le nom de *redshift-space distortions* (RSD) [25].

La distance des galaxies observées est déterminée par la mesure de leur redshift. Le spectre de puissance de la matière est donc étudié dans l'espace des décalages spectraux. Le redshift d'un objet est la somme du redshift cosmologique dû à l'expansion de l'Univers et d'un décalage spectral provoqué par effet Doppler dû à la vitesse propre des l'objet. L'effet des RSD apparaît. Pour des galaxies distantes, la position $\vec{s}$ dans l'espace des décalages spectraux est reliée à celle dans l'espace réel $\vec{r}$ par :

$$\vec{s} = \vec{r} + \frac{v_z(\vec{r})}{aH(z)}\vec{Z} \tag{1.74}$$

où le vecteur unitaire $\vec{Z}$ dirige la ligne de visée et v_z est la composante de la vitesse propre des galaxies projetée de long de la ligne de visée. Deux effets des vitesses particulières des galaxies apparaissent :

— L'effet Kaiser correspond à un renforcement apparent des perturbations de densité δ par une distribution cohérente des vitesses particulières des galaxies le long de la ligne de

visée.

— L'effet Finger-of-God correspond à l'amortissement apparent des perturbations de densité δ par une distribution incohérente des vitesses propres des galaxies. Cet effet intervient à des échelles de $1\,\mathrm{Mpc}$ pour des systèmes virialisés.

Un modèle du spectre de puissance qui rend compte de l'effet Kaiser [26, 27] est :

$$P_{Kaiser}\left(k,\mu\right) = b^2\left(1+f\mu^2\right)P_{lin}\left(k\right) \tag{1.75}$$

où P_{lin} est le spectre de puissance écrit éq. 1.59, μ est le cosinus de l'angle entre la ligne de visée et le vecteur d'onde $\vec{k}$, $\beta = \frac{f}{b}$ avec f le taux de croissance des structures qui quantifie la vitesse à laquelle grandissent les surdensités dans l'Univers et b le biais défini ci-après. Les galaxies observées sont des traceurs du champ de matière mais ne le représentent pas totalement. Le rapport entre les fluctuations du champ de densité de la matière ρ et celles du champ de galaxies observé n est représenté par un biais b tel que :

$$\frac{\Delta n}{n} = b\frac{\Delta\rho}{\rho} \tag{1.76}$$

Ce biais est très difficile à estimer car il est fonction de nombreux paramètres comme la nature du traceur, son environnement, sa distance, ...

La figure 1.10 montre la fonction de corrélation à deux points dans les directions parallèles et perpendiculaires à la ligne de visée. Un anneau de rayon 100 $h^{-1}Mpc$ est visible et correspond au pic BAO c'est-à-dire à une surdensité de galaxies distantes de 100 $h^{-1}Mpc$. L'effet des RSD se manifeste par une anisotropie due à l'effet Kaiser de la fonction de corrélation le long de la ligne de visée à une échelle plus petite que le BAO de l'ordre de $50\,\mathrm{Mpc}$ et par la ligne verticale formée par l'effet Finger-of-God à une échelle encore plus petite de l'ordre du Mpc. L'amplitude des RSD est directement proportionnelle au taux de croissance des structures et est liée à la dynamique de celles-ci qui s'attirent par attraction gravitationnelle. Les RSD permettent de tester la validité de la relativité générale à des échelles cosmologiques [28]. La figure 1.11 résume les mesures en fonction du redshift produites pour différents relevés du taux de croissance des structures multiplié par la quantité notée σ_8 représentant l'amplitude des fluctuations de densité de matière noire à une échelle comobile de $8\,\mathrm{Mpc}$. Ces résultats sont en excellent accords avec ceux de *Planck* obtenus dans le cadre du modèle ΛCDM.

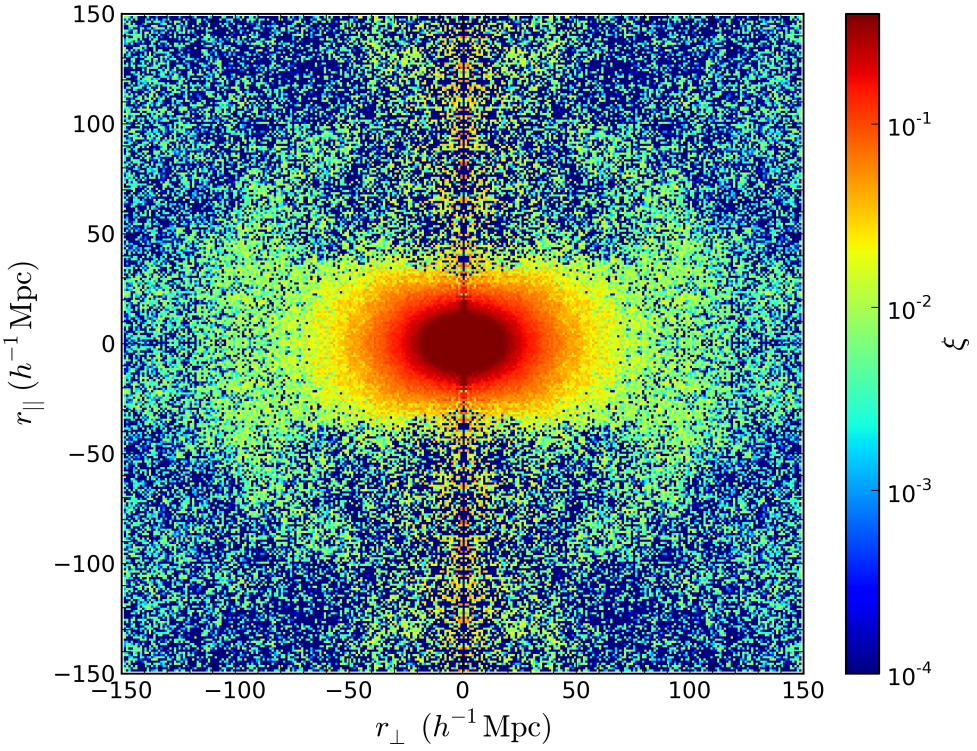


FIGURE 1.10 Fonction de corrélation à deux points dans les directions parallèles et perpendiculaires à la ligne de visée. L'anneau formé par le pic BAO est visible. Les RSD sont responsables d'un écrasement de la fonction de corrélation. Figure extraite de [29].

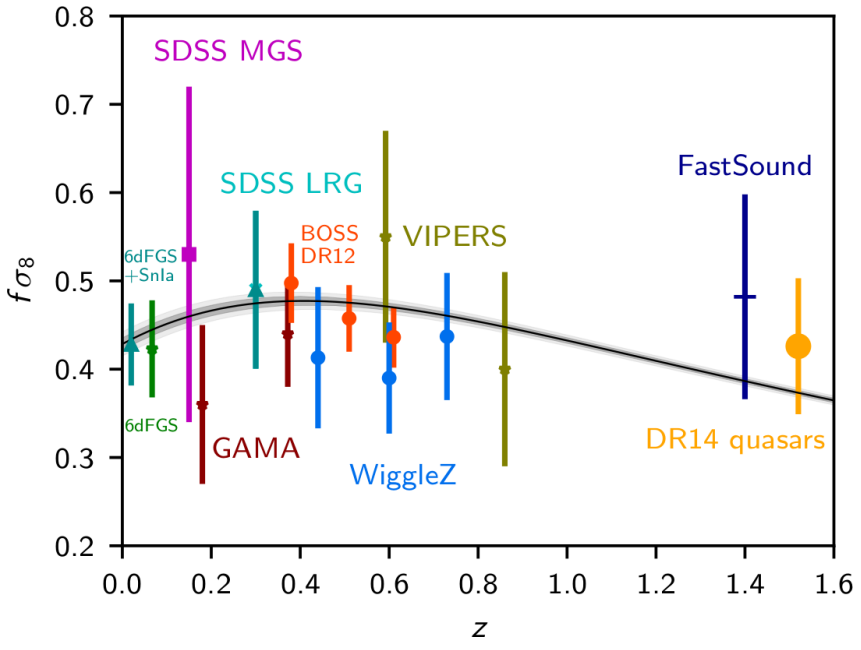


FIGURE 1.11 Contraintes du taux de croissance des structures en fonction du redshift. Les bandes grises montrent les intervalles de confiance à $\pm 1\sigma$ et $\pm 2\sigma$ de part et d'autre des prédictions de *Planck* représentées par la ligne noire et obtenues dans le cadre du modèle ΛCDM. Les relevés associés aux marqueurs tracés avec leur barre d'erreur à 1σ sont : 6dFGS [30] (en cyan foncé), 6dFGRS [31] (en vert), SDSS MGS [32] (en violet), SDSS LRG [33] (en cyan clair), GAMA [34] (en rouge foncé), BOSS DR12 [22] (en rouge), WiggleZ [35] (en bleu), VIPERS [36] (en vert olive), FastSound [37] (en bleu foncé) et quasars BOSS 14 [38] (en orange). Figure extraite de [8].

Bibliographie

[1] Planck Collaboration et al. Planck 2018 results. vii. isotropy and statistics of the cmb. *arXiv e-prints*, page arXiv :1906.02552, Jun 2019.

[2] Edwin Hubble. A relation between distance and radial velocity among extra-galactic nebulae. *Proceedings of the National Academy of Science*, 15(3) :168–173, Mar 1929.

[3] P. Astier et al. The supernova legacy survey : measurement of Ω_M, Ω_Λ and w from the first year data set. *Astronomy and Astrophysics*, 447(1) :31–48, Feb 2006.

[4] Jon A. Holtzman et al. The sloan digital sky survey-ii : Photometry and supernova ia light curves from the 2005 data. *The Astronomical Journal*, 136(6) :2306–2320, Dec 2008.

[5] Richard Kessler et al. First-year sloan digital sky survey-ii supernova results : Hubble diagram and cosmological parameters. *The Astrophysical Journal Supplement*, 185(1) :32–84, Nov 2009.

[6] Adam G. Riess et al. New hubble space telescope discoveries of type ia supernovae at z >= 1 : Narrowing constraints on the early behavior of dark energy. *The Astrophysical Journal*, 659(1) :98–121, Apr 2007.

[7] A. Conley et al. Supernova constraints and systematic uncertainties from the first three years of the supernova legacy survey. *The Astrophysical Journal Supplement*, 192(1) :1, Jan 2011.

[8] Planck Collaboration et al. Planck 2018 results. vi. cosmological parameters. *arXiv e-prints*, page arXiv :1807.06209, Jul 2018.

[9] Adam G. Riess et al. Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant. *The Astronomical Journal*, 116(3) :1009–1038, Sep 1998.

[10] S. Perlmutter et al. Measurements of Ω and Λ from 42 high-redshift supernovae. *The Astrophysical Journal*, 517(2) :565–586, Jun 1999.

[11] D. J. Fixsen. The temperature of the cosmic microwave background. *The Astrophysical Journal*, 707(2) :916–920, Dec 2009.

[12] Planck Collaboration et al. Planck 2018 results. i. overview and the cosmological legacy of planck. *arXiv e-prints*, page arXiv :1807.06205, Jul 2018.

[13] R. K. Sachs and A. M. Wolfe. Perturbations of a cosmological model and angular variations of the microwave background. *The Astrophysical Journal*, 147 :73, Jan 1967.

[14] Daniel J. Eisenstein et al. Detection of the baryon acoustic peak in the large-scale correlation function of sdss luminous red galaxies. *The Astrophysical Journal*, 633(2) :560–574, Nov 2005.

[15] Daniel J. Eisenstein et al. Improving cosmological distance measurements by reconstruction of the baryon acoustic peak. *The Astrophysical Journal*, 664(2) :675–679, Aug 2007.

[16] Lauren Anderson et al. The clustering of galaxies in the sdss-iii baryon oscillation spectroscopic survey : baryon acoustic oscillations in the data release 9 spectroscopic galaxy sample. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 427(4) :3435–3467, Dec 2012.

[17] David H. Weinberg et al. Observational probes of cosmic acceleration. *Physics Reports*, 530(2) :87–255, Sep 2013.

[18] Kyle S. Dawson et al. The sdss-iv extended baryon oscillation spectroscopic survey : Overview and early data. *American Astronomical Society*, 151(2) :44, Feb 2016.

[19] Metin Ata et al. The clustering of the sdss-iv extended baryon oscillation spectroscopic survey dr14 quasar sample : first measurement of baryon acoustic oscillations between redshift 0.8 and 2.2. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 473(4) :4773–4794, Feb 2018.

[20] Florian Beutler et al. The 6df galaxy survey : baryon acoustic oscillations and the local hubble constant. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 416(4) :3017–3032, Oct 2011.

[21] Ashley J. Ross et al. The clustering of the sdss dr7 main galaxy sample - i. a 4 per cent distance measure at z = 0.15. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 449(1) :835–847, May 2015.

[22] Shadab Alam et al. The clustering of galaxies in the completed sdss-iii baryon oscillation spectroscopic survey : cosmological analysis of the dr12 galaxy sample. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 470(3) :2617–2652, Sep 2017.

[23] Eyal A. Kazin et al. The wigglez dark energy survey : improved distance measurements to z = 1 with reconstruction of the baryonic acoustic feature. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 441(4) :3524–3542, Jul 2014.

[24] Julian E. Bautista et al. Measurement of baryon acoustic oscillation correlations at z = 2.3 with sdss dr12 lyα-forests. *Astronomy and Astrophysics*, 603 :A12, Jun 2017.

[25] Patrick McDonald et al. How to evade the sample variance limit on measurements of redshift-space distortions. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2009(10) :007, Oct 2009.

[26] Nick Kaiser. Clustering in real space and in redshift space. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 227 :1–21, Jul 1987.

[27] Atsushi Taruya et al. Baryon acoustic oscillations in 2d : Modeling redshift-space power spectrum from perturbation theory. *Physical Review D*, 82(6) :063522, Sep 2010.

[28] Arthur Stril et al. Testing standard cosmology with large-scale structure. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 404(1) :239–246, May 2010.

[29] Lado Samushia et al. The clustering of galaxies in the sdss-iii baryon oscillation spectroscopic survey : measuring growth rate and geometry with anisotropic clustering. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 439(4) :3504–3519, Apr 2014.

[30] Dragan Huterer et al. Testing Λcdm at the lowest redshifts with sn ia and galaxy velocities. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2017(5) :015, May 2017.

[31] Florian Beutler et al. The 6df galaxy survey : z$\approx$ 0 measurements of the growth rate and σ_8. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 423(4) :3430–3444, Jul 2012.

[32] Cullan Howlett et al. The clustering of the sdss main galaxy sample - ii. mock galaxy catalogues and a measurement of the growth of structure from redshift space distortions at z = 0.15. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 449(1) :848–866, May 2015.

[33] Akira Oka et al. Simultaneous constraints on the growth of structure and cosmic expansion from the multipole power spectra of the sdss dr7 lrg sample. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 439(3) :2515–2530, Apr 2014.

[34] Chris Blake et al. Galaxy and mass assembly (gama) : improved cosmic growth measurements using multiple tracers of large-scale structure. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 436(4) :3089–3105, Dec 2013.

[35] Chris Blake et al. The wigglez dark energy survey : joint measurements of the expansion and growth history at z &lt ; 1. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 425(1) :405–414, Sep 2012.

[36] A. Pezzotta et al. The vimos public extragalactic redshift survey (vipers). the growth of structure at 0.5 &lt ; z &lt ; 1.2 from redshift-space distortions in the clustering of the pdr-2 final sample. *Astronomy and Astrophysics*, 604 :A33, Jul 2017.

[37] Teppei Okumura et al. The subaru fmos galaxy redshift survey (fastsound). iv. new constraint on gravity theory from redshift space distortions at $z \sim 1.4$. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 68(3) :38, Jun 2016.

[38] Pauline Zarrouk et al. The clustering of the sdss-iv extended baryon oscillation spectroscopic survey dr14 quasar sample : measurement of the growth rate of structure from the

anisotropic correlation function between redshift 0.8 and 2.2. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 477(2) :1639–1663, Jun 2018.

Chapitre 2

Science et instrument de DESI

Sommaire

2.1 Science de DESI 40
2.1.1 Objectifs scientifiques 40
2.1.2 Traceurs de la matière 41
2.2 Instrument de DESI 43
2.2.1 Télescope et correcteur grand champ 44
2.2.2 Plan focal et système de fibres 45
2.2.3 Spectrographe 48
2.2.4 Cryostats 50
2.2.5 Opérations et traitement des données 53
2.2.6 Validation des performances 56
Bibliographie 59

Le *Dark Energy Spectroscopic Instrument* (DESI) est un projet d'étude de l'énergie noire basé sur la mesure du taux d'expansion de l'Univers. Le relevé sondera une région du ciel de $14\,000\,\mathrm{deg}^2$ et sera réalisé en cinq ans. Il démarrera début 2020. L'instrument DESI assurera un relevé spectroscopique d'un grand volume de l'Univers à une profondeur photométrique élevée, jusqu'à 23 mag dans la bande r. Son spectrographe est capable de collecter simultanément 5000 spectres. Différentes catégories de cibles astronomiques seront observées, représentant un échantillon final de 35 millions d'objets. Leur redshift est compris entre $0.05 < z < 4.0$ et sera mesuré avec une haute résolution spectrale, entre $R = 2000$ et $R = 5000$, dans une plage étendue en longueur d'onde de $360\,\mathrm{nm}$ à $980\,\mathrm{nm}$.

2.1 Science de DESI

Une grande partie des informations fournies dans cette section sont extraites du *Science Final Design Report* de DESI [1].

2.1.1 Objectifs scientifiques

Les spectres de 35 millions d'objets répartis sur une région du ciel de $14\,000\,\mathrm{deg}^2$ seront observés par l'instrument de DESI. La distance de ces objets le long de la ligne de visée sera déterminée par la mesure du redshift. Leur position produira une cartographie 3d des structures à grande échelle de l'Univers et de leur évolution au cours du temps, donc de la distribution de la densité de matière sous-jacente.

Oscillations acoustiques des baryons

La figure 2.1 montre les incertitudes attendues sur la mesure par DESI du taux d'expansion de l'Univers en fonction du redshift. DESI contraindra l'échelle BAO à mieux que 0.28% à $0.0 < z < 1.1$ et à mieux que 0.39% à $1.1 < z < 1.9$ et déterminera le paramètre de Hubble à mieux que 1% à $1.9 < z < 3.7$. DESI apportera un gain d'environ un ordre de grandeur sur la précision de l'estimation de ces paramètres par rapport aux expériences précédentes BOSS [2, 3] et eBOSS [4]. De plus, ces paramètres seront estimés sur l'intégralité de la plage en redshift sondée par DESI, de $z = 0$ à $z = 4.0$.

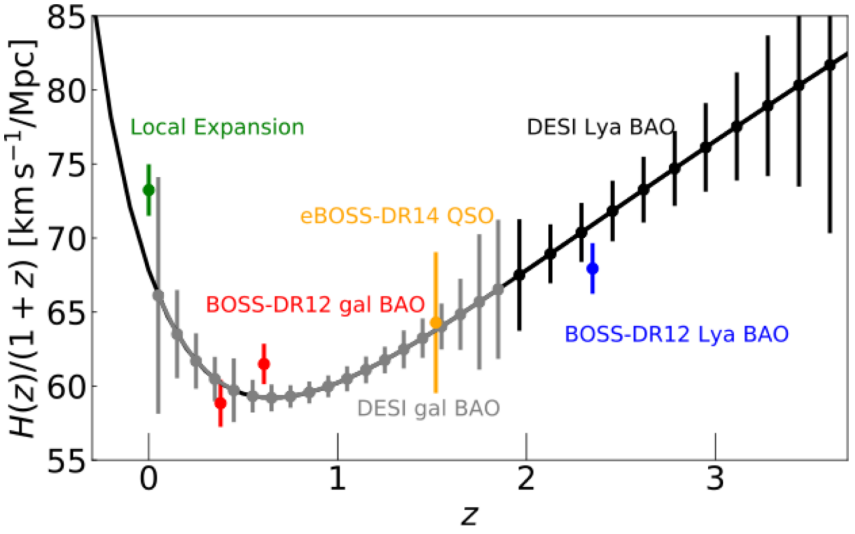


FIGURE 2.1 Taux d'expansion de l'Univers en fonction du redshift par intervalle $\Delta z = 0.1$. Les incertitudes attendues sur la mesure par DESI du taux d'expansion sont matérialisées par les barres d'erreur grises et noires à comparer à celles de couleur indiquant les mesures actuelles de cette quantité produites d'expériences précédentes. Figure extraite de [5].

Distorsions dans l'espace des redhsifts

La figure 2.2 montre les incertitudes attendues sur la mesure par DESI du taux de croissance des structures en fonction du redshift comparées aux prédictions du taux de croissance des structures pour trois modèles de gravité. La précision offerte par DESI permettra de discriminer quel modèle est le plus compatible avec les données.

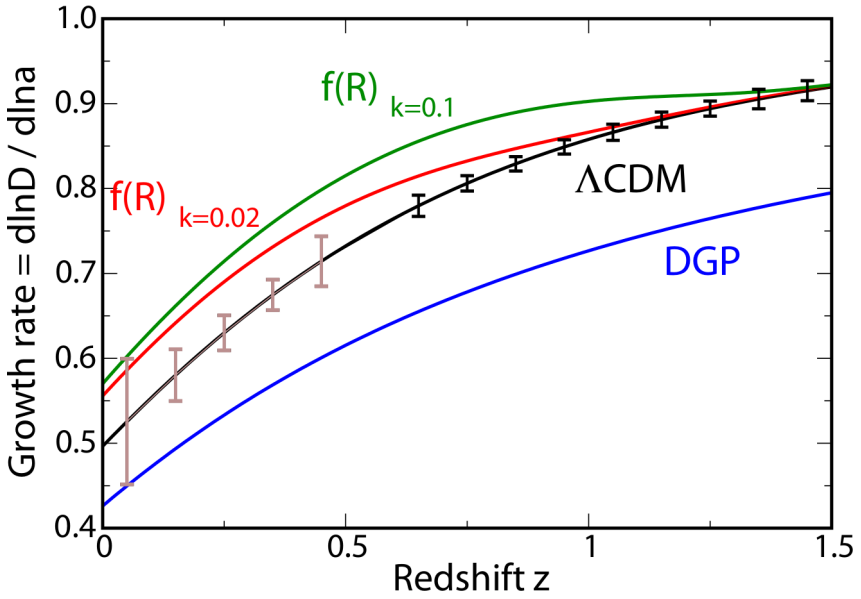


FIGURE 2.2 Taux de croissance des structures en fonction du redshift. En lignes continues sont tracées les prédictions théoriques pour le modèle standard ainsi que celles pour deux modèles de gravité modifiée : le modèle DGP (Dvali-Gabadadze-Porrati) [6] et le modèle $f(R)$ [7]. Les prédictions pour le modèle $f(R)$ sont évaluées pour deux valeurs du nombre d'onde k. Les incertitudes attendues sur la mesure par DESI du taux de croissance des structures sont matérialisées par les barres d'erreur grises, associées au relevé des BGS, et celles noires associées au relevé des quatre autres traceurs. Figure extraite de [8].

2.1.2 Traceurs de la matière

Cinq catégories de traceurs de la matière sont exploités par DESI pour l'étude de l'énergie noire. DESI observera une densité de cibles de $\sim 4000 \,/\, \mathrm{deg}^2$, estimée représenter moins de $5\,\%$ des galaxies observables aux magnitudes accessibles par l'instrument. Ce sont donc les traceurs les plus avantageux qui sont choisis, à savoir les plus lumineux et ceux qui facilitent leur sélection et la détermination de leur redshift. Leur spectre montre des propriétés distinctives. Combinés, ils couvrent une plage étendue en redshifts, ici de $z > 0.05$ à $z < 4.0$. Les zones de recouvrement en redshift entre traceurs permettront de réaliser des corrélations croisées et de s'affranchir de systématiques dont souffrent certains traceurs lorsqu'ils sont examinés individuellement. Le tableau 2.1 indique la proportion de chacun de ces traceurs au sein de l'échantillon final des objets observés par DESI, constitué de 35 millions d'objets, ainsi que la

densité de cibles qui leur est allouée. Ces cibles sont sélectionnées à partir de données d'imagerie produites dans plusieurs bandes photométriques. Les figures 2.3 affichent la répartition de ces traceurs en fonction du redshift.

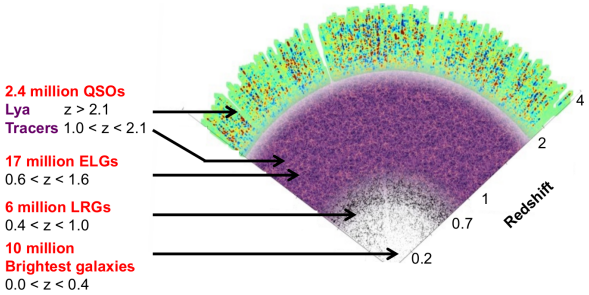
Lorsque les conditions d'observation sont optimales, en période dite sombre, quatre traceurs sont employés compris entre $z = 0.4$ et $z = 4.0$. Ils contribuent à hauteur de 25 millions d'objets dans l'échantillon final. Les *Luminous Red Galaxies* (LRG) sont des galaxies rouges et lumineuses à $z < 1.0$. Elles peuvent facilement être identifiées à l'aide de données dans l'infrarouge. Les *Emission Line Galaxies* (ELGs) sont des galaxies caractérisées par un taux élevé de formation stellaire. Leur spectre exhibe des raies d'émission intenses, notamment les doublets [OII] et [OIII] situés aux longueurs d'onde de $327\,\mathrm{nm}$ et $500\,\mathrm{nm}$ dans le référentiel de la galaxie. Elles sont sélectionnables entre $0.6 < z < 1.6$ à des densités requises pour la mesure du BAO à l'aide des bandes photométriques g, r et z. Les *Quasi-Stellar Object* (QSO) ou quasars constituent une excellente population de traceurs pour sonder l'Univers à $1 < z < 2$ où leur densité est maximum. Les forêts Lyman-α formés dans le spectre des QSO situé à $z > 2.1$ et dus aux absorptions par le milieu intergalactique représentent le seul moyen d'étudier l'énergie noire à ces redshifts élevés. La sélection des QSO, identique pour ceux exploités comme traceurs directs de la matière ou comme forêts Lyman-α, fait l'objet du chapitre 4 de ma thèse. Les relevés photométriques dédiés à leur sélection y sont décrits. Lorsque les conditions d'observation sont dégradées, en période dite claire, par exemple en présence de la lune, DESI observera des galaxies très brillantes, notées BGS (*Bright Galaxy Star*), situées à $0.05 < z < 0.4$ et également utilisées pour l'étude de l'énergie noire. Celles-ci contribuent à hauteur de 10 millions d'objets dans l'échantillon final, soit une densité 10 fois supérieure à celle obtenue par SDSS. Leur sélection est basée sur deux critères. Leur magnitude est limitée à r < 19.5 et leur morphologie doit être étendue. Les ELG constituent le traceur favorisé par DESI comme l'indique le budget de cibles qui leur est attribué (tableau 2.1). Les caractéristiques des relevés photométriques dédiés à la sélection des cibles sont optimisées pour leur sélection. Les objectifs scientifiques imposent une précision notée Δz sur la détermination du redshift des ELG telle que $\Delta z = 0.0005\,(1 + z)$.

En parallèle de l'observation des galaxies brillantes en période claire, des étoiles de la Voie Lactée, notées MWS (*Milky Way Stars*), seront observées à hauteur de 10 millions d'objets. Leur spectre indiquera leurs propriétés chimiques et leur vitesse qui combinées aux informations astrométriques fournies par le télescope spatial Gaia permettront d'investiguer les populations d'étoiles de notre galaxie ainsi que l'évolution et le halo de matière noire de la Voie Lactée.

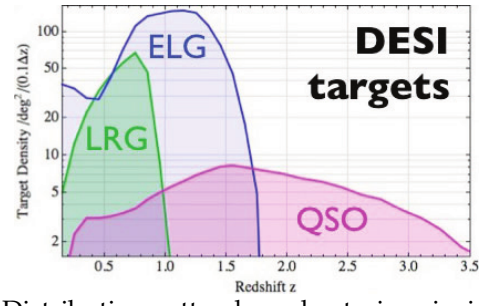
TABLE 2.1 Résumé des différentes catégories de cibles observés par DESI pour une région sondée du ciel de $14\,000\,\mathrm{deg}^2$.

Classe de cibles	Plage de redshift	Bandes utilisées	Candidats par deg^2	Expositions par deg^2	Cibles confirmés par deg^2	Taille de l'échantillon
LRG	0.4 - 1.0	g,r,z,W1	480	610	430	6.0 M
ELG	0.6 - 1.6	g,r,z	2400	1870	1220	17.1 M
QSO (traceurs)	< 2.1	g,r,z,W1,W2	170	170	120	1.7 M
QSO (Ly-α)	> 2.1	g,r,z,W1,W2	90	250	50	0.7 M
Total en période sombre			**3140**	**2900**	**1820**	**25.5 M**
BGS	0.05 - 0.4	r	800	740	710	9.9 M
BGS ténus	0.05 - 0.4	r	600	460	430	6.0 M
MWS	0.0	g,r (Gaia mu)	800+	720	720	10.1 M
Total en période claire			**2200+**	**1920**	**1860**	**26.0 M**

FIGURE 2.3 Répartition des différentes catégories de traceurs exploitées par DESI en fonction de leur plage en redshift pour explorer l'Univers entre $0.05 < z < 4.0$.



(A) Schéma des différentes strates en redshift de l'Univers sondées par DESI en fonction des traceurs utilisés.



(B) Distributions attendues des trois principales familles de cibles observées par DESI en fonction du redshift.

2.2 Instrument de DESI

Le concept de l'instrument est décrit ci-après et s'appuie sur la figure 2.4. L'instrument DESI constitue une mise à niveau d'un télescope pré-existant, celui du Mayall doté d'un miroir primaire de 4 mètres et situé au Kitt Peak National Observatory en Arizona. Un nouveau correcteur optique placé au sommet du télescope délivre combiné au miroir primaire un champ de vue étendu de $8\,\mathrm{deg}^2$. Le plan focal du télescope est couvert de 5000 fibres optiques. Chaque tête de fibre est déplacée par un actionneur mécanique afin de collecter la lumière des objets pointés. Les fibres sont ensuite acheminées jusqu'aux dix modules spectrographes situés au pied du télescope qui observent ainsi les spectres projetés de 5000 objets simultanément. Dans le but d'atteindre l'efficacité d'observation requise, le temps entre chaque exposition doit être inférieur à $1\,\mathrm{min}$. L'instrument repose aussi sur un développement logiciel considérable dédié à son contrôle et à des fonctions de monitoring, au traitement de la quantité importante des

données qui seront produites et à la réalisation de simulations. Une grande partie des informations fournies dans cette section est extraite de l'*Instrument Final Design Report* de DESI [9] et de [10].

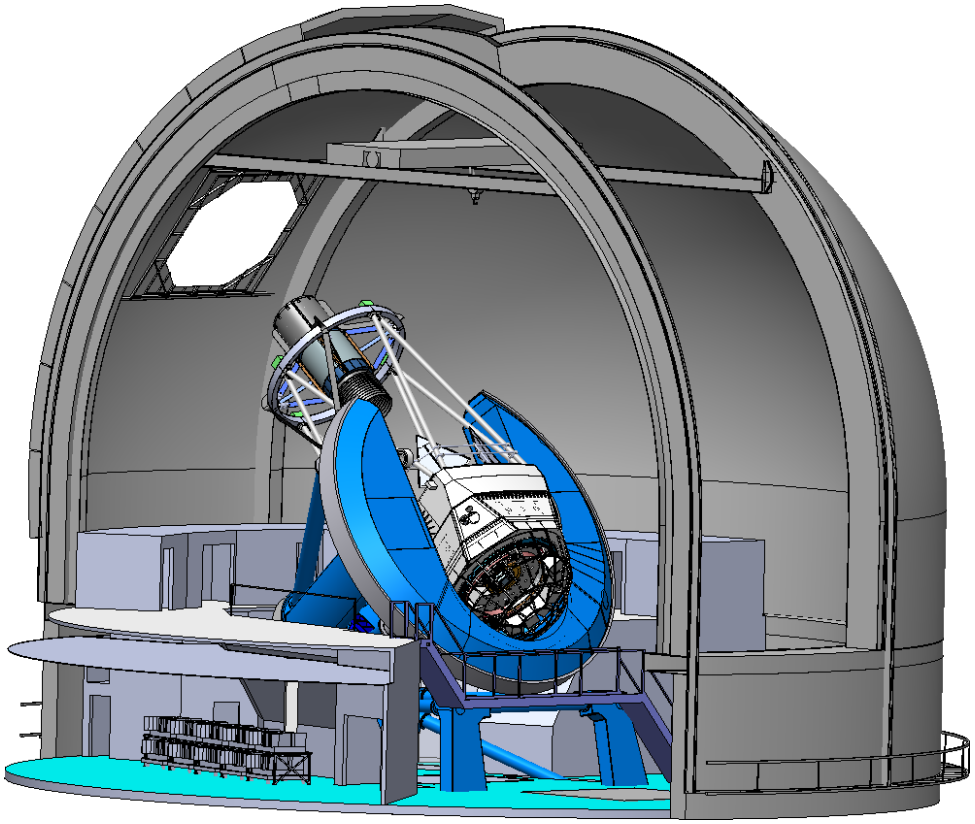


FIGURE 2.4 Vue d'ensemble de l'instrument de DESI construit sur la base du télescope Mayall doté d'un miroir primaire de 4 mètres. La structure tubulaire supporte au sommet du télescope une cage cylindrique maintenue au centre d'un anneau. Dans cette cage est placé le correcteur grand champ monté sur un hexapode mobile surplombé par le plan focal couvert de 5000 fibres optiques. Les quatre boîtiers verts visibles contiennent les lampes d'étalonnage qui projettent leur éclairement sur l'écran blanc installé sur la paroi intérieure du dôme du télescope. Au pied de ce dernier, une salle dédiée à température contrôlée est aménagée afin de recevoir les dix modules spectrographes disposés en deux étages superposés.

2.2.1 Télescope et correcteur grand champ

Le National Optical Astronomy Observatory (NOAO) a apporté au cours des dernières années des améliorations importantes au télescope du Mayall doté d'un miroir primaire de 4 mètres pour l'arrivée de DESI [11–13]. Des éléments mécaniques essentiels aux mouvements précis de suivi des objets observés ont été remplacés et un nouveau logiciel de contrôle du télescope a été implémenté. Le NAOA a aussi modifié la structure située au sommet du télescope avec un nouvel anneau et une nouvelle cage en vue de supporter le futur correcteur et plan focal de DESI. Ce système modernisé a été utilisé pour mener le relevé d'imagerie dans la bande

photométrique z requise pour la sélection des cibles de DESI. Depuis février 2018, les activités du télescope sont suspendues afin de préparer la migration vers l'instrument de DESI.

Un nouveau correcteur [14–16] est installé au sommet du télescope face au plan focal afin d'offrir à DESI un champ de vue étendu de $3.2°$ de diamètre. Sa transmission est garantie supérieure à $90\,\%$ dans la plage spectrale sondée par DESI, de $360\,\mathrm{nm}$ à $980\,\mathrm{nm}$. La courbure de champ introduite par le correcteur est faible. Un barillet en acier et carbone, représenté figure 2.5, maintient les six lentilles du correcteur et le plan focal solidaires. Les tolérances de positionnement de ces lentilles de $0.8\,\mathrm{m}$ à $1.14\,\mathrm{m}$ de diamètre sont de $\pm 20\,\mu\mathrm{m}$ en déplacement latéral et de $\pm 20\,\mu\mathrm{m}$ au bord des lentilles en inclinaison. Un hexapode à six degrés de liberté connecte le barillet à la cage fixée au sommet du télescope. Cet hexapode participe à l'optique active de l'instrument. Il ajuste la position de l'ensemble correcteur et plan focal afin de conserver l'alignement de ces deux éléments avec le miroir primaire. Les deux lentilles centrales, notées ADC1 et ADC2 sur la figure 2.5 pour *Atmospheric Dispersion Compensator*, servent à corriger de l'effet de la dispersion atmosphérique.

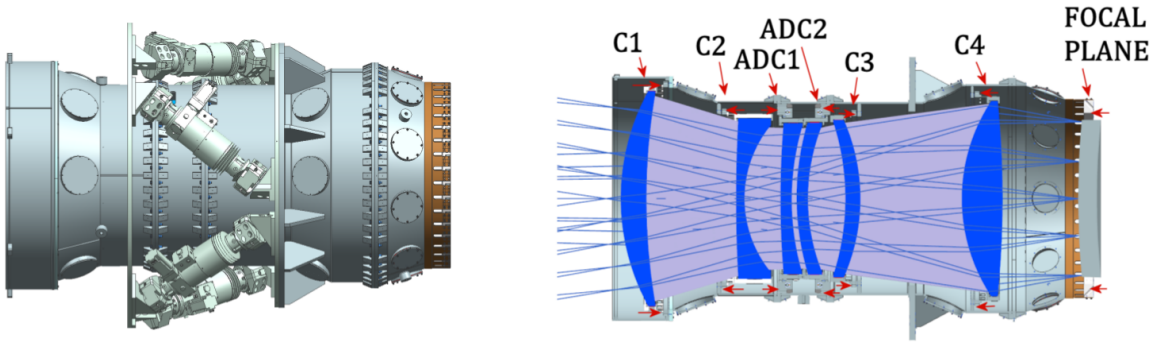


FIGURE 2.5 À gauche, vue extérieure du barillet et de l'hexapode. À droite, vue en coupe montrant comment les quatre lentilles du correcteur notées C1, C2, C3 et C4 ainsi que les deux ADC sont disposés à l'intérieur du barillet. Les flèches rouges indiquent les directions dans lesquelles les lentilles s'attachent au barillet. Le volume en violet correspond à celui effectivement traversé par les rayons lumineux compte tenu des ouvertures combinées de toutes les lentilles.

2.2.2 Plan focal et système de fibres

Le plan focal [17–19] où est imagée la région de $8\,\mathrm{deg}^2$ observée par le télescope mesure $0.8\,\mathrm{m}$ de diamètre. Il est représenté figure 2.6. Ce "plan" focal est en fait de forme asphérique afin de compenser la courbure de champ due à l'optique. Il est recouvert de 5000 fibres optiques de $107\,\mu\mathrm{m}$ de diamètre de cœur. Chaque tête de fibre est individuellement repositionnable autour de sa position centrale dans un rayon d'action de $6\,\mathrm{mm}$ avec une précision de $\pm 2\,\mu\mathrm{m}$ à

l'aide d'un actionneur robotique à deux degrés de liberté. Cet actionneur est ainsi constitué de deux pièces mobiles en rotation, la première autour d'un axe passant par la position centrale de la fibre et la seconde autour d'un axe excentré. La distance centre à centre entre deux fibres voisines est de $10.4\,\mathrm{mm}$. Le point à mi-distance entre ces deux fibres est donc inscrit dans leur rayon d'action qui se chevauche afin d'éviter des zones non couvertes. Un algorithme est chargé de calculer la séquence du mouvement coordonné des 5000 fibres sans risque de collision. Le point fort de ce plan focal est sa capacité à déplacer de manière synchronisée, rapidement et précisément, 5000 fibres optiques selon un motif arbitraire, jusqu'à $107\,000$ fois successives au cours des cinq ans de la mission de DESI.

Le plan focal circulaire est divisé en 10 segments identiques, aussi appelés pétales, en aluminium, d'environ $10\,\mathrm{cm}$ d'épaisseur et de $60\,\mathrm{kg}$. Ces pétales sont percés de trous très précis dans lesquels sont logés les positionneurs de fibres. Chaque segment dispose de 502 fibres. Les 2 fibres supplémentaires sont dédiées à une caméra séparée utilisée pour le calcul en temps réel du temps d'exposition optimal. Chaque segment est équipé d'une caméra, appelée GFA (*Guide Focus Alignement*), placée près de la circonférence du plan focal. Six de ces caméras sont dédiées à guider le télescope au cours de son mouvement de suivi des objets en repérant le centroïde d'étoiles connues. Les quatre autres mesurent le défaut de mise au point de certaines étoiles afin de corriger en piston et en inclinaison le correcteur et le plan focal montés sur l'hexapode mobile à 6 degrés de liberté. Ces 10 caméras sont identiques, seuls leurs filtres optiques les différencient.

Une lunette munie d'une caméra, appelée FVC (*Fiber View Camera*), est placée au centre du miroir primaire et est orientée en direction du plan focal. Elle mesure à travers le correcteur la position des 5000 fibres rétroéclairées au sein des spectrographes (voir section 2.2.3) ainsi que les 12 sources fiducielles par pétale disséminées à la surface du plan focal. Ces points fiduciels servent à corriger de la distorsion causée par le correcteur du motif de points observé par la FVC. Les informations acquises par ce dispositif interviennent dans la boucle d'asservissement de l'instrument. À chaque pointage du télescope vers une nouvelle région du ciel, les fibres sont d'abord positionnées grossièrement avec une précision de 10 à $80\,\mu\mathrm{m}$ puis leur position est rectifiée grâce à la boucle d'asservissement afin d'atteindre la précision requise de $2\,\mu\mathrm{m}$.

Le système de fibres [20] part de l'arrière des positionneurs de fibres situés au niveau du plan focal du télescope. Les fibres sont regroupées dans des câbles par paquets de 500. Ces câbles sont guidés le long de la structure de l'instrument afin d'éviter les torsions et sont enroulés deux fois sur leur trajet en spirale afin d'amortir les tensions axiales. Le rayon de courbure des câbles ne dépasse pas $200\,\mathrm{mm}$ et leur longueur est de $47.5\,\mathrm{m}$. Les fibres terminent dans 10 blocs de 500 fibres qui constituent les têtes de fibres de $120.9\,\mathrm{mm}$ de hauteur à insérer dans la fente d'entrée des spectrographes. Au sein d'une tête de fibres, celles-ci logent dans des rainures en 'v' et sont réunies en 20 blocs de 25 fibres. Ces blocs sont espacés de $556\,\mu\mathrm{m}$. Au sein d'un bloc,

les fibres sont parallèles et espacées de $230\,\mu\mathrm{m}$. Chaque bloc de fibres est incliné de façon à être tangent à la surface focale convexe des spectrographes de rayon de courbure de $468.3\,\mathrm{mm}$.

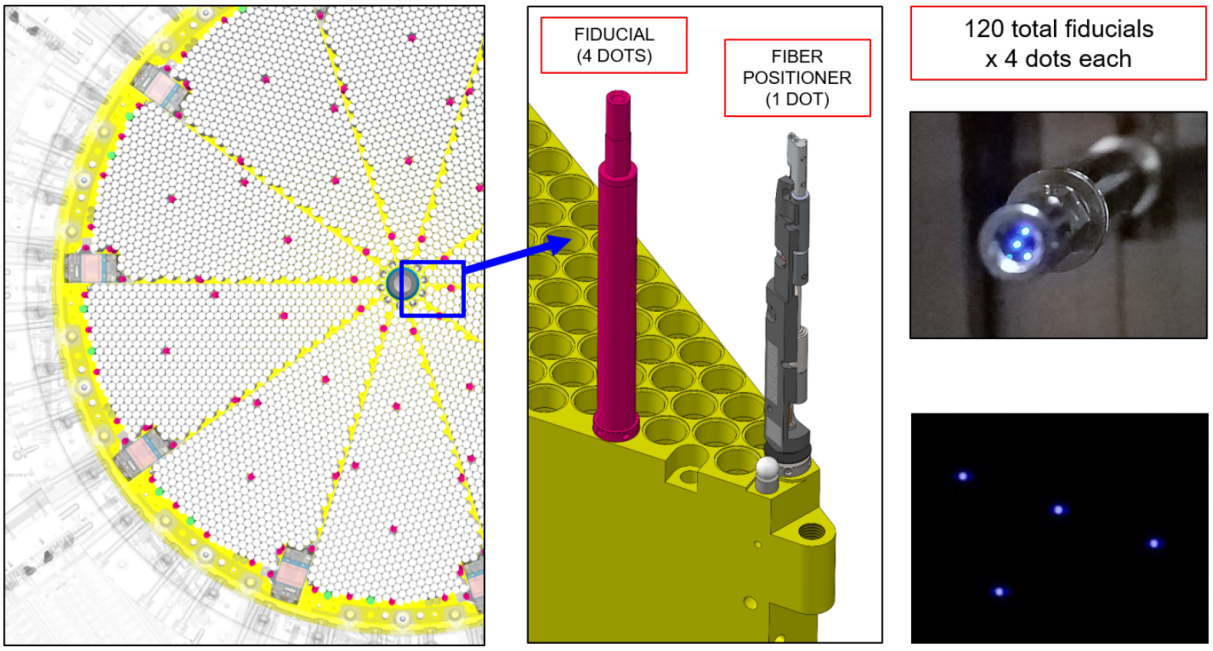


FIGURE 2.6 À gauche, vue d'ensemble du plan focal de l'instrument. Les 10 segments ou pétales sont visibles alvéolés par les emplacements des fibres distribuées à leur surface. Les sources fiducielles sont matérialisées par les points rouges. Les caméras GFA sont réparties le long de la circonférence du plan focal et la FVC est placée au centre du plan focal. Au centre, vue ciblée sur le coin intérieur d'un pétale dans lequel sont logés une source fiducielle et un positionneur de fibre. À droite, l'extrémité d'une source fiducielle et le motif formé des 4 points lumineux produits par ces sources sont représentés.

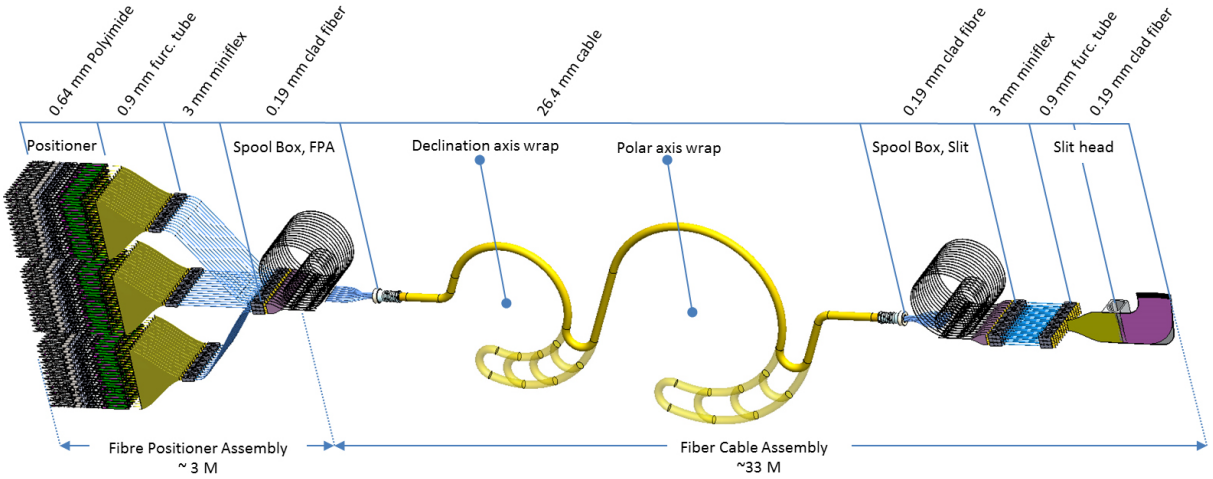


FIGURE 2.7 Schéma du système de fibres qui s'étend des positionneurs de fibres jusqu'aux têtes de fibres à insérer dans la fente des spectrographes. Les fibres sont enroulées en spirale à deux reprises afin d'absorber les sollicitations en traction sur les câbles.

2.2.3 Spectrographe

L'instrument DESI dispose de 10 modules spectrographes identiques [21] d'environ $500\,\mathrm{kg}$. Chaque spectrographe est constitué de trois voies en longueur d'onde, désignées bleue, rouge et NIR (*Near-Infrared*), dans le but de maximiser la plage spectrale couverte, ici de $360\,\mathrm{nm}$ à $980\,\mathrm{nm}$, et la transmission sur l'ensemble de cette plage spectrale. Chaque voie a une résolution spectrale distincte. Celles-ci sont résumées dans le tableau 2.2. La voie bleue a une résolution supérieure à 1500 contrainte par l'observation des forêts Lyman-α. La voie rouge a une résolution supérieure à 3000 requise pour résoudre la raie d'absorption à $400\,\mathrm{nm}$ du spectre des LRG. La voie NIR a une résolution supérieure à 4000 requise pour résoudre le doublet [OII] du spectre des ELG. Les figures 2.8 et 2.9 décrivent les principaux éléments et le principe de fonctionnement des spectrographes. Les VPHG ont été choisis comme disperseurs car ce type de réseau délivre une haute transmission sur une large gamme spectrale et sur une grande surface du réseau. Le réseau est imprimé précisément par holographie dans un film en gélatine. La désignation du spectrographe numéro i sera notée SMi.

Chaque voie spectrale est équipée de sa propre caméra et de son propre capteur CCD (*Charge Coupled Device*) constitué de quatre quadrants et d'environ 4kx4k pixels de $15\,\mu\mathrm{m}$ de côtés, soit des capteurs d'environ $6 \times 6\,\mathrm{cm}$ de côtés. Les caméras sont différentes d'une voie à l'autre. Elles sont toutes constituées de 5 lentilles sphériques excepté la première et la dernière surface des caméras qui sont asphériques. La qualité d'imagerie de ces caméras, compte tenu de la diffraction et des aberrations, est caractérisée par un rayon maximum du spot image d'un point source inférieur à $12\,\mu\mathrm{m}$. Le détecteur des voies bleues est produit par l'Université d'Arizona. Son efficacité quantique est supérieure à 75% entre 360 et $400\,\mathrm{nm}$ et supérieure à 85% entre 400 et $600\,\mathrm{nm}$. Le détecteur des voies rouges et NIR est produit par le Lawrence Berkeley National Laboratory (LBNL). Son efficacité quantique est supérieure à 85% entre 600 et $900\,\mathrm{nm}$ et supérieure à 60% entre 900 et $980\,\mathrm{nm}$. Le LBNL a conçu et fabriqué les boîtiers de commande des capteurs CCD, appelés FEE (*Front End Electronics*). Les lentilles des caméras sont fabriquées par l'entreprise Winlight localisée dans le sud de la France. Les spectrographes complets avec leurs composants optiques et mécaniques et leurs 3 cryostats sont assemblés, alignés et testés dans les locaux de cette entreprise.

Un quadrant CCD est lu par un amplificateur qui applique un gain de conversion des électrons collectés en ADU[1]. Les images brutes produites en sortie des CCD sont constituées de zones dites d'*overscan* et de *prescan*. Ces zones virtuelles de l'image CCD servent à estimer et soustraire le signal moyen ajouté par l'électronique de lecture au signal utile reçu. Ces zones sont à retirer de l'image finale.

1. ADU : de l'anglais *analog-to-digital unit*, unité de sortie après conversion du signal analogique, associé aux électrons collectés au sein des pixels, en signal numérique. Cette opération est réalisée par des convertisseurs analogique-numériques dont est doté l'électronique de lecture de chacun des quadrants du capteur CCD.

TABLE 2.2 Caractéristiques des trois voies spectrales des modules spectrographes.

Voie	Plage Spectrale [nm]	Résolution spectrale	Transmission totale
Bleue	$360 - 593$	2000 à 3200	$\lambda = 400\,\text{nm} : 60\,\%$ $\lambda = 500\,\text{nm} : 69\,\%$
Rouge	$566 - 772$	3200 à 4100	$\lambda = 600\,\text{nm} : 69\,\%$ $\lambda = 700\,\text{nm} : 70\,\%$
Nir	$747 - 980$	4100 à 5100	$\lambda = 800\,\text{nm} : 78\,\%$ $\lambda = 900\,\text{nm} : 73\,\%$

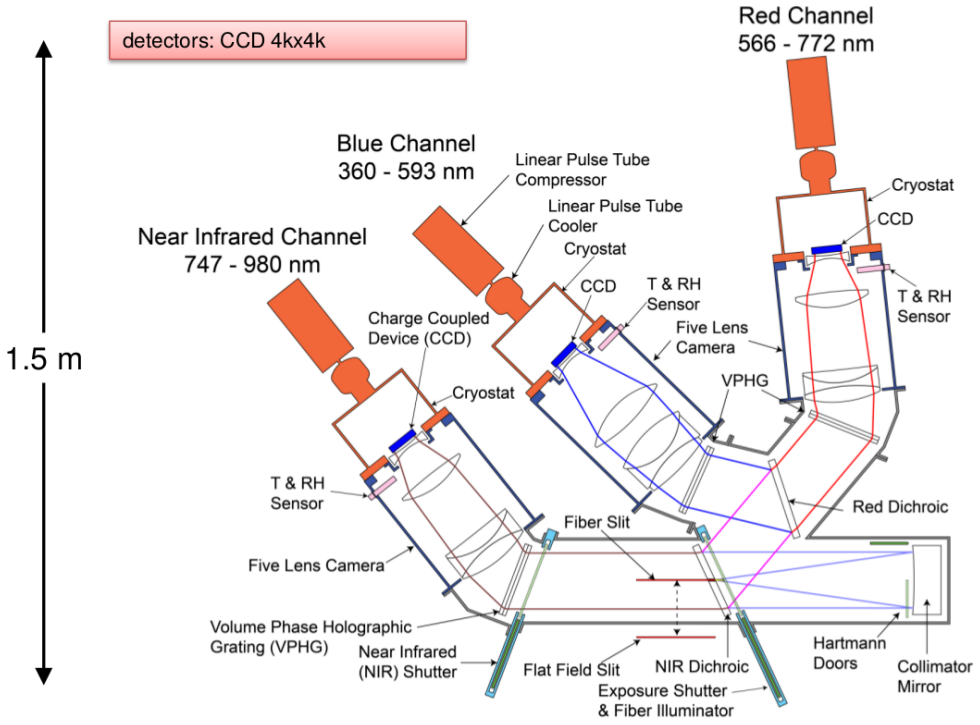


FIGURE 2.8 Schéma optique d'un module spectrographe. La lumière collectée par les fibres optiques au plan focal du télescope est transportée par groupe de 500 fibres jusqu'au spectrographe. Celles-ci sont insérées dans la fente de la première dichroïque en face du collimateur. Le faisceau réfléchi et collimaté est ensuite divisé par la même dichroïque en transmission vers la voie NIR et en réflexion vers les deux autres voies. La fraction réfléchie est divisée à nouveau par une seconde dichroïque entre la voie rouge et la voie bleue. Chaque bras dispose de son propre disperseur, noté VPHG (*Volume Phase Holographic Grating*) et de sa propre caméra composée de cinq lentilles. La dernière lentille constitue aussi le hublot de fermeture de l'enceinte sous-vide du cryostat au sein duquel est placé le capteur CCD sur lequel les spectres des objets sont projetés. Les CCD sont refroidies par un module cryogénique LPT (*Linear Pulse Tube*) situé à l'arrière des cryostat. D'autres éléments présents participent au fonctionnement de l'instrument : les portes d'Hartmann pour le réglage de la mise au point des caméras et deux obturateurs. L'obturateur situé près de la première dichroïque est doté d'une fente lumineuse placée en face de la fente d'entrée des fibres optiques afin de les rétroéclairées.

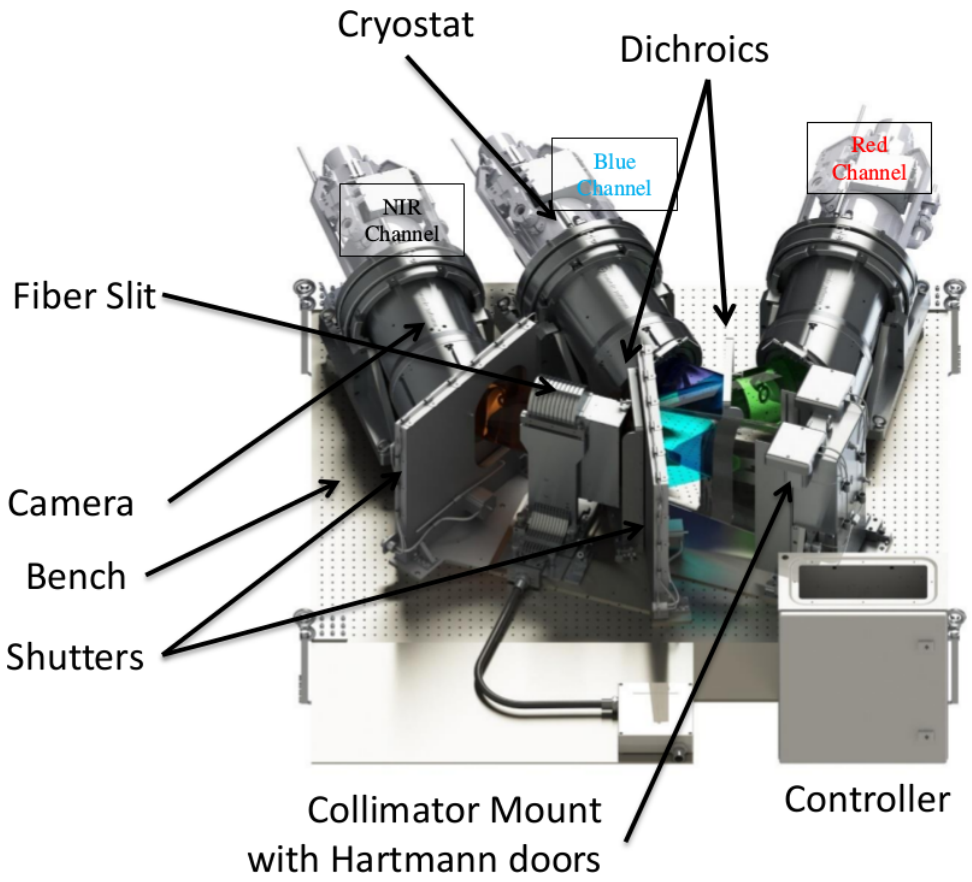


FIGURE 2.9 Vue d'ensemble d'un module spectrographe complet. Les trois bras du module associés aux trois voies spectrales, bleues, rouges, NIR sont visibles, équipés de leur propre caméra et cryostat. Les 500 fibres sont insérées dans la fente d'entrée du spectrographe percée dans la première dichroïque.

2.2.4 Cryostats

Les capteurs CCD sont confinés dans l'enceinte sous vide des cryostats dans laquelle elles sont refroidies à des températures très basses, de l'ordre de $-120\,°\mathrm{C}$. L'intégration et l'alignement de ces dernières constituent l'objet du chapitre 3 de ma thèse. Les spécifications des cryostats sont résumées tableau 2.3. La figure 2.10 décrit l'architecture d'un cryostat. La bride avant du cryostat est responsable de l'interface avec la caméra. La lentille de fermeture du cryostat est montée dans le FLA (*Field Lens Assembly*) qui est inséré au centre de la bride. Le système cryogénique et le maintien du vide sont discutés dans les paragraphes suivants. La chaîne thermique consiste en partie en l'extrémité du système cryogénique, appelée tête froide, connectée par des tresses en cuivre à la plaque froide sur laquelle est montée la CCD. Un cryostat entier avec tous ses composants pèse $30\,\mathrm{kg}$ et mesure $310\,\mathrm{mm}$ de diamètre pour $480\,\mathrm{mm}$ de long.

TABLE 2.3 Spécifications des cryostats.

	Spécifications
Plage en température	140 à 163 K
Précision en température	± 1 K
Stabilité en température	± 0.1 K
Temps de vie des LPT	$> 50\,000$ heures MTBF
Vibration maximum	$< 3\,\mu$m
Température ambiante	18 à 22 °C
Qualité du vide	$< 1.0 \times 10^{-3}$ mbar
Pression ambiante	0.7 à 1 atm

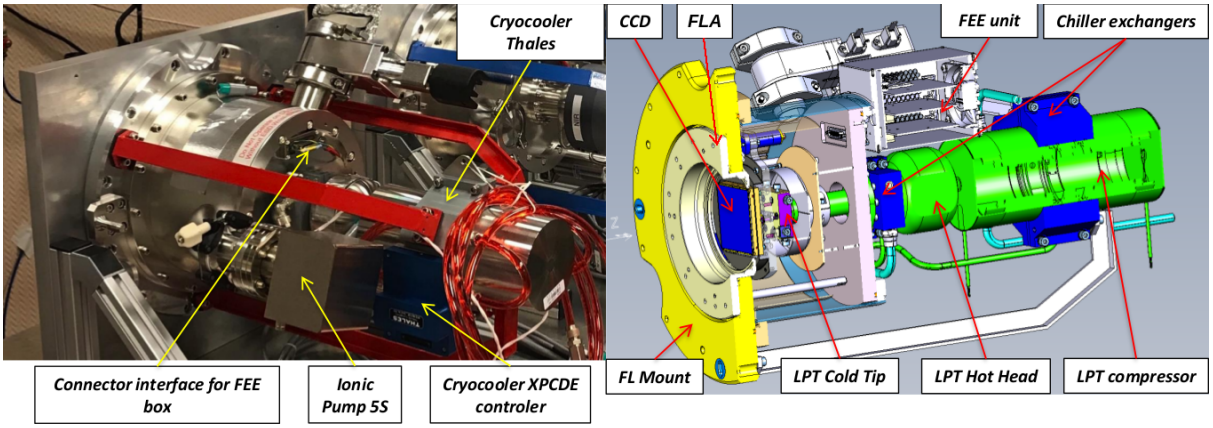


FIGURE 2.10 À gauche, photographie d'un cryostat rouge vu de derrière. Le système cryogénique (noté LPT) et son boîtier de commande (noté XPCDE) ainsi que que la pompe ionique sont visibles. À droite, vue CAO en coupe d'un cryostat. La bride d'interface du cryostat est la pièce en jaune. Le FLA est la pièce circulaire insérée au centre de la bride. La lentille de fermeture n'est pas représentée. La tête froide (*cold tip*) et la tête chaude (*hot head*) du LPT en vert sont indiquées. Les parties chaudes du LPT sont enveloppées par les blocs échangeurs en bleu et dans lesquels circulent en continue un fluide réfrigéré à 10 °C. Le boîtier de commande de la CCD (FEE) est connecté sur la face arrière du cryostat. Au sommet apparaît l'orifice de sortie de l'enceinte surmontée par une vanne de fermeture/ouverture. Celle-ci est reliée à la ligne de pompage lors de la création initiale du vide.

Régulation en température

Les CCD bleues ITL sont refroidies à 163 K et les CCD rouges et NIR sont refroidies à 140 K. La précision exigée sur la température de consigne est de ± 1 °C autour de ces deux valeurs. La stabilité requise une fois la consigne atteinte est de ± 0.1 °C pour des variations de la température ambiante inférieure à 6 degrés. Chaque cryostat dispose de son propre système cryogénique. Celui utilisé est de type LPT (*Linear Pulse Tube*) fabriqué par l'entreprise Thales. Il présente de nombreux avantages par rapport à la méthode traditionnelle basée sur un fluide cryogénique à température fixe, comme l'azote liquide, complexe à mettre en œuvre. Le LPT est un module disponible sur catalogue, déjà éprouvé, et accompagné de son boîtier de commande appelé XPCDE. Une fois intégré au cryostat, le réglage de son asservissement en fonction de la charge thermique à refroidir est nécessaire. La durée de vie d'un LPT est estimée à 100 000

heures MTBF[2] à pleine puissance. Le LPT travaille à $35\,\%$ de sa puissance maximum pour une CCD refroidie à $140\,\mathrm{K}$. De plus, la technologie du LPT convient parfaitement. Aucune pièce mobile n'est située à proximité de la tête froide où à lieu l'échange de calories avec la CCD car la partie mécanique dans laquelle les deux membranes responsables de la détente et de la compression du gaz est déportée, réduisant les vibrations de la CCD à moins de $3\,\mu\mathrm{m}$ en amplitude. Le temps de descente en froid des CCD de $300\,\mathrm{K}$ à leur température de consigne est de ~ 2 heures et le temps de stabilisation est de 2 à 4 heures supplémentaires respectivement pour les détecteurs dans le rouge/NIR et dans le bleu.

Maintien du vide

Le vide à l'intérieur des enceintes cryostats est obtenu par un groupe de pompage turbomoléculaire afin de produire un vide à $1 \times 10^{-6}\,\mathrm{mbar}$. Environ 4 heures sont nécessaires pour atteindre $\sim 1 \times 10^{-5}\,\mathrm{mbar}$, pression à partir de laquelle la descente en froid peut être initiée. Une fois le cryostat retiré de la ligne de pompage et scellé, le vide statique est maintenu à un niveau de l'ordre de $1 \times 10^{-7}\,\mathrm{mbar}$ avec une pompe ionique de débit $5\,\mathrm{L\,s^{-1}}$. La durée de vie de celle-ci est garantie par le constructeur supérieure à $500\,000\,\mathrm{h}$ à $1 \times 10^{-7}\,\mathrm{mbar}$. Le taux de fuite des enceintes cryostats a été mesuré à $\sim 5 \times 10^{-8}\,\mathrm{mbar\,L\,s^{-1}}$ à froid. En cas de dysfonctionnement de la pompe ionique, ce taux de fuite correspond environ à 2 à 4 heures avant que le refroidissement du la CCD soit arrêté.

Procédure d'assemblage et de tests

L'intégration et les tests d'un lot de trois cryostats associés à un même module spectrographe s'étalent sur huit semaines. Afin de livrer à Winlight un lot de cryostats toutes les six semaines, plusieurs opérations sont réalisées en parallèle :

— Nettoyage des pièces mécaniques : bains d'ultrasons afin d'enlever graisses et résidus d'usinage et étuvage dans un four sous atmosphère azotée pour le dégazage des pièces et l'élimination des molécules piégées, en majorité de l'eau.

— Montage du cryostat, du LPT et de la pompe ionique. Intégration et alignement des capteurs CCD. Montage du cryostat avec le FLA équipé du hublot plan de fermeture dans un premier temps. Opérations réalisées en salle blanche.

— Câblage des deux boîtiers de commande, XPCDE et FEE, et de la pompe ionique. Raccordement à l'automate de contrôle et à la ligne de vide.

2. MTBF : de l'anglais *Mean Time Between Failures*, traduit en français par temps moyen entre pannes. C'est une mesure de la fiabilité d'un produit évaluée comme la moyenne arithmétique du temps de fonctionnement entre les pannes d'un système.

— Tests de fuite, de maintien en vide et de régulation de la température. Contrôle de la position des CCD (c.f. chapitre 3).

— Assemblage du FLA équipé de la lentille asphérique définitive.

— Expédition à Winlight avec le support des équipes du CEA afin d'intégrer les cryostats sur le spectrographe.

Un automate installé dans un rack contrôle et assure le monitoring de tous les éléments et capteurs des trois cryostats constituant un module spectrographe. Deux baies de cinq racks sont ainsi installées au Mayall. En particulier, la chaîne thermique et le vide sont surveillés afin de détecter et prévenir toute anomalie et ainsi préserver les capteurs CCD. Une interface a été développée afin de visualiser en simultané l'état de tous les cryostats et de permettre de démarrer ou stopper certaines de leurs fonctions. La figure 2.11 affiche une capture d'écran de cette interface. L'automate et sa composante logicielle font partie de la contribution du CEA au projet DESI.

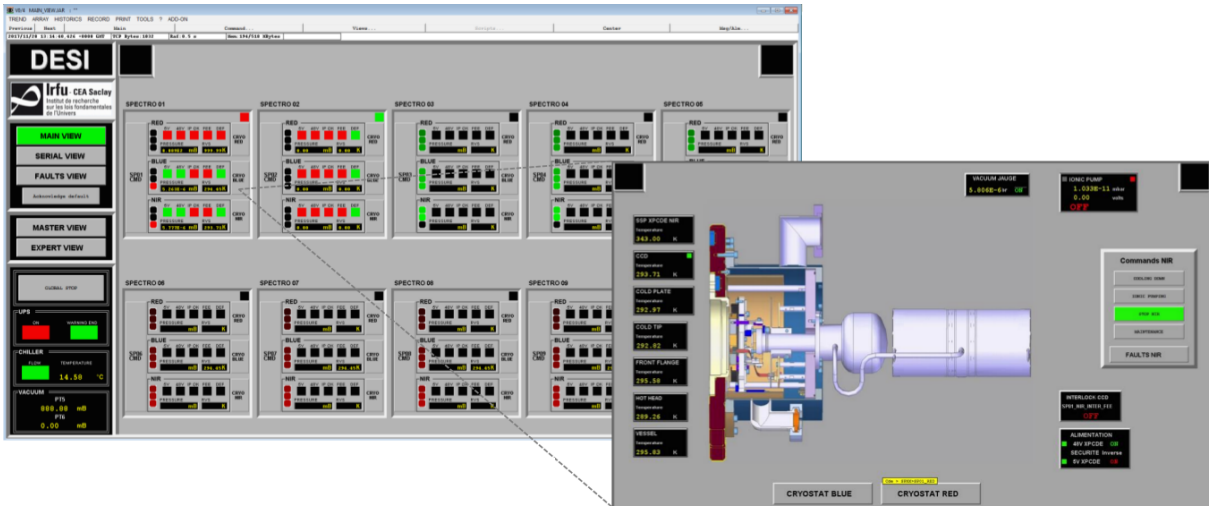


FIGURE 2.11 Interface à partir de laquelle l'opérateur a une vue globale de l'état, essentiellement les tensions, températures et niveaux de vide, des trente cryostats simultanément. Chaque cryostat peut aussi être visualisé individuellement.

2.2.5 Opérations et traitement des données

L'instrument est piloté par le programme ICS (*Instrument Control System*) qui joue le rôle de système nerveux de DESI. L'ICS communique avec tous les équipements mis en réseaux et fournit une interface utilisateur afin de visualiser l'état de l'instrument. Il en supervise tous les aspects et opère le mouvement du télescope, le contrôle des spectrographes, les cryostats, ses positionneurs de fibres, ... Il transfère les images produites des capteurs CCD et celles des caméras GFA et de la FVC. Les informations nécessaires à l'asservissement du guidage du télescope, de son optique active et du positionnement des fibres sont gérées par l'ICS. Un logiciel

est dédié à l'optimisation de la stratégie d'observation dans le but de sélectionner la portion du ciel à sonder la plus favorable et d'attribuer aux fibres du plan focal quelles cibles à pointer au sein de cette région. Une caméra mesure la brillance du ciel afin d'ajuster dynamiquement les temps d'exposition et garantir un signal sur bruit des spectres satisfaisants.

Le pipeline de traitement reçoit en entrée les images brutes acquises des détecteurs et produit en sortie les spectres étalonnés des objets observés, leur redshift et leur classification, informations utiles pour les analyses cosmologiques. Pour cela, le pipeline a besoin des données de calibration de chaque capteur CCD. Ces données décrivent la fonction de transfert entre le nombre de photons collectés au plan focal, pour une longueur d'onde et un numéro de fibre considérés, et l'éclairement capté dans le plan CCD des caméras. Une image de biais est une image générée avec une exposition de zéro seconde. Une image de *dark* est une image générée avec une exposition longue et en l'absence de signal lumineux. Une image de *flat* est une image générée lorsque toute la surface du capteur est exposée à un éclairement uniforme. En général, ces images sont produites en prenant la médiane par pixels d'une série d'images acquises afin de moyenner le bruit et éliminer les cosmiques.

Tout d'abord, les opérations classiques de pré-traitement d'une image CCD sont appliquées. La valeur médiane des zones d'overscan est soustraite pour chaque quadrant. Ces zones et celles de prescan sont retirées afin de ne conserver que la région utile de l'image. Une image de biais puis une image de dark sont soustraites. Les quatre quadrants de l'image sont corrigés des gains. L'image est corrigée de la réponse non-uniforme des pixels grâce à une image de flat. Un masque est produit afin d'exclure les cosmiques détectées, les pixels saturés, les pixels et les colonnes défectueux. Ces opérations agissent à l'échelle des pixels. Les images de biais et de dark sont renouvelées avant chaque nuit d'observation. Les images de flat sont renouvelées en moyenne une fois par an grâce à une tête de fibres dédiée qui éclaire uniformément la pupille du spectrographe à l'aide d'une source à spectre continu bien défini (lampe Tungstène).

Ensuite, les spectres sont extraits et traduits en intensité en fonction de la longueur d'onde à l'aide de l'algorithme *spectroperfectionism* [22]. Celui-ci a besoin de connaître la localisation des traces formées par les spectres sur les capteurs CCD pour chaque fibre ainsi que la solution en longueur d'onde décrite par la position du centroïde des PSF [3] et leur forme dans le champ de vue de la caméra. Ces opérations tiennent compte de la réponse optique du système c'est-à-dire des effets dus aux aberrations optiques et à la diffraction de l'instrument, au transport de la lumière dans les fibres optiques et à la détection par les capteurs CCD. Un étalonnage périodique est réalisé. La pupille du télescope est uniformément éclairée grâce à l'écran fixé sur le dôme du télescope. Les lampes à incandescence produisent un spectre continu alors que les lampes à gaz excités produisent des raies d'émission étroites. Le spectre continu sert à

3. PSF : de l'anglais *Point Spread Function*, ce terme désigne au sens strict la réponse d'un système optique à une source ponctuelle. Plus généralement, ce terme est employé ici pour désigner les spots images formés par les raies d'émission.

déterminer la trace des spectres alors que les raies d'émission servent à déterminer la solution en longueur d'onde. Celle-ci est décomposée sur la base de Gauss-Hermite, décomposition décrite par les coefficients notés a_{ij}, selon l'éq. 2.1 suivante :

$$PSF\,(X,Y) = \sum_{ij} a_{ij}(\lambda, f)\, H_i\,(X)\, H_j\,(Y) \exp\left(-\frac{X^2}{2}\right) \exp\left(-\frac{Y^2}{2}\right) \tag{2.1}$$

où $X = \frac{x - X_f(\lambda)}{SX_f(\lambda)}$ et $Y = \frac{x - Y_f(\lambda)}{SY_f(\lambda)}$ avec SX_f et SY_f les largeurs des fonctions gaussiennes. La longueur d'onde est notée λ et le numéro de fibre f. La trace des spectres en fonction de la longueur d'onde est donnée par les coordonnées notées $(X_f(\lambda), Y_f(\lambda))$. Tous les paramètres libres intervenant dans cette expression mathématique sont ajustés par des polynômes de Legendre, c'est-à-dire les coefficients a_{ij}, les paramètres SX_f et SY_f, et les coordonnées des traces des spectres X_f et Y_f. La figure 2.12 affiche les traces des spectres projetés sur les trois caméras d'un spectrographe par les lampes à raies d'émission.

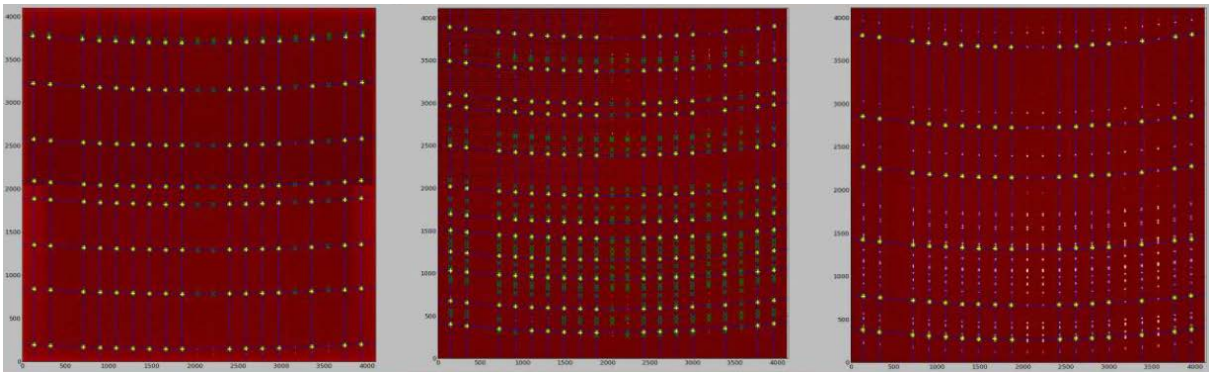


FIGURE 2.12 Traces des spectres projetés par les lampes à raies d'émission, sur les trois caméras d'un spectrographe (de gauche à droite, bleue, rouge et NIR). La direction de dispersion est verticale. Les numéros de fibre varient horizontalement. Les lignes d'émission les plus intenses correspondent aux spots images jaunes.

Enfin, les différences de transmission entre fibres sont rectifiées à l'aide des images acquises lors de l'illumination du télescope par l'écran du dôme. La soustraction des raies du ciel est réalisée grâce aux fibres réservées à l'observation du ciel pendant les expositions dédiées aux cibles primaires. L'étalonnage photométrique corrige de la transmission globale de l'instrument et de l'atmosphère en fonction de la longueur d'onde. Cette transmission est estimée grâce aux fibres réservées à l'observation d'étoiles standards de la séquence principale dont le spectre continu est connu et modélisé. Les spectres des cibles observés sont à présent exploitables. Les objets sont classés et leurs redshifts estimés puis les catalogues d'objets qui seront utilisés pour l'étude des structures à grande échelle de l'Univers sont construits. Les méthodes employées pour la détermination des redshifts sont discutées dans le chapitre 4 sur la sélection des cibles.

Ce pipeline a été testé au départ à l'aide de données produites par simulations et par l'expérience précédente eBOSS puis acquises sur les spectrographes en test à Winlight. Deux types

de simulation sont mis en œuvre. Un premier simulateur spectral très réaliste *pixsim* génère des données brutes en projetant les spectres issus des 500 fibres sur les pixels du capteur CCD. La distorsion de la PSF et les rayons cosmiques sont pris en compte par exemple. Un second simulateur spectral moins sophistiqué *quicksim* reçoit en entrée un spectre déjà généré auquel il ajoute les sources de bruit, l'effet de la transmission de l'instrument et du ciel et celui de la résolution de l'optique. Tous les paramètres astronomiques et de l'instrument à la base de ces simulations sont décrites par un modèle. Ces modules logiciels développés pour DESI sont disponibles sur *github* [4].

2.2.6 Validation des performances

Les spectrographes subissent à Winlight une procédure de caractérisation[23, 24] afin de valider leurs performances avant d'être expédiés pour le Mayall. Les opérations de test réalisées sont conduites conjointement par le CEA Saclay, l'OHP (Observatoire de Haute-Provence), l'AMU (Aix-Marseille Université) et Winlight. La construction puis la caractérisation des cryostats et des spectrographes constituent une contribution majeure à la préparation de l'instrument DESI des partenaires français. Deux dispositifs ont été mis en œuvre : un banc de test décrit figure 2.13 utilisé pour injecter dans les fibres optiques du spectrographe différents types de spectres lumineux et un système de mesure très précis du flux lumineux émis en sortie des fibres optiques. Ce second dispositif a été conçu au LPNHE (Laboratoire de physique nucléaire et de hautes énergies). Une tête de fibres spéciale constituée seulement de 20 fibres est introduite dans le spectrographe.

La liste des tests effectués comprend l'ajustement de la mise au point des caméras, l'évaluation de la qualité des images en termes de taille des spots formés sur le capteur, la définition des traces et de la solution en longueur d'onde des spectres projetés, la recherche de lumières parasites dues à des réflexions internes indésirables ou à de la contamination du second ordre par des longueurs d'onde diffractées, l'étude du recouvrement entre spectres adjacents projetés par des fibres voisines, la stabilité de la localisation des traces et de la forme de la PSF au cours du temps et en fonction de la température, et la transmission globale du spectrographe. Par exemple, la stabilité de la PSF est importante pour la précision de la soustraction du fond de ciel des images sciences.

Une dérive de la trace des spectres de 0.5 pixels par degré Celsius ainsi qu'une variation de l'ordre de $0.2\,\%/°\mathrm{C}$ de la forme de la PSF, exprimée comme la variation de sa largeur à mi-hauteur, ont été observées. Les figures 2.14a et 2.14b affichent la transmission et la résolution mesurées sur les dix spectrographes dans les trois voies spectrales. Seuls trois spectrographes

4. https ://github.com/desihub

montrent une transmission inférieure aux spécifications de DESI autour de $550\,\mathrm{nm}$. La mesure des gains CCD ainsi que du bruit de lecture est décrite dans le chapitre 3.

En juillet 2019, la construction de l'instrument DESI est proche d'être achevée. Son correcteur et son plan focal sont assemblés et six spectrographes sont déjà installés. La période de validation des performances de l'instrument, dite de *Commissionning* [25, 26], commencera en automne 2019 et durera six mois au cours desquels le contrôle de l'instrument, son guidage, son optique active, le positionnement des fibres et les spectroscopes seront testés. Les premiers spectres devraient être collectés. Cette période sera suivie de celle dite de *Survey Validation* consacrée à vérifier que les performances de l'instrument permettront d'atteindre les objectifs scientifiques de DESI. En particulier, les techniques de sélection des cibles seront éprouvées et perfectionnées.

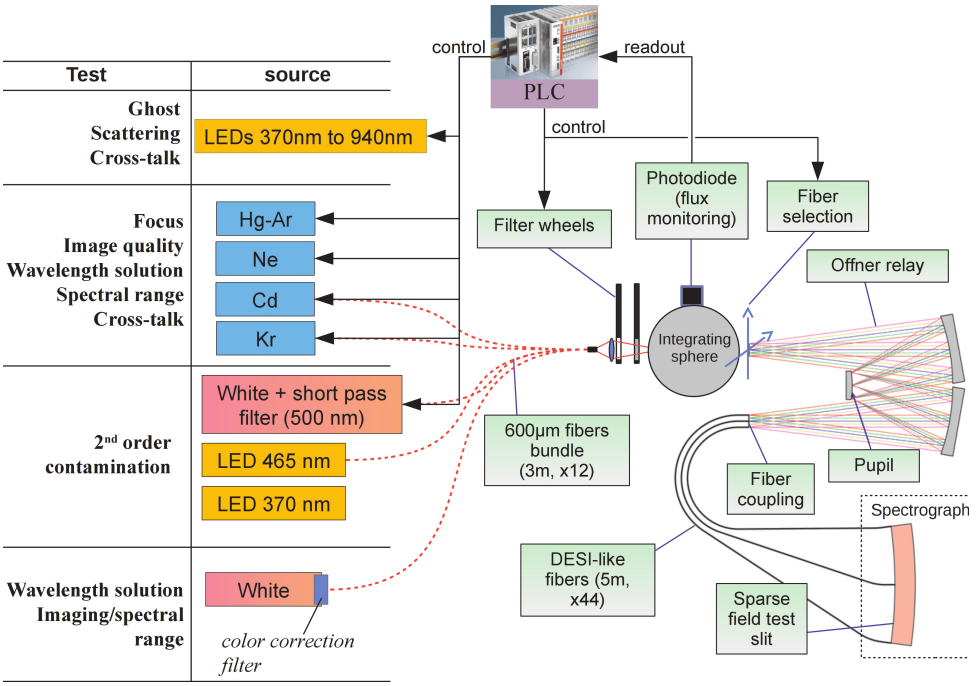
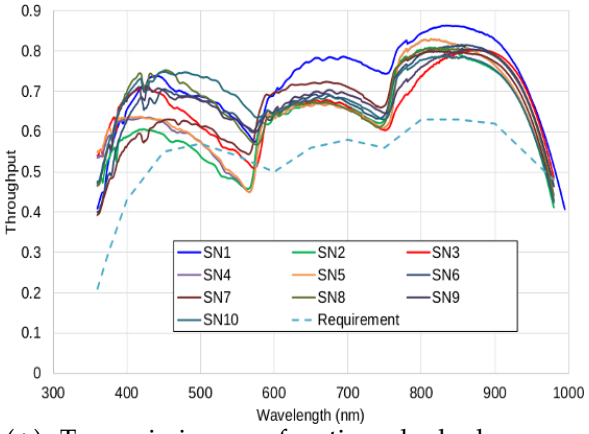
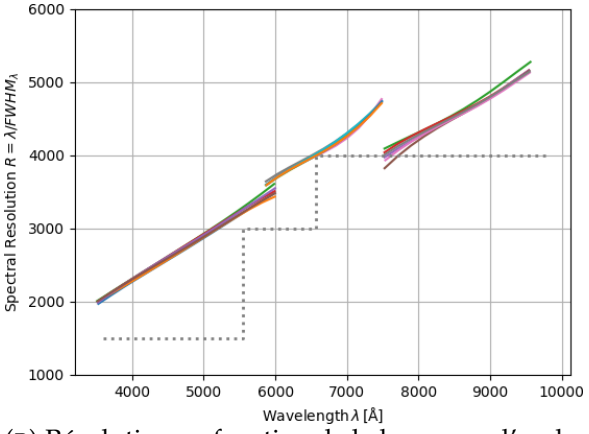


FIGURE 2.13 Schéma du banc de test mis en œuvre à Winlight pour caractériser les propriétés optiques des spectrographes et vérifier qu'elles respectent les spécifications de DESI. Différentes sources lumineuses sont proposées en fonction de la nature du test réalisé. Les sources de type LED (*Light-Emitting Diode*) servent à analyser les réflexions et diffusions parasites au sein du système optique. Les lampes à gaz rares produisent un spectre avec des raies d'émission qui servent à étudier la qualité des images, régler la mise au point de la caméra et établir la solution en longueur d'onde des spectres projetés sur les capteurs CCD, solution également définie à l'aide d'une lampe blanche à spectre continu. En aval de ces sources est placé un montage optique équipé d'un relai d'Offner qui génère un faisceau mimant celui transmis à travers le télescope. Ce faisceau est injecté dans la ou les fibres sélectionnées parmi les vingt disponibles. Tous les éléments du banc de test sont contrôlables électroniquement.

FIGURE 2.14 Résultats des mesures de la transmission et de la résolution spectrale des 10 spectrographes.



(A) Transmission en fonction de la longueur d'onde. La courbe tiretée cyan indique la transmission minimum exigée par DESI.



(B) Résolution en fonction de la longueur d'onde. La courbe pointillée grise indique la résolution minimum exigée par DESI.

Bibliographie

[1] DESI Collaboration et al. The desi experiment part i : Science,targeting, and survey design. *arXiv e-prints*, page arXiv :1611.00036, Oct 2016.

[2] Daniel J. Eisenstein et al. Sdss-iii : Massive spectroscopic surveys of the distant universe, the milky way, and extra-solar planetary systems. *The Astronomical Journal*, 142(3) :72, aug 2011.

[3] Kyle S. Dawson et al. The baryon oscillation spectroscopic survey of sdss-iii. *The Astronomical Journal*, 145(1) :10, Jan 2013.

[4] Kyle S. Dawson et al. The sdss-iv extended baryon oscillation spectroscopic survey : Overview and early data. *American Astronomical Society*, 151(2) :44, Feb 2016.

[5] Andreu Font-Ribera et al. Desi and other dark energy experiments in the era of neutrino mass measurements. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2014(5) :023, May 2014.

[6] G. Dvali et al. 4d gravity on a brane in 5d minkowski space. *Physics Letters B*, 485(1-3) :208–214, Jul 2000.

[7] Eric V. Linder. Exponential gravity. *Physical Review D*, 80(12) :123528, Dec 2009.

[8] Dragan Huterer et al. Growth of cosmic structure : Probing dark energy beyond expansion. *Astroparticle Physics*, 63 :23–41, Mar 2015.

[9] DESI Collaboration et al. The desi experiment part ii : Instrument design. *arXiv e-prints*, page arXiv :1611.00037, Oct 2016.

[10] Paul Martini et al. Overview of the dark energy spectroscopic instrument. In *Proceedings of the SPIE*, volume 10702 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 107021F, Jul 2018.

[11] Michael Warner et al. A modern approach to upgrading the telescope control system of the ctio blanco 4-m telescope. volume 8451, 2012.

[12] David Sprayberry et al. Modernization of the mayall telescope control system : design, implementation, and performance. In *Proceedings of the SPIE*, volume 9906 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 990608, Aug 2016.

[13] Behzad Abareshi et al. A new telescope control software for the mayall 4-meter telescope. In *Proceedings of the SPIE*, volume 9913 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 99131O, Jul 2016.

[14] Doel Peter et al. The desi wide field corrector optics. volume 9147, 2014.

[15] Timothy N. Miller et al. Fabrication of the desi corrector lenses. volume 10706, 2018.

[16] Gaston Gutierrez et al. As-built new mayall telescope top end for the desi project. volume 10702, 2018.

[17] Michael S. Schubnell et al. Desi fiber positioner testing and performance. page 79, 07 2018.

[18] Daniela Leitner et al. Dark energy spectroscopic instrument (desi) fiber positioner production. In *Proceedings of the SPIE*, volume 10706 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 1070669, Jul 2018.

[19] Yutong Duan et al. Desi focal plate alignment. In *Proceedings of the SPIE*, volume 10706 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 1070643, Jul 2018.

[20] Claire Poppett et al. The desi fiber system. volume 10702, 2018.

[21] Jerry Edelstein et al. The desi spectrograph system and production. volume 10702, 2018.

[22] Adam S. Bolton et al. Spectro-perfectionism : An algorithmic framework for photon noise-limited extraction of optical fiber spectroscopy. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 122(888) :248, Feb 2010.

[23] S Perruchot et al. Integration and testing of the desi spectrograph prototype. page 99087W, 08 2016.

[24] S Perruchot et al. Integration and testing of the desi multi-object spectrograph : performance tests and results for the first unit out of ten. volume 10702, 2018.

[25] Ashley J. Ross et al. The commissioning instrument for the dark energy spectroscopic instrument. volume 10702, 2018.

[26] Rebecca A. Coles et al. Desi commissioning instrument metrology. In *Proceedings of the SPIE*, volume 10706 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 107061L, Jul 2018.

Chapitre 3

Intégration et alignement des capteurs

Sommaire

3.1 Intégration des CCD 62
3.1.1 Alignement en salle blanche 62
3.1.2 Crayon optique 64
3.1.3 Caractérisation des CCD 68
3.2 Configuration optique de l'outil microlentilles 69
3.2.1 Propagation de la lumière 71
3.2.2 Miroir parabolique 79
3.2.3 Matrice de microlentilles 83
3.2.4 Lame plate à faces parallèles 92
3.2.5 Capteur CCD 96
3.2.6 Source lumineuse 97
3.3 Simulation de l'outil microlentilles 100
3.3.1 Génération des images CCD 101
3.3.2 Pipeline d'analyse des images CCD 104
3.3.3 Formulation mathématique de la transformation CCD 105
3.3.4 Résultats 109
3.4 Structure mécanique de l'outil microlentilles 114
3.4.1 Alignement de l'outil 117
3.4.2 Flexion 123
3.5 Résultats 126
3.5.1 Spots images projetés 126
3.5.2 Tests préliminaires 128
3.5.3 Mesure de la position des CCD 133
3.5.4 Défauts électroniques identifiés 139
3.6 Conclusion 142
Bibliographie 143

Motivation

Le chapitre précédent a fourni une vue d'ensemble des caractéristique et du fonctionnement de l'instrument avec lequel sera mené le relevé DESI. Le CEA assure depuis 2016 la production en trente exemplaires des modules cryostats équipant les dix modules spectrographes de l'instrument. Leur assemblage est suivi d'opérations de qualification qui garantissent leur aptitude à délivrer des performances conformes aux spécifications de DESI. Ces procédures de test sont principalement dédiées à vérifier leur capacité de maintien du vide à l'aide de la pompe ionique et de tester la stabilité de la régulation de la température des capteurs CCD. De plus, des tests supplémentaires ciblés sur ces capteurs sont effectués. Le développement d'un outil de contrôle de la position des CCD au sein des enceintes cryostats, ci-après désigné par outil microlentilles ou banc optique, constitue l'une des deux activités de mon sujet de thèse et fait l'objet de ce chapitre.

3.1 Intégration des CCD

Il est crucial de contrôler l'alignement des capteurs CCD, réalisé lors de leur intégration en salle blanche, au sein des enceintes cryostats. En effet, les CCD doivent collecter entièrement et à la bonne distance les spectres des sources astronomiques projetés par les caméras du spectrographe. Cet alignement précis est contraint de respecter des tolérances de positionnement dans les six degrés de liberté de l'espace du repère lié au cryostat noté $\beta_{cryo} = (O_{cryo}, X_{cryo}, Y_{cryo}, Z_{cryo})$ et décrit dans la section suivante. L'axe Z_{cryo} sera aussi appelé axe optique du cryostat. Ces tolérances sont données en fonction des paramètres définis dans le tableau 3.1. Deux dispositifs sont mis en œuvre afin de mesurer la position des CCD. Tout d'abord, un crayon optique, discuté section 3.1.2, est utilisé pour vérifier les paramètres de piston et l'inclinaison par rapport au plan focal. Ensuite, l'outil microlentilles est chargé de mesurer le déplacement latéral et la rotation autour de l'axe optique des capteurs.

3.1.1 Alignement en salle blanche

Le positionnement des capteurs CCD au sein des enceintes cryostat est réalisé en salle blanche grâce à un appareil de métrologie appelé machine Voyager. Une photographie de cet appareil est visible figure 3.28. Il sera de nouveau mis à profit pour l'alignement et la mesure de certaines pièces du banc optique selon une procédure rigoureusement identique à celle dédiée à l'alignement des capteurs CCD. La machine Voyager est équivalente à un microscope avec une colonne optique d'où à la fois est émise la source lumineuse, de longueurs d'onde dans le visible, et est reçue la lumière rétro-diffusée par l'objet testé. Ce dernier est posé sur la vitre d'un

TABLE 3.1 Tolérances de positionnement exigées quant à l'alignement des capteurs CCD au sein des enceintes cryostats dans les six degrés de liberté de l'espace. Les paramètres suivants sont définis dans le repère cryostat dessiné en bleu sur la figure 3.1. Le piston correspond à la position de la CCD le long de l'axe optique du cryostat. L'inclinaison par rapport (p.r.) au plan focal quantifie son défaut de parallélisme par rapport au plan perpendiculaire à l'axe optique. Le déplacement latéral représente le décalage transversal de la CCD dans le plan perpendiculaire à l'axe optique. Le piston et l'inclinaison par rapport au plan focal sont mesurés à l'aide du crayon optique tandis que le déplacement latéral et la rotation autour de l'axe optique (A.O.) sont mesurés à l'aide du banc optique. Entre parenthèses sont indiquées les notations adoptées par la suite pour mentionner ces paramètres.

Degrés de liberté	**Spécifications**
Piston $(T_{z,ccd})$	$19.6\,\mathrm{mm} \pm 90\,\mu\mathrm{m}$
Inclinaison p.r. au plan focal $(\theta_{x,ccd},\ \theta_{y,ccd})$	$\pm 50''$
Déplacement transversal $(T_{x,ccd},\ T_{y,ccd})$	$\pm 50\,\mu\mathrm{m}$
Rotation autour de l'A.O. $(\theta_{z,ccd})$	$\pm 3'$

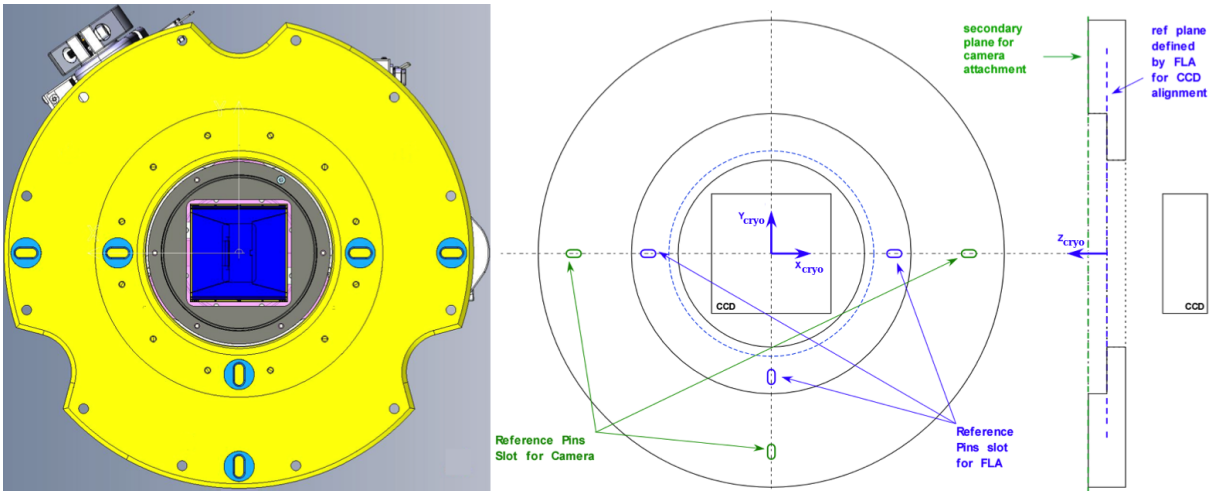


FIGURE 3.1 À gauche, représentation CAO (Conception Assistée par Ordinateur) d'un cryostat vu de face. Plusieurs éléments clés y sont visibles. La bride du cryostat est en jaune. Sont signalées en bleu clair les six surfaces d'appui circulaires réalisées sur cette bride par rectification. Au sein de chacune de ces surfaces est pratiqué un trou oblong. Ces rainures constituent les logements aménagés pour guider l'introduction des pions fixés sur la bride de la caméra avec laquelle sera interfacée la bride cryostat. Elles sont disposées aux sommets de deux triangles semblables et forment les deux systèmes pin-slot dont est munie la bride cryostat. La surface rectangulaire du capteur CCD est en bleu foncé. À droite, schémas de la bride cryostat vue de face et de coupe sur lesquels sont tracés les deux systèmes pin-slot décrits précédemment. Ceux-ci sont indispensables pour garantir un positionnement respectif et l'assemblage plan sur plan des deux faces en contact des brides de manière reproductible. Celui en vert est dédié à l'alignement avec la caméra du spectrographe. Celui en bleu est dédié à l'alignement avec le FLA (*Field Lens Assembly*). Ce dernier sert aussi de référence pour l'alignement du capteur CCD au sein de l'enceinte cryostat. En effet, ces deux systèmes pin-slot sous-tendent chacun la construction du repère solidaire du cryostat dessiné en bleu et noté $\beta_{cryo} = (O_{cryo}, X_{cryo}, Y_{cryo}, Z_{cryo})$. L'axe Z_{cryo} sera aussi appelé axe optique du cryostat. Tous les paramètres spécifiant les tolérances de positionnement du capteur CCD précisées tableau 3.1 dans les six degrés de liberté de l'espace sont définis dans ce repère.

plateau qui peut se déplacer dans son plan définissant les axes notés (X_{voy}, Y_{voy}) du repère machine. La colonne optique elle peut se translater verticalement le long de l'axe Z_{voy} du repère machine. Ces déplacements très précis permettent d'aligner le point à relever sur l'objet testé sous la colonne optique. À chaque point mesuré correspond ainsi des coordonnées exprimées dans le repère machine et données à $\pm 2\,\mu\mathrm{m}$ dans le plan du plateau et à $\pm 3\,\mu\mathrm{m}$ en Z_{voy} lié à la profondeur de champ de l'optique.

Le même repère de référence est toujours utilisé. Il est déterminé par le système pin-slot très précis de la bride d'interface du cryostat. Celle-ci est présentée figure 3.1. Ce repère de référence solidaire du cryostat est systématiquement reconstruit à la machine Voyager à partir du système pin-slot préalablement aux mesures de la position CCD. La reconstruction du repère pin-slot sera décrite en détail figure 3.29 lors des mesures effectuées sur le banc optique.

La plaque froide support de la CCD est connectée au cryostat via trois pieds de fixation répartis au sommet d'un triangle équilatéral de $124.7\,\mathrm{mm}$ de côtés. Ces pieds sont donc déportés en contrebas de la surface supérieure du plan CCD. Cette dernière est parcourue en plusieurs points mesures à la machine Voyager. Ces points renseignent de l'altitude moyenne du plan CCD par rapport au plan de référence pin-slot. Un fichier Excel dédié fournit en fonction de ces données la bonne combinaison de cales pelables, de $10\,\mu\mathrm{m}$ ou $50\,\mu\mathrm{m}$ d'épaisseur, à ajouter ou à l'inverse à retirer au niveau des trois pieds de fixation afin de placer comme désiré en piston et orientation la surface CCD. Ensuite, les quatre segments des bords de la CCD sont mesurés afin de l'aligner en rotation autour de l'axe optique et en déplacement latéral. Une table micrométrique avait été initialement prévu à cet effet mais il s'est avéré plus aisé de le faire délicatement à la main. Ce réglage en translation tient compte que la surface sensible de la CCD n'est pas parfaitement alignée avec la surface rectangulaire du circuit intégré dans laquelle elle est inscrite. Par exemple, les bords des capteurs dans le rouge/NIR sont découpés à la scie diamantée et présentent un profil très irrégulier.

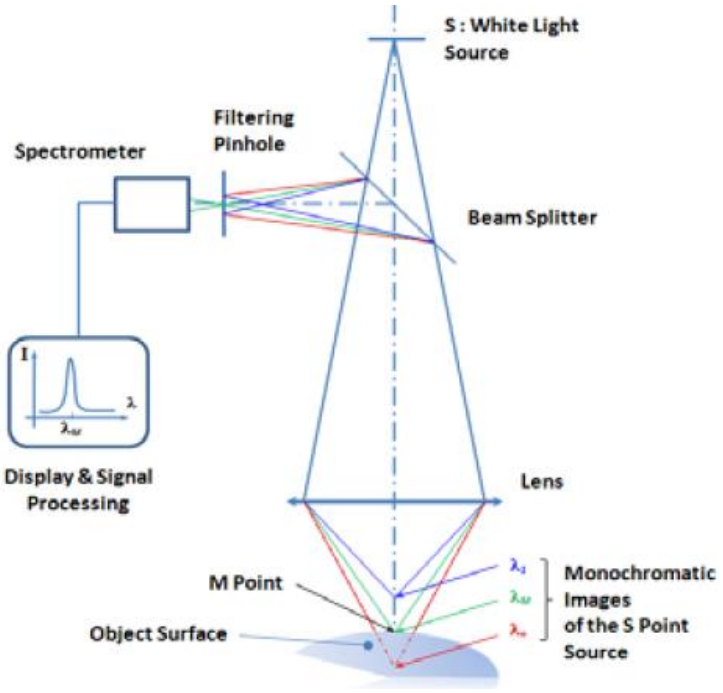
3.1.2 Crayon optique

Les paramètres de piston et d'inclinaison par rapport au plan focal du capteur CCD sont vérifiés à l'aide d'un crayon optique. C'est un appareil de mesure de distance sans contact adapté à une grande variété de matériaux et d'états de surface spéculaires ou très diffusants. Il est utilisé ici pour quantifier l'écart et donc le degré de parallélisme entre la face interne de la lame plate à faces parallèles de fermeture du cryostat et le plan CCD. Cette lame est garantie de "qualité optique" dans le sens que ses deux faces sont planes à mieux que la centaine de nanomètres et parallèles à mieux que $20\,\mu\mathrm{m}$. Les propriétés de cette lame seront discutées plus en détail section 3.2.4.

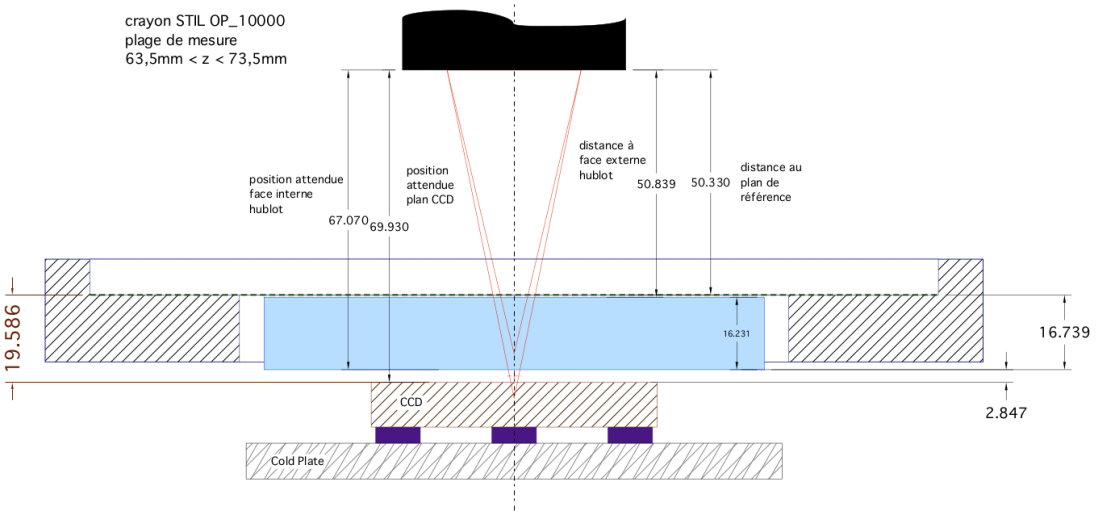
Le principe de fonctionnement du crayon optique est basé sur l'imagerie confocale chromatique et est représenté sur le schéma de la figure 3.2a. Le crayon optique est un dispositif coaxial d'émission et de réception de lumière. Le point source noté S émet une lumière blanche dont le spectre couvre une plage de longueurs d'onde de $400\,\mathrm{nm}$ à $900\,\mathrm{nm}$. Celle-ci est focalisée sur un objet par le biais d'une optique à lentilles multiples générant un chromatisme contrôlé. Le système décompose la lumière blanche en ses différentes longueurs d'onde afin de former un continuum de spots images monochromatiques très nettement focalisés le long de l'axe optique. À chaque longueur d'onde correspond donc un point de focalisation spécifique situé à une position très précise au sein de la plage de mesure de l'instrument, fournissant ainsi une sorte de codage couleur le long de l'axe optique. Lorsqu'un objet est placé dans ce champ "coloré", une longueur d'onde unique est parfaitement focalisée sur sa surface et est ensuite retournée dans le système optique. Ce faisceau rétrodiffusé passe à travers un trou de filtrage puis dans un spectrographe qui identifie très précisément la longueur d'onde parfaitement focalisée sur la cible et détermine ainsi très précisément la position de l'objet dans le champ de mesure. L'écart entre la lame et le plan CCD équivaut donc à la distance relative entre les positions mesurées de ces deux surfaces. L'indice optique du verre constituant la lame n'intervient pas car la distance évaluée correspond à une épaisseur d'air.

Le crayon optique employé est caractérisé par une distance de travail comprise entre 63.5 et 73.5 mm, soit une plage de mesure de 10 mm, et une précision de $\sim 1\,\mu\mathrm{m}$ en différentiel car la mesure réalisée est celle d'une d'une distance relative qui permet de compenser les systématiques. La figure 3.2b représente le schéma du principe de mesure du crayon optique monté sur un cryostat, montré en image figure 3.3. Une table fixée sur le cryostat permet de translater le crayon optique de manière à balayer la surface CCD en plusieurs points de mesure. Le nuage de points obtenus en parcourant la surface CCD produit une cartographie de l'épaisseur d'air entre la face interne de la lame et le capteur. Un plan peut être ajusté sur ce nuage de points afin de reconstruire le plan CCD moyen, lequel doit être aligné au plus près avec la face extérieure de la FLA, c'est-à-dire avec le plan focal de la caméra du spectrographe. De plus, une nappe d'ordre deux peut aussi être ajustée sur les résidus dérivés entre ce plan reconstruit et le nuage de points mesurés afin de reproduire la topologie de la surface CCD, indiquant de combien elle dévie d'un plan idéal. La figure 3.4 montre un exemple de nappe obtenue sur la CCD bleue du cryostat SM08. Les tests effectués sur tous les capteurs jusqu'au SM09 ont toujours confirmés que les spécifications en piston et de l'inclinaison du capteur étaient respectées. Une inclinaison du plan CCD inférieure à $1'$ par rapport au plan focal idéal et un défaut de planéité de la surface CCD caractérisé par une différence d'altitude maximum de $10\,\mu\mathrm{m}$ ont été observés. Ces mesures au crayon optique ont été réalisées sur les cryostats à la fois à pression ambiante puis sous vide. Les résultats obtenus sont identiques à la précision près de mesure du crayon optique de $\sim 1\,\mu\mathrm{m}$ entre ces deux situations. Seule une translation globale de la lame est observée mais aucune déformation comme l'apparition d'une courbure de la lame n'a été remarquée.

FIGURE 3.2 Schémas du principe de fonctionnement d'un crayon optique et de sa mise œuvre pour réaliser les mesures sur les cryostats.



(A) Principe de fonctionnement d'un crayon optique basé sur l'imagerie confocale chromatique. Cette technique est expliquée plus en détail dans le corps du texte.



(B) Principe de mesure du crayon optique sur un cryostat. La cote nominale entre le plan de référence du cryostat et le plan CCD est de $19.6\,\mathrm{mm} \pm 90\,\mu\mathrm{m}$ d'après le tableau 3.1. Connaissant la distance séparant ce plan de référence et la face interne du hublot de fermeture, à savoir $16.739\,\mathrm{mm}$ telle qu'indiquée sur ce schéma, l'écart acceptable et à vérifier au crayon optique entre la face interne et le plan CCD est de $2.861\,\mathrm{mm} \pm 90\,\mu\mathrm{m}$. Or, la distance effective mesurée est de $2.847\,\mathrm{mm}$ respectant ainsi les spécifications.

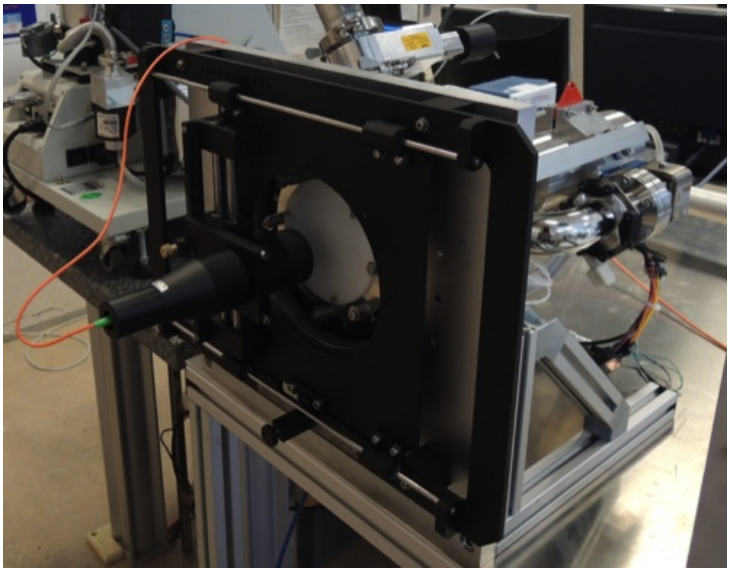


FIGURE 3.3 Photographie du montage du crayon optique sur un cryostat. La table micrométrique de translation, rectangulaire et de couleur noire, est visible. Elle est fixée sur la platine d'interface du cryostat et supporte le crayon optique.

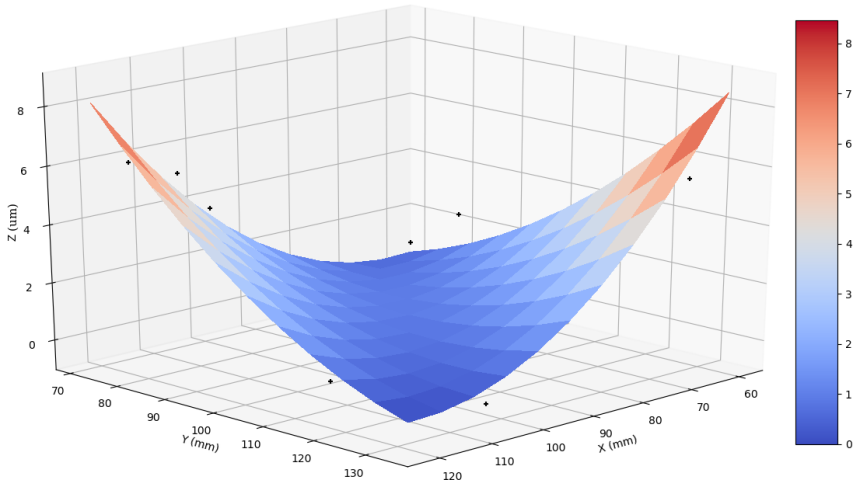
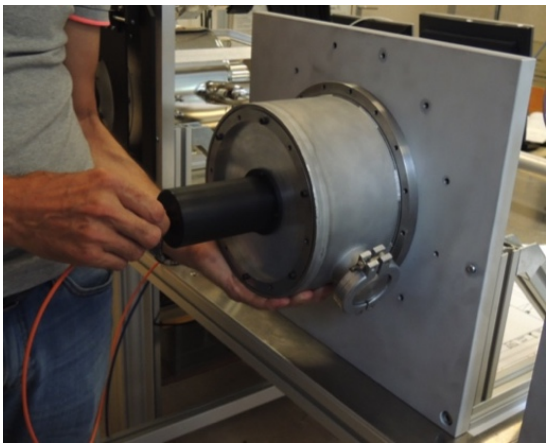


FIGURE 3.4 Nappe d'ordre deux ajustée sur les résidus obtenus entre les points mesurés à la surface de la CCD bleue du cryostat SM08 et le plan moyen passant par le nuage de points. Ces résidus sont matérialisés par les marqueurs noirs. Cette nappe affiche un écart d'altitude maximum de $8\,\mu\mathrm{m}$ entre les bords de la CCD et son centre. L'échelle de la barre de couleur est en $[\mu\mathrm{m}]$.

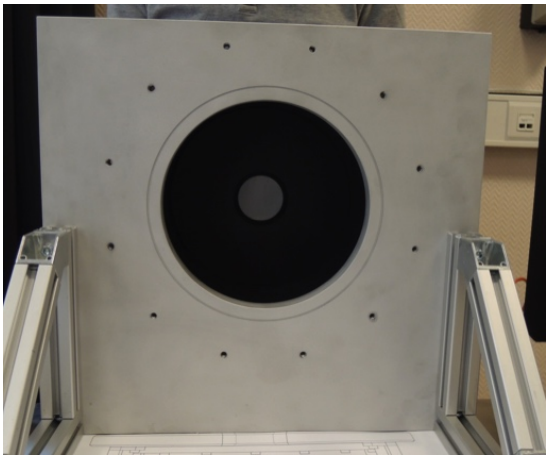
3.1.3 Caractérisation des CCD

Un système d'éclairement uniforme, ci-après dit *flat field*, est également employé dans le but d'estimer pour chacun des capteurs CCD les gains et les bruits de lecture de leurs quatre quadrants. Pour cela, un outil très simple a été conçu au CEA. Il est constitué d'une pièce principale de forme cylindrique, hermétique à la lumière extérieure, percée sur l'une de ses faces d'une ouverture circulaire par laquelle est acheminée une fibre optique connectée à un monochromateur, et faisant office de source lumineuse. Un filtre diffuseur est placé face à la sortie de cette fibre. Ce montage est montré en image sur les figures 3.5. Ainsi, cet outil cherche dans l'idéal à produire une illumination uniforme sur toute la surface CCD. En réalité, le profil d'éclairement reçu n'est pas parfaitement plat et affiche un éclairement qui décroît en s'éloignant du centre de la CCD avec une variation de 10 à 20%. La méthode de calcul des gains utilisée propose un moyen de s'affranchir d'un éclairement parfaitement homogène.

FIGURE 3.5 Photographies du système flat field fixé sur la platine d'interface sans cryostat.



(A) Vue avant. La pièce principale cylindrique et l'arrivée de la fibre optique par le tube noire sont visibles.



(B) Vue arrière, donc côté cryostat. La chambre interne dont la paroi est recouverte de noire est visible. Le disque blanc au centre correspond au filtre diffuseur.

La variance du bruit présent en chaque pixel du capteur, exprimée en électrons et notée $\sigma^2_{e^-}$, est donnée par l'éq. 3.1 ci-dessous. Elle est égale à la somme de deux contributions : la variance du bruit de lecture notée σ^2_{ro,e^-}, et celle du bruit de photon notée σ^2_{ph,e^-}.

$$\sigma^2_{e^-} = \sigma^2_{ro,e^-} + \sigma^2_{ph,e^-} \tag{3.1}$$

Le bruit de photon suit une loi de poisson, soit $\sigma^2_{ph,e^-} = N_{ph,e^-}$, où N_{ph,e^-} représente le nombre d'électrons collectés dans le pixel produits par les photons captés. Il est donc directement lié à l'intensité du signal lumineux contrairement au bruit de lecture purement d'origine électronique et indépendant du flux capté. Le gain associé à l'amplificateur d'un quadrant, noté g, sert à traduire le nombre d'électrons en nombre d'ADU[1]. Son unité est en e^-/ADU. Étant donné

que $\sigma^2_{ro,ADU} = \frac{1}{g^2} \times \sigma^2_{ro,e^-}$ et $N_{ph,ADU} = \frac{1}{g} \times N_{ph,e^-}$, l'éq. 3.1 précédente, multipliée par $\frac{1}{g^2}$, se réécrit alors exprimée en [ADU] selon l'éq. 3.2 suivante :

$$\sigma^2_{ADU} = \sigma^2_{ro,ADU} + \frac{1}{g} \times N_{ph,ADU} \tag{3.2}$$

Il est possible d'extraire le gain de cette relation. Dans la pratique, σ^2_{ADU} est tracée en fonction de $N_{ph,ADU}$. La pente de la droite attendue correspond ainsi à l'inverse du gain. En fait, cette courbe est construite grâce à une séquence d'images réalisée en augmentant progressivement le flux (ou le temps d'exposition). En l'absence d'éclairement uniforme, on prend la différence de deux images acquises pour un même flux reçu. L'image produite est ensuite segmentée en de multiples petites sous-régions. Un couple de (σ^2_{ADU} et $N_{ph,ADU}$) est alors calculé en chacune de celles-ci puis est porté comme nouveau point sur la courbe. La soustraction de deux images évite que la variance calculée soit affectée par la pente résiduelle de l'éclairement présente au sein de ces sous-régions. Ces dernières sont ainsi localement uniformes. Enfin, le bruit de lecture est donné par la variance en ADU de la différence de deux images de biais. Cette estimation peut être convertie en électrons au moyen du gain précédemment évalué. La figure 3.6 montre σ^2_{ADU} en fonction de $N_{ph,ADU}$ et la droite obtenue des mesures réalisées sur un quadrant de la CCD bleue du cryostat SM08. Le tableau 3.2 indique les gains déterminés pour les quadrants des trois CCD de SM08.

TABLE 3.2 Valeurs des gains et des bruits de lecture estimées pour chacun des quadrants des trois capteurs CCD du SM08. Les valeurs reportées sont couleur codées selon la caméra associée (bleue, rouge ou NIR).

Quadrants (≡ ampli.)	**Gains** (e^-/ADU)	**Bruits de lecture** (e^-)
Sup. - Gauche	1.31 / 1.51 / 1.56	4.21 / 2.48 / 2.45
Sup. - Droit	1.31 / 1.63 / 1.65	3.61 / 2.89 / 2.94
Inf. - Gauche	1.31 / 1.51 / 1.52	3.61 / 2.48 / 2.50
Inf. - Droit	1.32 / 1.46 / 1.48	3.46 / 2.51 / 2.59

3.2 Configuration optique de l'outil microlentilles

Au stade de définition du concept de ce dispositif, il est envisagé d'élaborer un banc optique qui vient s'interfacer à la bride cryostat existante et projette sur le plan CCD un motif lumineux bien déterminé. La transformation spatiale subie par le capteur est alors déduite de la déformation observée de ce motif sur les images acquises par la CCD. Le niveau de précision des mesures requis par les tolérances de positionnement implique, tout au moins pour certaines

1. ADU : de l'anglais *analog-to-digital unit*, unité de sortie après conversion du signal analogique, associé aux électrons collectés au sein des pixels, en signal numérique. Cette opération est réalisée par des convertisseurs analogique-numériques dont est doté l'électronique de lecture de chacun des quadrants du capteur CCD.

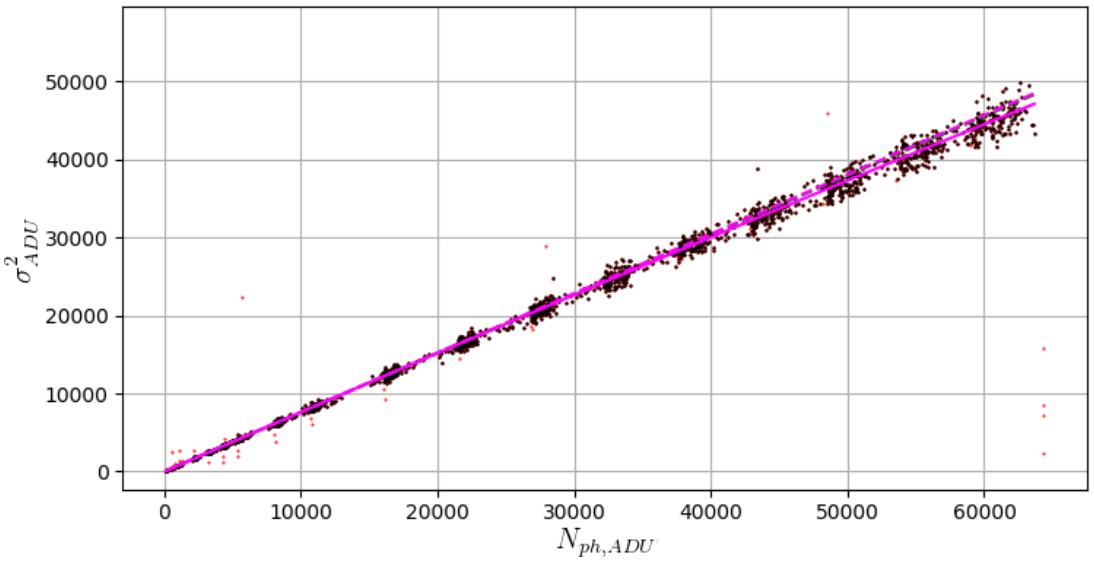


FIGURE 3.6 Nuages de points obtenus sur un quadrant de la CCD bleue du SM08 et décrivant l'évolution de la variance du signal reçu en fonction de sa valeur moyenne. Ces quantités sont exprimées en [ADU]. Les points colorés sont jugés aberrants et éliminés des données exploitées. Deux courbes sont ajustées sur ces paquets de points. La première tracée en trait tireté est une simple fonction affine tandis que la seconde est un polynôme d'ordre deux. À faible exposition, les deux courbes sont confondues et leur pente commune renseigne du gain du quadrant testé. À l'inverse, à flux reçu élevé, la courbe du second d'ordre dévie légèrement de celle linéaire trahissant en général l'apparition d'un phénomène de corrélation entre les pixels.

pièces, des dimensions contenues. En effet, un outil compact facilitera le réglage des éléments optiques du banc et l'application si besoin d'appareillages de métrologie, par exemple en vue d'examiner minutieusement le masque à l'origine du motif projeté. De plus, tirer profit du système pin-slot déjà existant favorisera un assemblage maîtrisé lors de la conjugaison du banc optique avec le cryostat.

La présentation de ce banc optique est organisée selon les points suivants. Ils correspondent approximativement à l'ordre chronologique des étapes qui ont guidé sa réalisation. Tout d'abord, le cadre théorique adopté pour modéliser la propagation de la lumière au travers du dispositif est fixé. Puis, la configuration optique du banc est détaillée. Ces deux premières sections mènent à la confection d'un code de simulation. Celui-ci est exploité pour mieux appréhender le comportement optique du banc et surtout formuler mathématiquement la relation à la base de l'extraction des paramètres de transformation de la CCD. Ensuite, l'architecture mécanique chargée de supporter et d'aligner les éléments optiques du banc est exposée. Enfin, le pipeline d'analyse des images produites en sortie des CCD et les résultats obtenus des premiers tests du banc optique sont discutés.

Le schéma 3.7 donne un aperçu du concept optique. Il est décrit succinctement ci-après afin d'apporter aux lecteurs une première vision d'ensemble du principe de fonctionnement de l'outil. Ensuite, les propriétés optiques et la fonction apportée par chacun des éléments du montage seront explicitées. La source lumineuse du banc correspond à la lumière émise en

sortie d'une tête de fibre optique. Celle-ci est placée au voisinage du point focal d'un miroir parabolique hors-axe qui génère un faisceau d'éclairement quasi parallèle et dirigé vers le capteur CCD. La source est ainsi déportée hors du trajet de la lumière réfléchie par le miroir. Ensuite, le faisceau d'éclairement rencontre sur son chemin une matrice de microlentilles, abrégées par la suite μL. Ce composant est un élément central de ce concept optique et joue le rôle de masque responsable du motif projeté sur le plan CCD. Chaque μL projette sa propre tache lumineuse sur le capteur. L'ensemble des spots images formés crée une grille de points observée sur les images CCD. La dernière lentille asphérique des caméras du spectrographe, également lentille de fermeture de l'enceinte cryostat, est substituée par une lame plate à faces parallèles introduite entre la matrice de μL et le capteur dans le but de ne pas altérer le motif de spots projetés. C'est cette même lame qui est également mise en place lors des mesures au crayon optique et de celles avec le système flat field. Toutes les valeurs indiquées sur le schéma 3.7 sont nominales mais sont en réalité sujets à des variations d'origines diverses, telles que les tolérances de fabrication, la dispersion optique, ... Ces effets sont discutés dans les sections ci-dessous.

3.2.1 Propagation de la lumière

Optique scalaire

L'optique scalaire est une approximation de l'optique électromagnétique. L'approximation consiste à ne pas prendre en compte la nature vectorielle de la lumière. Cette théorie a donc bien sûr ses limites mais elle est néanmoins très utile, car elle permet de bien décrire certains phénomènes de manière simple à partir d'une théorie scalaire et non vectorielle, notamment les phénomènes de diffraction et d'interférences. La théorie de l'optique scalaire peut être construite en simplifiant la théorie électromagnétique, ou bien directement à partir d'un certain nombre de postulats énoncés ci-après. La lumière se propage sous la forme d'une onde. Dans le vide, les ondes lumineuses se propagent à la vitesse de la lumière notée c_0. Un milieu homogène transparent est caractérisé par son indice de réfraction noté n. Dans celui-ci, la lumière se propage à une vitesse réduite $c = \frac{c_0}{n}$.

Une onde optique est décrite par une fonction d'onde réelle notée $u(\vec{r}, t)$ qui dépend du vecteur position $\vec{r}$ de composante (x, y, z) en coordonnées cartésiennes et du temps t. La fonction d'onde satisfait l'équation d'onde dérivée des équations de Maxwell qui s'écrit selon l'éq. 3.3 suivante :

$$\vec{\nabla}^2 u - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0 \tag{3.3}$$

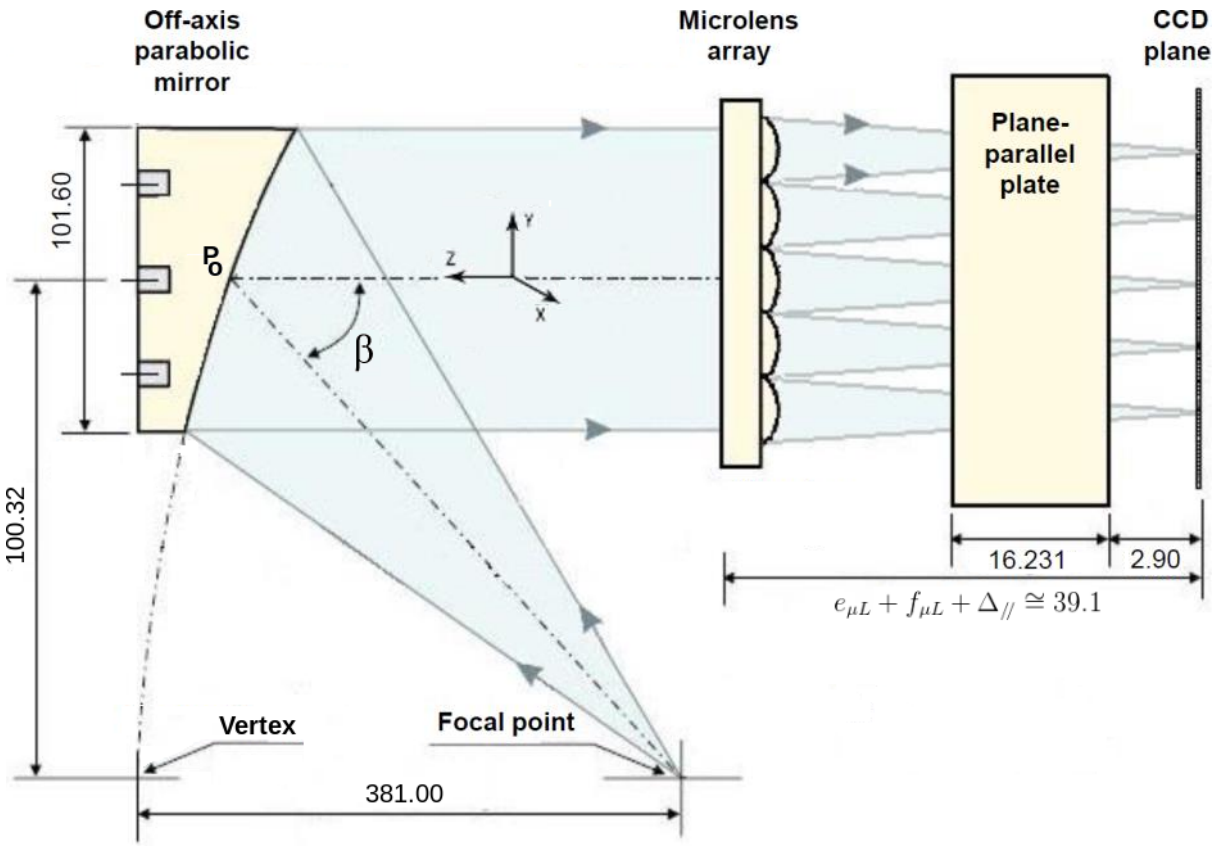


FIGURE 3.7 Schéma du concept optique du banc. Son principe de fonctionnement et la propagation de la lumière au travers du système sont décrits dans le corps du texte. Toutes les cotes sont données en [mm]. Le repère représenté est orienté identique à celui de référence solidaire du cryostat. Les propriétés géométriques suivantes du miroir parabolique hors-axe sont reportées sur ce schéma. Son angle caractéristique est noté β et vaut $15°$. Sa longueur focale parente, distance entre le vertex de la paraboloïde et le point focal, vaut $381.00\,\mathrm{mm}$. Son point central est noté P_0. La distance entre ce point et le point focal correspond à la longueur focale effective du miroir et vaut $387.60\,\mathrm{mm}$. De plus, la distance requise entre la face plane arrière de la matrice de μL et le plan CCD est définie par la somme de trois quantités. Celles-ci correspondent à l'épaisseur des μL, notée $e_{\mu L}$ et égale à $1.2\,\mathrm{mm}$, à la distance focale nominale des μL, notée $f_{\mu L}$ et égale à $32.8\,\mathrm{mm}$, et au décalage longitudinal moyen des spots images, noté $\Delta_{//}$ et égal à $\sim 5.1\,\mathrm{mm}$, résultant en une distance totale de $\sim 39.1\,\mathrm{mm}$. Le décalage évoqué est provoqué par la présence de la lame plate à faces parallèles d'épaisseur nominale égale à $16.231\,\mathrm{mm}$. Enfin, l'espace approximatif entre la face interne de la lame et le plan CCD, contrôlé au crayon optique, doit être de $\sim 2.90\,\mathrm{mm}$ en accord avec les valeurs requises.

où ∇^2 est l'opérateur Laplacien[2]. Du fait de la linéarité de l'équation d'onde, le principe de superposition s'applique. Une famille d'onde très importante est celle des ondes monochromatiques. Par définition, une onde monochromatique a une fonction d'onde dont la dépendance temporelle est harmonique ou sinusoïdale. Cette fonction d'onde s'écrit selon l'éq. 3.4 ci-dessous :

$$u\left(\vec{r},t\right) = a\left(\vec{r}\right)\cos\left(2\pi\nu t + \varphi\left(\vec{r}\right)\right) \tag{3.4}$$

2. En coordonnées cartésiennes, le Laplacien est défini comme $\overrightarrow{\nabla}^2 u = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}$.

où $a(\vec{r})$ est l'amplitude de l'onde, $\varphi(\vec{r})$ sa phase, ν sa fréquence en [Hz] et $w = 2\pi\nu$ sa fréquence angulaire. La fréquence ν des ondes optiques est très élevée ; elle varie typiquement entre 3×10^{11} Hz et 3×10^{16} Hz. Sont appelés fronts d'onde les surfaces de phase constante. Manipuler des fonctions trigonométriques n'étant pas commode, il est usuel d'utiliser des quantités complexes. La fonction $U(\vec{r}, t)$, appelée fonction d'onde complexe, satisfait aussi l'équation d'onde et est donnée par l'éq. 3.5 suivante :

$$\begin{aligned} U(\vec{r}, t) &= a(\vec{r}) \exp\left(j\left(2\pi\nu t + \varphi(\vec{r})\right)\right) \\ &= a(\vec{r}) \exp\left(j\varphi(\vec{r})\right) \exp\left(j2\pi\nu t\right) \\ &= A(\vec{r}) \exp\left(j2\pi\nu t\right) \end{aligned} \tag{3.5a}$$

$$u(\vec{r}, t) = \mathfrak{Re}\left[U(\vec{r}, t)\right] = \frac{1}{2}\left(U(\vec{r}, t) \times U^*(\vec{r}, t)\right) \tag{3.5b}$$

où le terme $A(\vec{r}) = a(\vec{r}) \exp\left(j\varphi(\vec{r})\right)$ indépendant du temps est appelé amplitude complexe. Son module est égal à l'amplitude de l'onde notée $a(\vec{r})$ et son argument à la phase de l'onde notée $\varphi(\vec{r})$. Dépendance spatiale et temporelle sont séparées. Une onde plane a une amplitude complexe donnée par l'éq. 3.6 suivante :

$$A(\vec{r}) = A \exp\left(-j\vec{k}\vec{r}\right) \tag{3.6}$$

où A est une constante et $\vec{k}$ le vecteur d'onde tel que $\left\|\vec{k}\right\| = \frac{2\pi\nu}{c} = \frac{2\pi}{n\lambda}$ avec λ la longueur d'onde dans le vide de l'onde lumineuse.

Optique de Fourier et intégrale de Fresnel

L'optique de Fourier [1] formule qu'une onde optique de fonction d'onde complexe $U(\vec{r}, t)$ quelconque peut se décomposer en une somme d'ondes planes avec différentes directions de propagation et différentes amplitudes. De plus, l'intégrale de Fresnel est une expression mathématique d'un principe bien connu : le principe de Huygens-Fresnel. D'après ce principe, chaque point d'un front d'onde est considéré comme une source de lumière ponctuelle qui émet une onde sphérique élémentaire, approximée en fait par une onde parabolique. L'onde dans un autre plan est constituée de la superposition de ces ondes paraboliques qui se sont propagées. Il existe donc deux méthodes pour déterminer l'amplitude complexe d'une onde après propagation : la méthode dans l'espace direct où l'onde est considérée comme superposition d'ondes paraboliques élémentaires, et la méthode dans l'espace de Fourier où l'onde est décomposée en une somme d'ondes planes.

L'élément physique dans un système optique qui limite l'ouverture des rayons pour un point objet situé sur l'axe s'appelle le diaphragme d'ouverture. Son image dans l'espace image du système optique constitue la pupille de sortie, et réciproquement dans l'espace objet. Pupille

objet et pupille image sont conjuguées par le système optique. L'angle d'ouverture objet ou image correspond à l'angle le plus incliné qui respectivement entre dans ou sort de l'instrument pour un point objet placé sur l'axe optique. L'ouverture conditionne le flux transmis et la qualité de l'image, en fait la tache de diffraction. L'angle d'ouverture image est noté $\alpha^{'}$. Cet angle est indiqué figure 3.8.

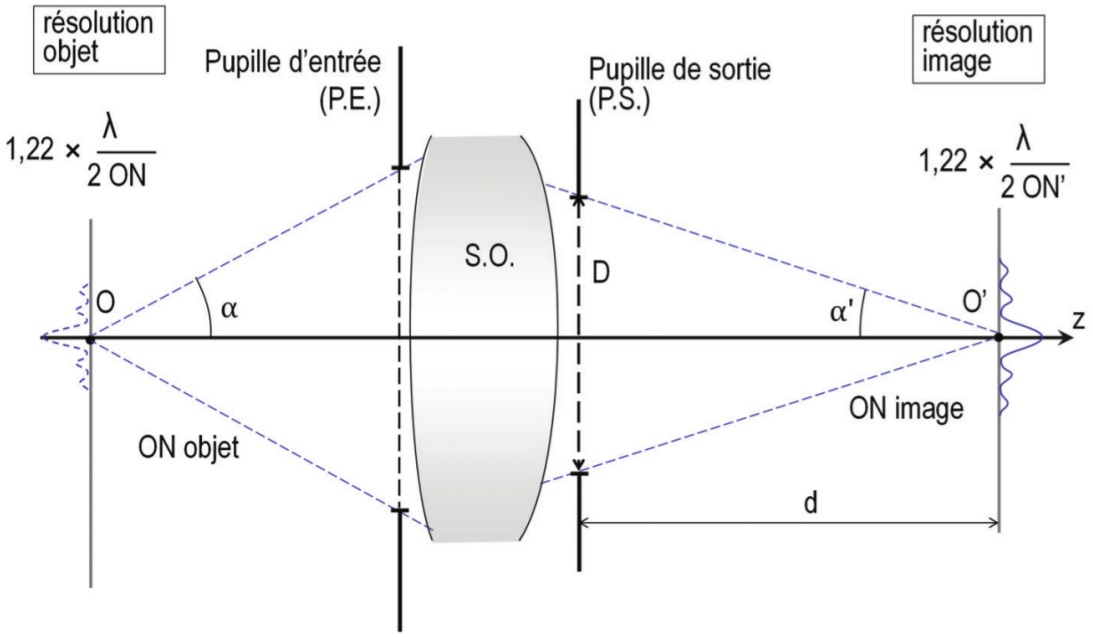


FIGURE 3.8 Schéma d'un système optique sur lequel sont indiquées la position de la pupille d'entrée et celle de la pupille de sortie. Les angles d'ouverture objet et image associés sont également notés. La tache de diffraction pour une pupille circulaire, aussi appelée tache d'Airy, est représentée dans le plan image. L'expression de son rayon principal définit la limite de résolution du système due à la diffraction selon le critère de Rayleigh. Cette limite de résolution est également traduite dans l'espace objet.

Fonction RPI

Dans la théorie de la diffraction de Fresnel, l'onde incidente sur un système optique est multipliée par sa fonction pupillaire notée $p_0\left(X,Y\right)$ puis se propage dans l'espace libre en supposant que l'approximation de Fresnel est valide. L'amplitude complexe en sortie du système optique d'une onde incidente plane convergeant dans l'espace image du système au point géométrique

de coordonnées (X_0, Y_0, Z_0) s'écrit selon l'éq. 3.7 ci-dessous :

$$\begin{aligned} U(x,y,z) &= A_0 \frac{-i}{\lambda z} e^{i\frac{2\pi}{\lambda}z} \exp\left(i\frac{\pi}{\lambda}\frac{x^2+y^2}{z}\right) \cdot \left\{ \iint p_0(X,Y) \right. \\ &\quad \times \exp\left(-i\frac{\pi}{\lambda}\left(\frac{(X-X_0)^2+(Y-Y_0)^2}{Z_0} - \frac{X^2+Y^2}{z}\right)\right) \\ &\quad \left. \times \exp\left(-i\frac{2\pi}{\lambda z}(Xx+Yy)\right) dXdY \right\} \\ &= A_0 \frac{-i}{\lambda z} e^{i\frac{2\pi}{\lambda}z} \exp\left(i\frac{\pi}{\lambda}\frac{x^2+y^2}{z}\right) \cdot TF\left[p_0(X,Y) \right. \\ &\quad \left. \times \exp\left(-i\frac{\pi}{\lambda}\left(\frac{(X-X_0)^2+(Y-Y_0)^2}{Z_0} - \frac{X^2+Y^2}{z}\right)\right)\right]_{\left(\nu_x=\frac{x}{\lambda z}, \nu_x=\frac{x}{\lambda z}\right)} \end{aligned} \tag{3.7}$$

où le facteur A_0 est une constante qui dimensionne cette fonction. La condition de validité de l'intégrale de Fresnel est donnée par les éq. 3.8 ci-dessous pour les points de coordonnées (x, y, z) contenus dans un cercle de rayon a centré sur l'axe z :

$$\frac{N_F {\theta_m}^2}{4} \ll 1 \tag{3.8}$$

$$N_F = \frac{a^2}{\lambda z} \tag{3.9}$$

$$\theta_m = \frac{a}{z} \tag{3.10}$$

L'intensité d'une onde monochromatique est définie comme le module carré de son amplitude complexe. Ainsi, la distribution d'éclairement dans l'espace image est décrit par la fonction appelée Réponse Percussionnelle Incohérente (RPI) donnée par l'éq 3.11 suivante :

$$RPI(x,y,z) = |U(x,y,z)|^2 \tag{3.11}$$

En l'absence de cohérence spatiale d'un objet étendu, l'intensité de son image à travers le système optique correspond à la superposition de cette fonction RPI évaluée en chaque point image de l'objet étendu, équivalent à une convolution de l'image de l'objet avec la fonction RPI.

Optique géométrique

L'optique géométrique [2] est une approximation de l'optique scalaire lorsque la lumière se propage au travers ou autour d'objets dont les dimensions sont beaucoup plus grandes que la longueur d'onde. La nature ondulatoire de la lumière n'est alors plus discernable. Dans ce cas, le comportement de la lumière peut être décrit par des rayons. Ces rayons se propagent selon

des lois géométriques. Les lois de Snell-Descartes en réflexion et en réfraction sont rappelées éq. 3.12 où n_1 et n_2 sont les indices de réfraction des deux milieux et sont représentées figure 3.9.

$$i_1 = i_1^{'} \tag{3.12}$$

$$n_1 \sin(i_1) = n_2 \sin(i_2) \tag{3.13}$$

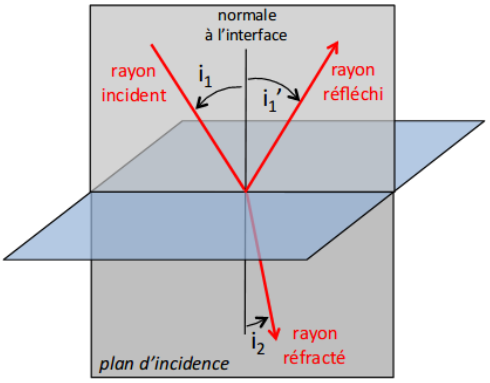


FIGURE 3.9 Lois de Snell-Descartes.

Un système optique centré est une succession de surfaces ayant un unique axe de symétrie de révolution appelé axe optique. Dans les conditions de Gauss ou paraxiales, les rayons sont considérés faiblement inclinés par rapport à et peu éloignés de l'axe optique. Dans ces conditions restrictives, le comportement du système optique est entièrement défini par des grandeurs géométriques uniques appelés points cardinaux. Ces derniers permettent de tracer la marche des rayons et déterminer la position et la dimension des images par une relation dite de conjugaison. Il y a donc une correspondance géométrique unique entre l'objet et son image. De plus, l'image d'un objet ponctuel est toujours ponctuelle. On parle de stigmatisme approché. Les quatre points cardinaux notés F, $F^{'}$, H et $H^{'}$ définissent les distances focales objet et image notées f et $f^{'}$ du système optique telles que $f = \overline{HF} = -f^{'} = -\overline{HF'}$ où $\overline{HF}$ et $\overline{HF'}$ sont des distances algébriques. Par exemple, le foyer image $F^{'}$ est le point conjugué d'un point objet situé à l'infini sur l'axe. Le plan principal image $H^{'}$ est le plan orthogonal à l'axe optique passant par l'intersection du rayon incident parallèle à l'axe et émergent passant par $F^{'}$. Ces points cardinaux sont tracés figure 3.10. L'écart géométrique au stigmatisme s'appelle une aberration optique. La formule de conjugaison du dioptre plan est donnée éq. 3.14 où H est confondu avec la face du dioptre. L'indice de réfraction du milieu dans lequel les rayons incidents pénètrent est noté n. L'indice du premier milieu est supposé d'indice 1. La formule de conjugaison pour un point objet situé à l'infini et incliné d'un angle noté θ par rapport à

l'axe optique est donnée éq. 3.15.

$$\overline{HA'} = n\overline{HA} \tag{3.14}$$

$$dy_{im} = f \times \theta \tag{3.15}$$

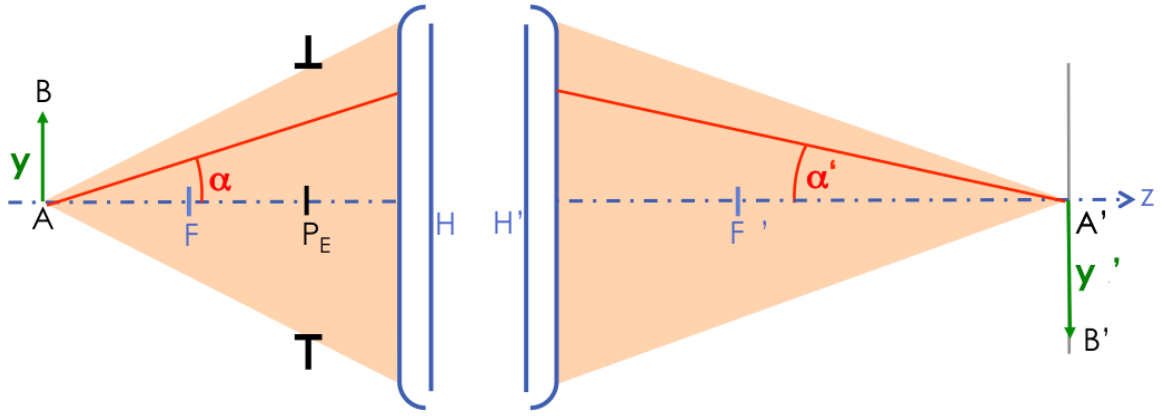


FIGURE 3.10 Schéma d'un système optique centré modélisé dans le cadre de l'optique paraxiale par ses quantités géométriques caractéristiques, à savoir ses quatre points cardinaux notés F, $F^{'}$, H et $H^{'}$. La pupille d'entrée PE est également tracée ainsi que les deux angles d'ouverture objet et image α et $\alpha^{'}$ limités par la pupille d'entrée. L'image $A'B'$ de hauteur y' formée par le système optique est connectée par une relation de conjugaison à l'objet AB de hauteur y.

Les définitions des deux quantités appelées ouverture numérique et nombre d'ouverture, notées ON_{im} et N, sont données respectivement éq. 3.16 et 3.17 où $\varnothing_{PE}$ est le diamètre de la pupille d'entrée. Le diamètre principal noté $\varnothing_{Airy}$ de la tache de diffraction formée par un système optique de pupille circulaire, appelée aussi tache d'Airy, est connecté à ces deux quantités par la relation donnée éq. 3.18.

$$ON_{im} = \sin\left(\alpha^{'}\right) \tag{3.16}$$

$$N = \frac{f}{\varnothing_{PE}} \underset{obj.\ a\ l'\infty}{\rightarrow} \frac{1}{2\,ON_{im}} \tag{3.17}$$

$$\varnothing_{Airy} = \frac{1.22\lambda}{ON} \underset{obj.\ a\ l'\infty}{\rightarrow} 2.44N\lambda \tag{3.18}$$

L'interprétation de la profondeur de champ est directement liée à la résolution au sens du critère de Rayleigh qui fixe la limite de résolution due à la diffraction égale au rayon de la tache d'Airy. En effet, la profondeur de champ se définit comme l'élargissement, au sens purement géométrique, de la tache image au delà duquel la taille de cette dernière dépasse celle donnée par la limite de diffraction. Un décalage, ou "defocus", de ε par rapport au plan de mise au point provoque directement une tache image géométrique de diamètre $\varnothing_{defocus,max} = \varepsilon\alpha^{'}_{max}$. Résolution et profondeur de champ sont résumées tableau 3.3.

TABLE 3.3 Expressions de la la résolution et de la profondeur de champs limitées soit par l'optique, par la largeur notée p du pixel du capteur.

	Limitées par l'optique	**Limitées par le capteur**
Résolution	$\frac{1.22\lambda}{2\sin(\alpha')} \underset{obj.\ a\ l'\infty}{\rightarrow} 1.22N\lambda$	p
Profondeur de champ	$\frac{\lambda}{(\alpha')^2} \underset{obj.\ a\ l'\infty}{\rightarrow} 4N^2\lambda$	$\frac{p}{\alpha'} \underset{obj.\ a\ l'\infty}{\rightarrow} 2Np$

Indice de réfraction

L'indice de réfraction d'un matériau est fonction de la longueur d'onde de la lumière qui le traverse. Cette dépendance est décrite par la relation empirique de Sellmeier [3]. La loi de Cauchy déjà établie antérieurement en était une simplification. Cette relation est donc utilisée pour modéliser la dispersion de la lumière dans un milieu réfringent et transparent. Elle fournit une approximation très précise dans le domaine visible et infrarouge de l'indice de réfraction qui s'écrit alors comme un développement limité en fonction de la longueur d'onde selon l'éq. 3.19 suivante :

$$n^2(\lambda) = 1 + \frac{B_1\lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2\lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3\lambda^2}{\lambda^2 - C_3} \tag{3.19}$$

où $B_{1,2,3}$ et $C_{1,2,3}$ sont les coefficients de Sellmeier, caractéristiques du milieu et définis expérimentalement. Les premiers sont sans dimension alors que les seconds sont homogènes à des $[\mathrm{m}^{-2}]$. λ est la longueur d'onde dans le vide et non pas celle dans le milieu.

Certains éléments de la combinaison optique du banc seront des objets intervenant en transmission et constitués de verre de silice. Les coefficients de Sellmeier associés à ce matériau sont donnés par les éq. 3.20 suivantes :

$$B_1 = 0.6961663,\ B_2 = 0.4079426,\ B_3 = 0.8974794 \tag{3.20a}$$

$$C_1 = 4.679\,148\,26 \times 10^{-3}\,\mu\mathrm{m}^{-2},\ C_2 = 1.351\,206\,31 \times 10^{-2}\,\mu\mathrm{m}^{-2},\ C_3 = 97.934\,002\,5\,\mu\mathrm{m}^{-2} \tag{3.20b}$$

L'indice de réfraction du verre est calculé pour trois valeurs de longueur d'onde réparties dans le domaine visible, à savoir à 400, 600 et 800 nm, donc comprises dans la plage spectrale de sensibilité des capteurs CCD. Les valeurs associées de l'indice de réfraction sont respectivement 1.47012, 1.45804 et 1.45332. Ces valeurs seront réutilisées ultérieurement pour évaluer l'effet du chromatisme induit par les composants en verre sur le parcours de la lumière au sein du système optique. Conformément à la relation de Sellmeier, l'indice de réfraction décroît de façon non linéaire avec la longueur d'onde. Par conséquent, les rayons lumineux subissent d'après la relation de Snell-Descartes une déviation par réfraction d'autant plus prononcée que la longueur d'onde est petite.

3.2.2 Miroir parabolique

Le système optique est doté d'un miroir parabolique hors-axe, ou *Off-axis parabolic mirror* (OAPM), chargé de capter le rayonnement lumineux émis par le point source placé près de son point focal et de produire en retour par réflexion le faisceau d'éclairement en lumière parallèle dirigé vers les matrices de μL. Les propriétés géométriques mécaniques et optiques de l'OAPM sont décrites figures 3.11 et 3.12 et résumées dans le tableau 3.4. Notons pour la suite que ces propriétés sont toujours définies dans le plan de symétrie de l'OAPM, donc passant par son axe optique. La surface d'un miroir parabolique classique est une paraboloïde générée après révolution d'une parabole autour de son axe qui devient l'axe optique du miroir ainsi obtenu. Le point focal noté F du miroir est situé sur son axe optique à mi-distance entre son point vertex et son centre de courbure. Un OAPM est en fait une portion d'un miroir parabolique complet résultant de la section de ce dernier par un cylindre de diamètre noté D_m, ici égal à $101.60\,\mathrm{mm}$, et d'axe parallèle à celui de la paraboloïde mais non confondu avec celui-ci c'est-à-dire déporté de celui-ci. De ce fait, un OAPM est spécifié par un angle caractéristique, dit d'offset et noté β, ici égal à $15°$. Un point source peut donc être placé à proximité de son point focal en dehors du trajet du faisceau réfléchi. De plus, un OAPM est caractérisé par sa longueur focale parente notée PFL, ici égale à $381.00\,\mathrm{mm}$, et par sa longueur focale effective notée EFL ou f_m, ici égale à $387.60\,\mathrm{mm}$. La longueur du segment qui a pour extrémités le point focal fixe de l'OAPM et le point courant P glissant le long de la surface du miroir et repéré par l'angle d'ouverture noté α est notée r. Le diamètre du faisceau réfléchi par l'OAPM pour une source placée à son point focal et émettant un cône de lumière délimité par les angles d'ouverture α_- et α_+ définis par rapport à la droite P_0F (voir figure 3.12) est noté $\varnothing_{beam}$. Les expressions de ces quantités géométriques sont écrites éq. 3.21. Attention, les angles intervenant dans ces expressions sont orientés conformément à la figure 3.12. Par exemple, β est ici négatif.

$$r = \frac{PFL}{\cos^2\left(\frac{\beta+\alpha}{2}\right)} \tag{3.21a}$$

$$f_m = EFL = r\,(\alpha = 0) = \frac{PFL}{\cos^2\left(\frac{\beta}{2}\right)} \tag{3.21b}$$

$$\varnothing_{beam} = 2\,PFL\left(\tan\left(\frac{\beta+\alpha_+}{2}\right) - \tan\left(\frac{\beta+\alpha_-}{2}\right)\right) \tag{3.21c}$$

L'OAPM est donc entièrement défini par la donnée de β, de l'EFL et de D_m. L'EFL est ici fournie à 1% près, soit à $\pm 4\,\mathrm{mm}$ environ. Quoi qu'il en soit, un alignement dédié est toujours recommandé pour tout composant optique.

La relation de Snell-Descartes en réflexion est indépendante du milieu de propagation. Il n'y a donc jamais d'aberrations chromatiques induites par des composants optiques intervenant en

3. RMS : de l'anglais *root mean square*, écart quadratique moyen.

TABLE 3.4 Caractéristiques du miroir parabolique hors-axe dont est muni le système optique. La réflectance moyenne est donnée pour $\lambda \in [400, 2000]$ nm. La précision de la surface est en général mesurée par interférométrie et quantifie la déviation, exprimée ici en RMS, entre un front d'onde de référence et celui retourné après réflexion sur le miroir parabolique.

Caractéristiques	**Spécifications**
Substrat	Aluminium
Revêtement réfléchissant	Aluminium
Réflectance moyenne	$> 90\%$
Diamètre	$101.60\,\mathrm{mm}$
Angle d'offset	$15°$
Hauteur d'offset	$100.32\,\mathrm{mm}$
Longueur focale effective	$387.60\,\mathrm{mm} \pm 1\%$
Longueur focale parente	$381.00\,\mathrm{mm}$
Rugosité de la surface (RMS) [3]	<175 Å
Précision de la surface (RMS)	1λ
Prix unitaire	750 €

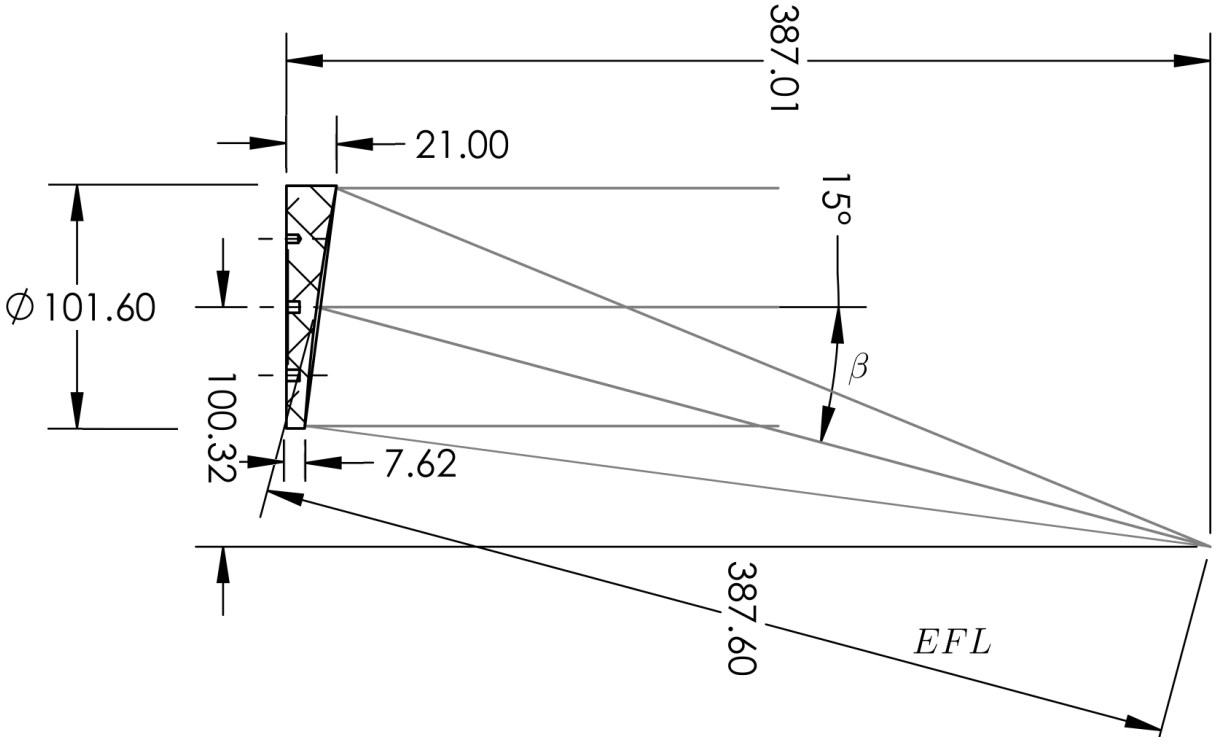


FIGURE 3.11 Plan mécanique du miroir parabolique hors-axe. Notons l'angle d'offset du miroir de $15°$, sa longueur focale effective de $387.60\,\mathrm{mm}$ et son diamètre de $101.60\,\mathrm{mm}$. À noter aussi que la face plane arrière du miroir ne passe pas par le point vertex de la paraboloïde. C'est pourquoi la longueur focale parente du miroir n'est pas indiquée et diffère de la cote de $387.01\,\mathrm{mm}$. Les propriétés géométriques du miroir sont décrites plus en détail sur la figure 3.12.

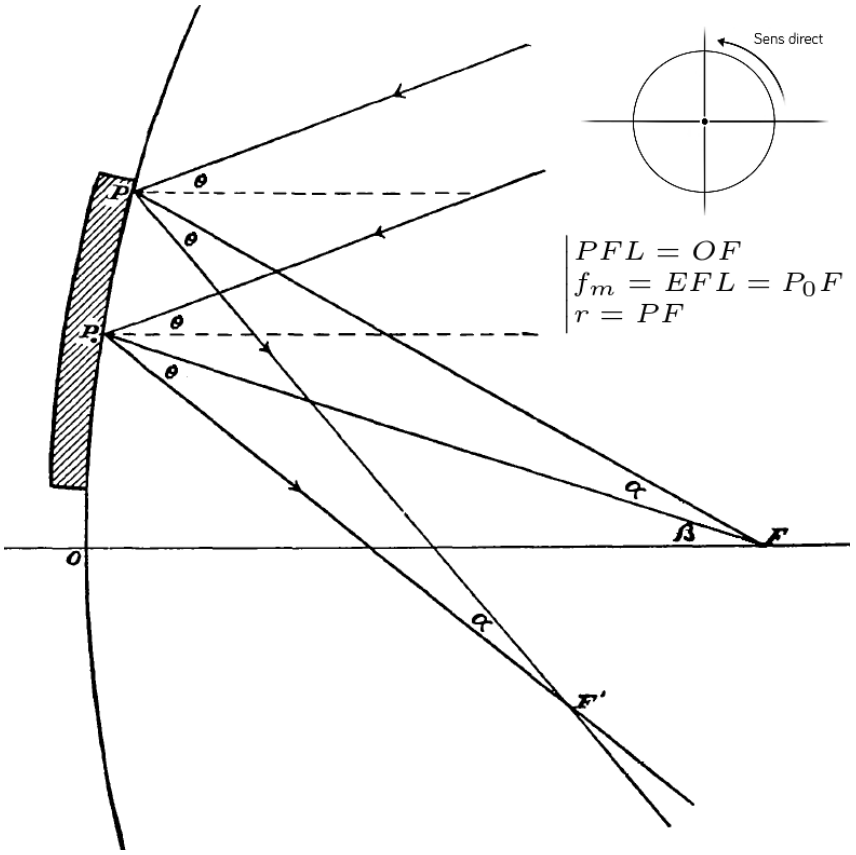


FIGURE 3.12 Schéma d'un miroir parabolique hors-axe vu de coupe dans son plan de symétrie. L'analyse du comportement optique en 2d du miroir conduisant à la dérivation des équations exposées ci-dessous s'appuie sur ce schéma. Plusieurs propriétés géométriques du miroir y sont représentées : son angle d'offset β, le point vertex O de la paraboloïde, son point focal F et son point central P_0. Ainsi, la distance OF correspond à la longueur focale parente du miroir et la distance P_0F à sa longueur focale effective. De plus, d'autres grandeurs géométriques utiles à l'étude du tracé de rayons sont également indiquées : l'angle d'ouverture noté α des rayons émis depuis le point focal ainsi que l'angle d'inclinaison noté θ des rayons incidents et mesuré par rapport à l'axe optique. P est un point glissant le long de la surface parabolique. Le point $F^{'}$ correspond à l'intersection du rayon réfléchi issu de P_0 avec celui issu du point courant noté P provenant de rayons incidents d'inclinaison θ identique. Cette figure est adaptée de [4].

réflexion. De plus, le miroir parabolique est parfaitement stigmatique pour la seule conjugaison infini-foyer (ou vice-versa), ou tout au moins pour des rayons reçus peu inclinés par rapport à l'axe optique. C'est pourquoi le miroir parabolique est fréquemment rencontré dans les instruments d'observation en astronomie car il permet de s'affranchir de l'aberration sphérique dont souffrent les miroirs sphériques ordinaires. Dans l'idéal, un faisceau d'éclairement parfaitement collimaté serait souhaitable. Ce terme signifie que les rayons réfléchis sont tous parallèles et de plus alignés avec l'axe optique de l'OAPM formant un front d'onde plan idéal. Néanmoins, il apparaît rapidement d'autres aberrations, spécialement celle dite de coma, lorsque la source s'éloigne du voisinage du point focal de l'OAPM. Cet effet s'accentue avec un angle d'offset élevé [4]. Dans notre cas, celui de $15°$ reste modéré. L'optique géométrique basé sur

le tracé de rayons suffit à décrire l'évolution spatiale du front d'onde réfléchi et ses déformations éventuelles au cours de sa propagation. Ces déformations sont à entendre au sens de déviations par rapport à un front d'onde plan idéal et sont dues par exemple à l'apparition d'aberrations. Un plan focal local peut être redéfini pour l'OAPM dans le but de s'approcher des conditions paraxiales. Ce plan passe toujours par le point focal de l'OAPM mais est désormais perpendiculaire à l'axe support de l'EFL.

Étude d'un faisceau d'éclairement non collimaté

Une étude préliminaire du comportement optique de l'OAPM est mené en 2d en se plaçant dans son plan de symétrie, donc passant par son axe optique. Cette étude s'appuie sur la figure 3.12 et vise à fournir une première intuition quant à la déformation du front d'onde réfléchie provoquée par une source située hors foyer. Le repère 2d adopté est le suivant : son origine est le point central P_0 du miroir et son axe x est porté et dirigé par le vecteur $\overrightarrow{P_0F}$. Son axe y est déduit par construction d'un repère direct. Un rayon incident orienté par l'angle d'inclinaison noté θ par rapport à l'axe optique impacte la surface de l'OAPM au point P. Le rayon réfléchi est porté par la droite notée $\mathfrak{D} = \left(PF^{'}\right)$, fonction à la fois de l'angle θ et de l'angle d'ouverture $\alpha = \widehat{P_0FP}$, passant par le point flottant noté $F^{'}$ et dirigée par le vecteur noté $\overrightarrow{w}$. L'équation paramétrique de cette droite s'écrit alors selon l'éq. 3.22 suivante :

$$\left(\mathfrak{D}_{(\alpha,\theta)}\right) : \begin{cases} x = {F_x}^{'}(\alpha,\theta) + p \times w_x(\alpha,\theta) \\ y = {F_y}^{'}(\alpha,\theta) + p \times w_y(\alpha,\theta) \end{cases} \quad \text{avec } p \in \mathbb{R} \text{ et } \overrightarrow{w}_{(\alpha,\theta)} \begin{pmatrix} \cos(\alpha-\theta) \\ \sin(\alpha-\theta) \end{pmatrix} \tag{3.22}$$

La position du point $F^{'}$ est donnée par l'éq. 3.23 suivante :

$$\overrightarrow{P_oF^{'}}_{(\alpha,\theta)} = f^{'}(\alpha,\theta) \cdot \overrightarrow{v_\theta} \quad \text{où } \overrightarrow{v_\theta} \begin{pmatrix} \cos(\theta) \\ -\sin(\theta) \end{pmatrix} \tag{3.23}$$

Or, l'expression de $f^{'}$ est dérivée dans [4] et s'écrit selon l'éq. 3.24 suivante :

$$\begin{aligned} f^{'}(\alpha,\theta) &= \left\| \overrightarrow{P_oF^{'}_{(\alpha,\theta)}} \right\| \\ &= \frac{PFL}{2\cos^2\left(\frac{\beta+\alpha}{2}\right)} \left(\cos(\alpha+\theta) + \cos(\beta+\alpha+\theta) + \sin(\alpha+\theta)\tan\left(\frac{\alpha}{2}\right) \right) \end{aligned} \tag{3.24}$$

Ainsi, l'équation paramétrique de la droite $\mathfrak{D}$ fonction des paramètres d'angle (α,θ) se réécrit selon l'éq. 3.25 suivante :

$$\left(\mathfrak{D}_{(\alpha,\theta)}\right) : \begin{cases} x = +f^{'}(\alpha,\theta)\cos(\theta) + p \times \cos(\alpha-\theta) \\ y = -f^{'}(\alpha,\theta)\sin(\theta) + p \times \sin(\alpha-\theta) \end{cases} \quad \text{avec } p \in \mathbb{R} \tag{3.25}$$

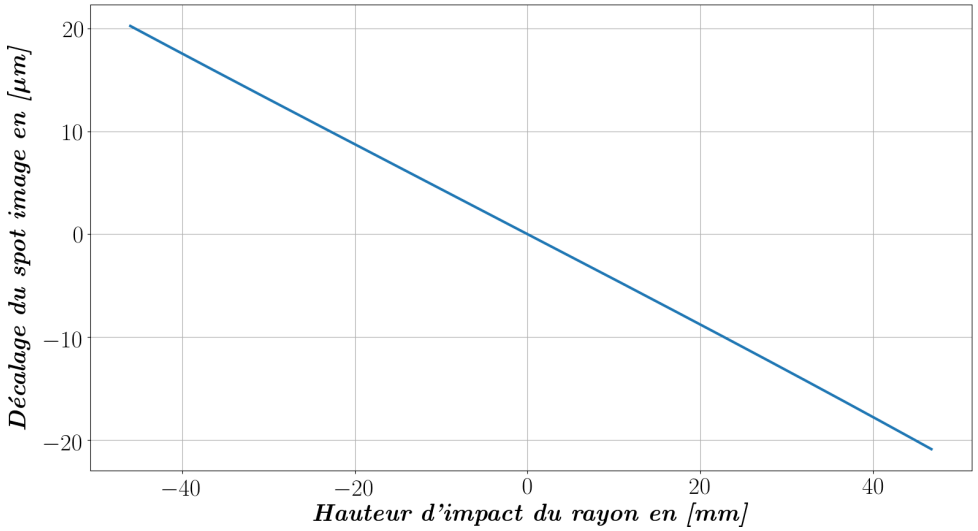
Cette dernière équation est exploitée afin de déterminer pour un point source fixé à une position donnée, notée (x_s, y_s), la distribution des rayons réfléchis par l'OAPM émis depuis ce même point source. En effet, chaque rayon est défini de façon unique par un couple (α, θ). Concrètement, le paramètre p est exprimé en fonction de x_s à l'aide de l'équation de x puis injecté dans celle de y. Le paramètre p est ainsi éliminé de la nouvelle expression obtenue de y. Cette nouvelle expression est évaluée sur un espace 2d couvrant une plage étendue de valeurs de (α, θ). De la sorte, cette méthode permet numériquement d'inverser les éq. 3.25 afin de déterminer les couples (α, θ) pour lesquels $y = y_s$ et décrivant les rayons réfléchis par l'OAPM et émis depuis un même point source. Enfin, chaque rayon réfléchi représenté par une droite passant par un point P de la surface du miroir et orienté d'un angle θ est prolongé jusqu'à impacter le plan de la matrice de μL placée en face de l'OAPM. Les points images sont ensuite projetés dans le plan focal des μL d'après l'éq. 3.15. Le déplacement de ces points images par rapport à ceux qui serait projetés si le faisceau d'éclairement était parfaitement collimaté en est déduit.

Les figures 3.13 affichent ce décalage induit calculé pour deux configurations du point source placé hors foyer. Le plan de la matrice de μL et l'écran plan sont admis perpendiculaires à l'axe optique du miroir. La déformation du front d'onde a deux effets distincts. Si la source se rapproche ou s'éloigne de l'OAPM le long de la droite P_0F, la grille de points images projetés sur l'écran subit respectivement une dilatation ou une contraction du fait respectivement de la divergence ou de la convergence du faisceau. De plus, une inclinaison globale du faisceau est également observée provoquant un déplacement d'ensemble des points images. Cette étude préliminaire révèle donc déjà une distorsion significative de la grille de points projetés due un front d'onde réel réfléchi déviant d'un front d'onde plan idéal. Ce constat incite à investiguer plus en détail la réponse du système optique soumis à un faisceau d'éclairement non collimaté. Une simulation du système optique, en partie basée sur un tracé de rayons 3d, sera réalisée dans ce sens. Elle s'avérera précieuse pour mieux appréhender le comportement du système, modéliser la distorsion du motif de spots images projetés sur le plan écran CCD et in fine établir la formulation mathématique nécessaire à l'extraction des paramètres utiles c'est-à-dire ceux à mesurer décrivant la transformation CCD.

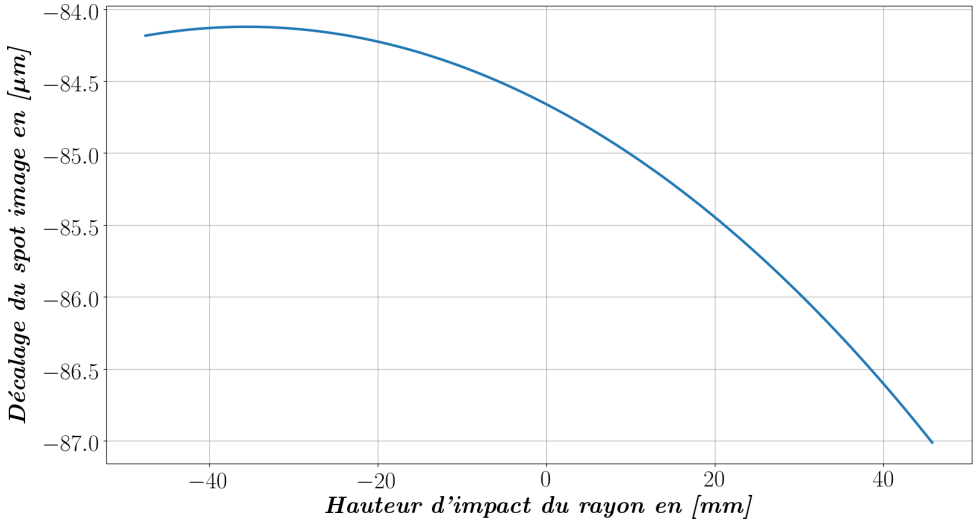
3.2.3 Matrice de microlentilles

Le système optique intègre trois matrices de μL disposées en diagonale face au capteur CCD. Elles jouent le rôle de masque afin de produire le motif projeté sur l'écran plan CCD. Ce composant de microphotonique est réalisé à l'aide de techniques de fabrication issues de l'industrie du semi-conducteur garantissant ainsi une précision exceptionnelle quant au profil des μL et à leur emplacement au sein de la grille. Leurs caractéristiques sont résumées dans le tableau

FIGURE 3.13 Décalage des points images projetés dans le plan focal des μL en fonction de la hauteur d'impact des rayons dans le plan de la matrice de μL. Ce décalage correspond au déplacement des points images dans le plan écran par rapport à leur position idéale. Il est dû au point source placé hors du point focal du miroir parabolique ayant pour effet un défaut de collimation du faisceau d'éclairement. Ces résultats sont obtenus pour une configuration où seuls trois éléments du système optique sont en jeu, à savoir l'OAPM, une matrice étendue de μL supposée capter entièrement le faisceau et l'écran plan. Ces deux derniers éléments sont admis perpendiculaires à l'axe optique du miroir. La matrice de μL est située à $450\,\mathrm{mm}$ en avant du miroir et séparée de l'écran de la distance focale des μL égale à $32.8\,\mathrm{mm}$. Ces résultats sont valides à condition de se placer dans le plan de symétrie de l'OAPM.



(A) Le point source est reculé par rapport au point focal de $2\,\mathrm{mm}$, donc s'éloigne du miroir, le long de l'axe qui sert à définir la longueur focale effective de l'OAPM, autrement dit le long de la droite (P_0F). Le rayon centrale n'est donc pas modifié. Le décalage observé est linéaire en fonction de la hauteur d'impact du rayon et traduit en fait une convergence pure du faisceau d'éclairement provoquant une contraction des points images projetés, maximum en bord du faisceau où il est de l'ordre de $20\,\mu\mathrm{m}$.



(B) Le point source est déplacé par rapport au point focal perpendiculaire à l'axe servant à définir l'EFL de $1\,\mathrm{mm}$ vers le haut. Dans ce cas, le faisceau d'éclairement est quasi-parallèle mais avec une inclinaison globale provoquant un déplacement d'ensemble des points images projetés d'une quantité en bon accord avec celle prédite par la formule de l'éq. 3.31, à savoir $-84.6\,\mu\mathrm{m}$.

3.5. Elles sont construites en verre de silice offrant ainsi une utilisation sur une gamme spectrale étendue, de 200 à $2200\,\mathrm{nm}$. Une matrice de μL est représentée sur la figure 3.14 avec ses principales dimensions mécaniques. Elle s'apparente à une pastille carrée de $10 \times 10\,\mathrm{mm}$ entièrement couverte d'un agencement 2d régulier de 20×20 μL carrés de largeur $p_{\mu L} = 500\,\mu\mathrm{m}$ accolées les unes aux autres. Cet agencement est considéré parfait au regard de la tolérance de fabrication relative à la largeur des μL qui est de l'ordre de $250\,\mathrm{nm}$.

TABLE 3.5 Caractéristiques des trois matrices identiques de μL dont est muni le système optique. L'angle de divergence est lié à l'ouverture de la μL. Le facteur de remplissage indique simplement que la surface du substrat, équivalent d'une certaine façon à une "galette" plate de verre sur laquelle est "sculptée" une structure périodique en relief, est recouverte à 99% de μL.

Caractéristiques	**Spécifications**
Matériau	Silice fondue
Gamme spectrale	200 à $2200\,\mathrm{nm}$
Dimensions $L \times l$	$10 \times 10\,\mathrm{mm} \pm 50\,\mu\mathrm{m}$
Épaisseur	$1.20\,\mathrm{mm} \pm 50\,\mu\mathrm{m}$
Nombre de μL	20×20
Type μL	Plan-convexe
Profil μL	Parabolique
Forme μL	Carrée
Largeur μL	$500\,\mu\mathrm{m} \pm 250\,\mathrm{nm}$
Rayon de courbure μL	$+15.00\,\mathrm{mm}$
Longueur focale μL	$+32.8\,\mathrm{mm}$
Angle de divergence μL	$\pm 0.5°$
Facteur de remplissage	0.99
Prix unitaire	625 €

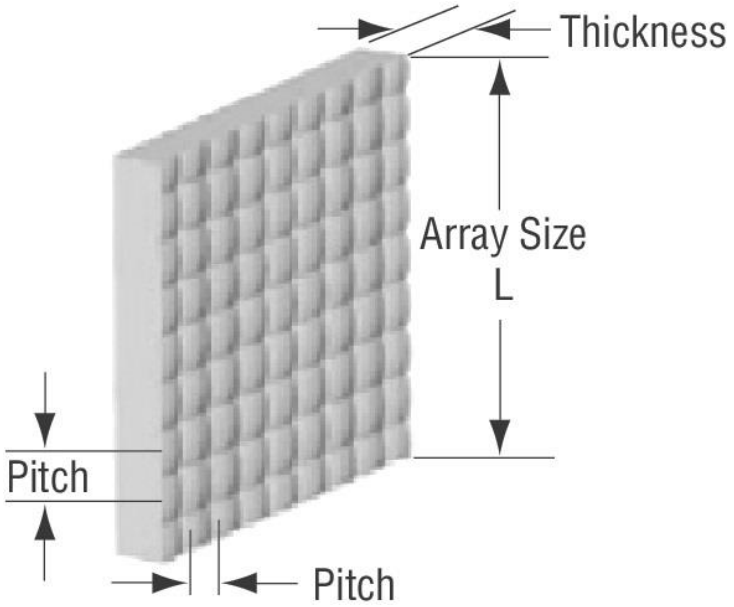


FIGURE 3.14 Illustration d'une matrice de μL. Ses dimensions mécaniques caractéristiques sont spécifiées. Il s'agit de son épaisseur (désignée en anglais par *thickness*), de sa largeur (*array size*), et de la largeur des μL (*pitch*) qui pavent la surface de la grille.

Une μL individuelle est équivalente à la jonction d'une lame plate à faces parallèles et d'une lentille plan-convexe mince de profil parabolique. Il existe donc un plan de jonction entre ces deux sections de la μL. La figure 3.15 représente en coupe une μL unique. Une matrice de μL se comporte en quelque sorte à l'instar d'un analyseur de front d'onde de type Shack-Hartmann. En effet, chaque μL échantillonne la pente ou le gradient d'une portion captée du front d'onde réfléchi par le miroir parabolique. Cette portion du front d'onde reçu par une μL est admis localement plan. Autrement dit, une μL individuelle travaille toujours en conjugaison infini-plan focal. Le pinceau de rayons qu'elle capte est admis localement parallèle et converge donc dans son plan focal en un spot image dont la position d'après l'éq. 3.15 est fonction de l'inclinaison commune des rayons. Le plan principal image et le plan de la pupille de sortie sont confondus avec le plan de jonction cité précédemment. Ces trois plans confondus sont matérialisés par le trait pointillé vert sur le schéma 3.15 et intersectent l'axe optique de la μL au point noté I. La longueur focale d'une μL, notée $f_{\mu L}$, est donc la distance séparant ce point I et le point focal noté $F_{\mu L}$ de la μL également situé le long de son axe optique. Elle est donnée pour une lentille plan-convexe de rayon de courbure noté R_{uL} par l'éq. 3.26 suivante dans le cadre de l'optique paraxiale :

$$f_{\mu L} = \frac{R_{\mu L}}{n-1} \tag{3.26}$$

Pour $\lambda = 600\,\mathrm{nm}$, une longueur focale de $+32.748\,\mathrm{mm}$ est calculée en accord avec celle indiquée par les spécifications de la matrice de μL.

Formule exacte de la distance focale d'une μL

Une seconde formule est dérivée ci-après afin de considérer aussi la hauteur d'impact notée h des rayons incidents parallèles à l'axe optique de la μL. Le développement de cette formule s'appuie sur le tracé du rayon noté B du schéma 3.15. L'altitude notée e_{parab} de la parabole au point d'impact du rayon incident, fonction de h, permet de définir les épaisseurs séparées propres aux deux sections jointes constituant une μL, à savoir celle de la lame à faces parallèles notée e_{plate} et celle de la lentille plan-convexe mince notée e_{lens}. Ces quantités sont exprimées selon les éq. 3.27 ci-dessous. Notons que l'épaisseur de la section plan-convexe seule ne compte que pour $2\,\mu\mathrm{m}$ dans l'épaisseur totale de la μL notée e_{uL} de valeur nominale $1.2\,\mathrm{mm}$.

$$e_{parab}\left(h\right) = z\left(h\right) = \frac{\left(h\right)^2}{2R_{uL}} \tag{3.27a}$$

$$e_{lens} = e_{parab}\left(h = \frac{p_{\mu L}}{2}\right) = \frac{\left(\frac{p_{\mu L}}{2}\right)^2}{2R_{uL}} \tag{3.27b}$$

$$e_{plate} = e_{uL} - e_{lens} \tag{3.27c}$$

Ensuite, les éq. 3.28 ci-dessous fournissent l'expression des deux angles notés θ_i et θ_a. Le premier est l'angle entre la normale à la surface parabolique de la μL au point d'impact P_i du rayon incident et le vecteur directeur de ce rayon parallèle à l'axe optique. Le second est l'angle de sortie du rayon émergent et réfracté avec la normale, défini après application de la loi de Snell-Descartes.

$$\theta_i = \arccos\left(\frac{1}{\sqrt{1+\left(\frac{h}{R_{uL}}\right)^2}}\right) \tag{3.28a}$$

$$\theta_a = \arcsin\left(n\sin\left(\theta_i\right)\right) \tag{3.28b}$$

Enfin, le rayon B converge au point de focalisation noté $F^{'}$ situé sur l'axe optique de la μL. La relation exprimant la distance focale effective d'une μL pour le rayon considéré B, égale à la distance algébrique $\overline{IF'}$, en fonction de la hauteur d'impact du rayon incident parallèle à l'axe optique, de l'indice du matériau, et du rayon de courbure de la parabole s'écrit alors selon l'éq. 3.29 suivante :

$$\begin{aligned} f_{\mu L}\left(h\right) &= e_{uL} - e_{plate} - e_{parab}\left(h\right) + h\tan\left(\frac{\pi}{2} - \left(\theta_a - \theta_i\right)\right) \\ &= \frac{1}{2R_{uL}}\left(\left(\frac{p_{\mu L}}{2}\right)^2 - h^2\right) + h\cot\left(\theta_a - \theta_i\right) \end{aligned} \tag{3.29}$$

Fonction RPI d'une μL

Il faut faire appel à l'optique de Fourier et à l'intégrale de Fresnel exposées section 3.2.1 afin d'établir la distribution d'éclairement au sein de la tache de diffraction générée par une μL, autrement dit afin de définir la fonction RPI des μL. Celle-ci est calculée analytiquement et écrite éq. 3.30 dans le cas général d'une μL de pupille rectangulaire de largeur notée a et de hauteur notée b. En fait, ici, $a = b = p_{\mu L} = 500\,\mu\mathrm{m}$. Cette forme analytique fait intervenir la fonction erreur dont la définition est rappelée éq. 3.30c. Spécifions à nouveau que le triplet de paramètres $(X_0, Y_0, Z_0 = f_{\mu L})$ renseigne des coordonnées du point image géométrique formé par la μL dans son plan focal. Elles sont déterminées suivant l'inclinaison du front d'onde capté par la μL grâce à relation de l'éq. 3.15. La fonction RPI représente donc bien la propagation de l'onde lumineuse émise en sortie de la μL dans la direction du rayon principal c'est-à-dire du rayon émergent passant par le centre de la μL. Ceci a pour corollaire que, dans un plan donné, transversal à l'axe optique de la μL, la fonction RPI projetée dans ce plan est identique indépendamment de (X_0, Y_0), à cela près qu'elle est déplacée et centrée au point d'intersection de ce plan avec le rayon principal. C'est une conséquence immédiate des conditions de Fresnel. Rappelons aussi que cette fonction RPI est définie dans un repère 3d précis qui est solidaire de la μL. L'origine de ce repère direct correspond au point d'intersection noté I sur le schéma

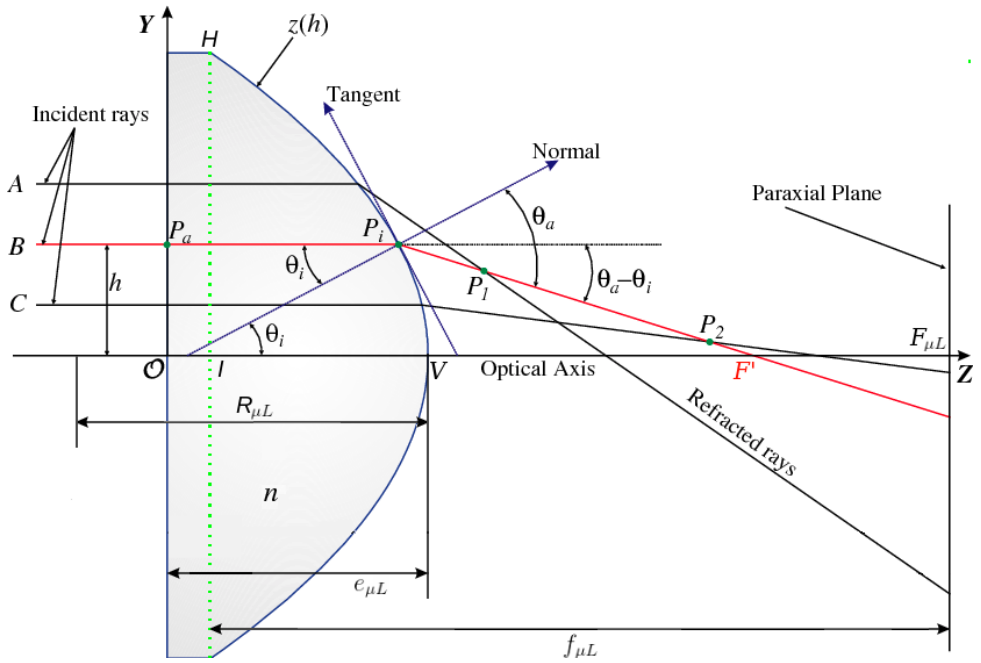


FIGURE 3.15 Schéma d'une μL vue en coupe dans le plan passant par son axe optique et du tracé de trois rayons incidents parallèles à cet axe. La ligne pointillée verte matérialise le plan principal noté H, aussi plan de la pupille de sortie de la μL. Le paramétrage adopté pour dériver l'éq. 3.29 est indiqué. En particulier, certaines grandeurs géométriques intervenant dans le développement de ces équations se rapportent au rayon noté B de couleur rouge convergeant au point de focalisation noté $F^{'}$ situé sur l'axe optique. Est représenté notamment le repère local centré au point d'impact P_i de ce rayon et construit à partir de la base constituée du vecteur normal et tangent à la surface parabolique en ce point P_i. Les épaisseurs relatives de la partie plan-convexe mince de la μL par rapport à celle de la lame plate, respectivement égales à $2\,\mu\mathrm{m}$ et $1.2\,\mathrm{mm}$, sont volontairement disproportionnées sur ce schéma. Ainsi, les rayons émergents en sortie de la μL subissant une déviation due à la réfraction sont dirigés en des points de focalisation très échelonnés le long de l'axe optique. Cet effet exagéré ici est responsable de l'aberration sphérique, en réalité négligeable, affectant la μL.

3.15 du plan pupille et de l'axe optique de la μL. L'axe z du repère est confondu avec l'axe optique et orienté dans le même sens que l'axe Z du schéma 3.15. Le plan (I, x, y) du repère est ainsi confondu avec le plan pupille de la μL et ses axes x et y sont en plus alignés avec les deux directions principales de la pupille rectangulaire de la μL. Les figures 3.16 représentent la distribution d'éclairement décrit par la RPI évaluée dans le plan focal de la μL et l'effet de son intégration sur les pixels CCD. Dès lors, il apparaît que la modélisation du système optique, par exemple à des fins de simulation, se satisfait de l'optique géométrique pour décrire le propagation de la lumière jusqu'à rencontrer la matrice de μL où l'optique de Fourier prend le relai afin de prendre en compte la nature ondulatoire de la lumière, et par suite l'effet de diffraction dû à l'ouverture finie de la pupille des μL. La condition de validité de l'intégrale de Fresnel est donnée par l'éq. 3.8. Pour $\lambda = \sim 1\,\mu\mathrm{m}$, $z = f_{\mu L} = 32.800\,\mathrm{mm}$ et $\frac{N_F {\theta_m}^2}{4} < 0.1$, il vient en adoptant les mêmes notations que l'éq 3.8 $a \lesssim 2\,\mathrm{mm}$ ou $\theta_m \lesssim 3.5°$. En d'autres termes, cette condition est vérifiée tant que l'inclinaison moyenne des rayons incidents sur les μL est

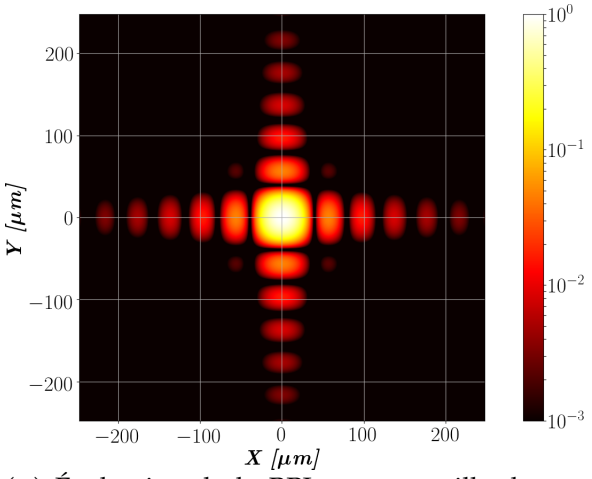
inférieure à $\sim 3.5°$.

$$RPI\,(x,y,z) = \begin{cases} {A_0}^2 \left(\dfrac{ab}{\lambda Z_0}\right)^2 \operatorname{sinc}^2\left(\dfrac{a\pi}{\lambda Z_0}\,(x-X_0)\right) & \\ \qquad\qquad \cdot \operatorname{sinc}^2\left(\dfrac{b\pi}{\lambda Z_0}\,(x-Y_0)\right) & \text{si } z = Z_0 \\ {A_0}^2 \left(\dfrac{1}{\lambda z}\right)^2 J_a(x,z)_{[X_0,Z_0]} \cdot J_b(y,z)_{[Y_0,Z_0]} & \text{sinon} \end{cases} \tag{3.30a}$$

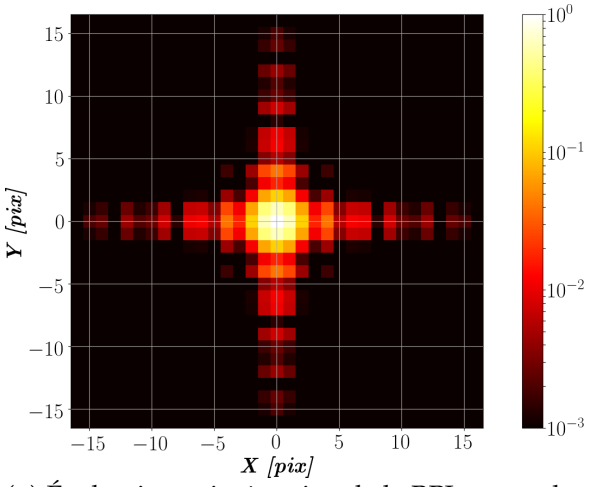
$$J_a(x,z)_{[X_0,Z_0]} = \frac{1}{4}\left|\frac{\lambda Z_0 z}{z-Z_0}\right| \times \left|\operatorname{erf}\left(\frac{(-1)^{\frac{1}{4}}\sqrt{\pi}}{2\sqrt{\lambda Z_0}} \cdot \frac{-2\,(X_0 x - Z_0 x) + a\,(z-Z_0)}{\sqrt{z\,(z-Z_0)}}\right)\right. \\ \left. + \operatorname{erf}\left(\frac{(-1)^{\frac{1}{4}}\sqrt{\pi}}{2\sqrt{\lambda Z_0}} \cdot \frac{+2\,(X_0 x - Z_0 x) + a\,(z-Z_0)}{\sqrt{z\,(z-Z_0)}}\right)\right|^2 \tag{3.30b}$$

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2}\,dt \tag{3.30c}$$

FIGURE 3.16 Évaluation de la fonction RPI donnée par les éq. 3.30 et représentant ici la distribution d'éclairement de la tache image projetée par une μL, convergeant en son point focal, sur un domaine centré en ce point, de dimensions $500 \times 500\,\mu\text{m}$ et situé dans le plan focal de la μL pour $\lambda = 600\,\text{nm}$. Ces résultats sont donc obtenus tels que l'origine de ces deux régions d'évaluation de la RPI coïncide avec le pic d'éclairement. Ces cartes d'intensité sont normalisées par la valeur maximum atteinte et sont affichées en échelle log bornée à trois ordres de grandeur.



(A) Évaluation de la RPI sur une grille de pas $1\,\mu\text{m}$. Le pic central d'éclairement est bien visible. Les rebonds secondaires, de plus en plus évanescents en s'éloignant du centre de la RPI, s'alignent en forme de croix reflétant les deux directions principales et orthogonales de la pupille rectangulaire de la μL.



(B) Évaluation et intégration de la RPI sur un domaine de mêmes dimensions que celui de la figure 3.16a et composé ainsi de 33×33 pixels de $15 \times 15\,\mu\text{m}$ de côtés. Le pic d'éclairement coïncide ici en plus avec le centre du pixel situé à l'origine du domaine. Les spots projetés par les μL sont supposés apparaître semblables sur les images réelles acquises des CCD, à l'ajout près des différentes composantes de bruit au signal reçu.

Profondeur de champ et aberration sphérique d'une μL

L'ouverture numérique image des μL est $NA_{\mu L} = \frac{p_{\mu L}}{2f_{\mu L}} = 7.6 \times 10^{-3}$, soit un angle d'ouverture $\alpha'_{\mu L} = 0.44°$, conforme à l'angle de divergence mentionné dans le tableau 3.5, et soit un nombre d'ouverture $N_{\mu L} = 65.6$. Le diamètre correspondant de la tache d'Airy est $\varnothing_{Airy,\mu L} = 96\,\mu\mathrm{m}$ calculé pour $\lambda = 600\,\mathrm{nm}$ équivalent à 6.4 pixels de $15\,\mu\mathrm{m}$ de côtés. Le tableau 3.6 renseigne de la résolution au sens du critère de Rayleigh et de la profondeur de champ des μL, au sens géométrique, comparées à celles définies par le capteur CCD. Le tableau 3.7 indique que la distance focale des μL vaut en moyenne $+32.5\,\mathrm{mm}$ et affiche une variation maximale d'environ $\pm 700\,\mu\mathrm{m}$ compte tenu à la fois du chromatisme et de la tolérance de fabrication relative à ses dimensions. La distance focale nominale des μL est choisie telle que $f_{\mu L} = +32.8\,\mathrm{mm} \pm 1\,\mathrm{mm}$. L'amplitude de cette variation de la distance focale n'est pas rédhibitoire au vu de la profondeur de champ considérable des μL. En effet, bien qu'il faille être prudent quant à l'interprétation de cette grandeur théorique géométrique, la figure 3.17 confirme que le profil de la tache image décrite par la fonction RPI est peu affectée par un défaut de mise au point. En fait, la grande profondeur de champ des μL s'explique par la variation lente de la RPI le long de l'axe optique. Enfin, la figure 3.18 révèle un défaut de stigmatisme de la μL, visible aussi et exagéré sur le schéma 3.15, qui s'accentue lorsque la hauteur d'impact des rayons incidents augmente. Ce défaut est associé à l'apparition de l'aberration sphérique caractérisée par un écart maximum entre les positions extrêmes des points de focalisation égal à $\varepsilon_{max} = 5\,\mu\mathrm{m}$. Ceci provoque un élargissement, au sens géométrique, de la tache image de $\varnothing_{tache} = 2 \cdot \tan\left(\alpha'_{\mu L}\right) \varepsilon_{max} = 76\,\mathrm{nm}$, clairement négligeable en comparaison de la diffraction. L'impact de l'inclinaison des matrices de μL par rapport au plan de référence des cryostats sur le motif projeté sur la CCD n'a pas été examiné dans cette section mais il pourra l'être ultérieurement par simulation. En vérité, les matrices de μL seront admises quasi-parfaitement parallèles au plan de référence grâce à la précision des alignements mécaniques du banc optique présentés dans les sections suivantes.

En bonne approximation, pour un déplacement noté dy_S du point source dans le plan focal redéfini de l'OAPM, en admettant bien entendu tous les éléments optiques parfaitement alignés tels que représentés sur le schéma 3.7, le décalage noté dy_{im} des spots images dans le plan focal des μL s'écrit d'après l'éq. 3.31 suivante :

$$dy_{im} = \frac{f_{\mu L}}{f_m} \cdot dy_S \tag{3.31}$$

TABLE 3.6 Évaluation de la résolution et de la profondeur de champ de la μL, comparées à celles limitées par le capteur, à l'aide des formules du tableau 3.3.

	Limités par l'optique	**Limités par le capteur**
Résolution	48 µm	15 µm
Profondeur de champ	10 mm	2 mm

TABLE 3.7 Évaluation en [µm] de la distance focale d'une μL à l'aide de la formule de l'éq. 3.29 pour trois valeurs du rayon de courbure de sa surface parabolique compte tenu de la tolérance de fabrication de ses dimensions et pour trois valeurs de longueur d'onde. Calculs effectués pour une hauteur d'impact du rayon parallèle égale à 100 µm.

	$R_{\mu L} - 50\,\mu m$	$R_{\mu L}$	$R_{\mu L} + 50\,\mu m$
$\lambda = 400\,nm$	31802	31908	32014
$\lambda = 600\,nm$	32640	32749	32859
$\lambda = 800\,nm$	32980	33090	33201

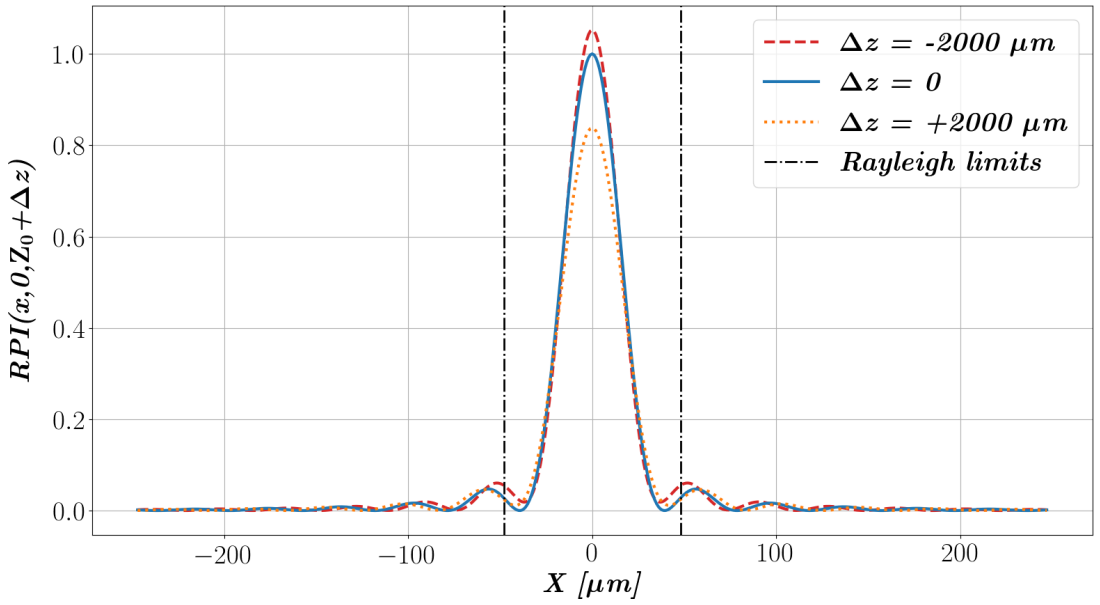


FIGURE 3.17 Profils 1d en fonction de x de la RPI prise en $y = 0$ pour trois valeurs de defocus noté Δ_z par rapport au plan de mise au point, confondu ici avec le plan focal de la μL, donc situé à $Z_0 = f_{\mu L}$. La courbe en bleu correspond à la section de la RPI représentée figure 3.16a et sa valeur maximum atteinte en $x = 0$ sert à normaliser ces trois courbes. De plus, les frontières associées au critère de résolution de Rayleigh sont placées de part et d'autre, et bien sûr à distance égale, du pic d'éclairement, à ± 48 µm. Elles sont matérialisées par les traits verticaux noires. On dénote que ces derniers ne coïncident pas exactement avec les premiers zéros de la fonction RPI, bien que très proches. En effet, le critère de Rayleigh est établi pour une pupille circulaire. Dans le cas des μL de pupille rectangulaire, il n'y a pas le facteur multiplicatif présent dans la formule du tableau 3.3 et égal à 1.22.

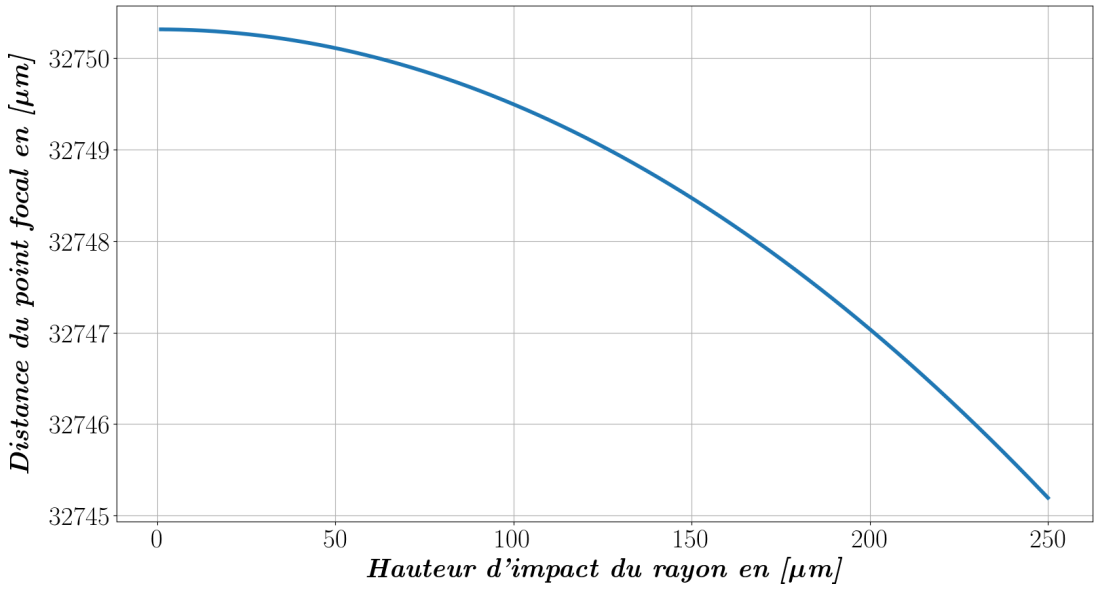


FIGURE 3.18 Évolution de la distance focale de la μL en fonction de la hauteur d'impact du rayon incident parallèle à l'axe optique de la μL pour $\lambda = 600\,\mathrm{nm}$. Tous les autres paramètres libres du systèmes sont fixés à leur valeur nominale.

3.2.4 Lame plate à faces parallèles

Une lame plate à faces parallèles sert de hublot de fermeture des enceintes cryostats au cours des opérations de test. Le plan mécanique de cette lame est donné figure 3.19 et ses caractéristiques sont résumées dans le tableau 3.8. L'introduction de cette lame entre la matrice de μL et le capteur CCD, donc sur la trajectoire de la lumière, affecte la projection des spots images émis par les μL sur le plan CCD. Rappelons que chaque μL peut être assimilée à un système optique à part entière. En d'autres termes, une matrice de μL constitue une multitude de systèmes optiques secondaires, identiques et indépendants pour lesquels la pupille est toujours limitée par la μL. En effet, la lame ne réduit par l'angle d'ouverture maximum des rayons transmis. Par conséquent, la fonction RPI établie précédemment reste valable, y compris une fois la lame ajoutée, sous réserve que celle-ci ne cause aucune aberration qui perturberait significativement la RPI. Il a été vérifié en section 3.1.2 que la différence de pression présente entre les deux faces de la lame ne provoque pas de déformation notable de celle-ci, du moins inférieure au micromètre.

Décalage transversal et aberration sphérique de la lame

L'influence de la lame sur la propagation des taches images est examinée d'un point de vue de l'optique géométrique sur les figures 3.20. Le schéma 3.20a montre que l'effet de la lame se manifeste par un déplacement, dirigé par la normale du second dioptre, du point objet d'une

4. PTV : de l'anglais *peak to valley*, écart maximum calculé entre les valeurs extrêmes mesurées.

TABLE 3.8 Caractéristiques de la lame plate à faces parallèles, servant également de hublot de fermeture des enceintes cryostats pendant les opérations de test. La précision d'une face est déterminée en ajustant un plan moyen sur le nuage de points mesurés à sa surface de façon à reproduire au plus proche la topologie de celle-ci. La distance projeté orthogonalement à ce plan entre les deux points extrêmes situés de part et d'autre de ce plan quantifie la précision de fabrication de cette face exprimée en PTV.

Caractéristiques	**Spécifications**
Matériau	Silice fondue
Épaisseur	$16.231\,\mathrm{mm} \pm 200\,\mu\mathrm{m}$
Diamètre surface utile	$90\,\mathrm{mm}$
Parallélisme des deux faces	$16\,\mu\mathrm{m}$
Rugosité des deux faces (RMS)	$<10\,\mathrm{nm}$
Précision des deux faces (PTV) [4]	$<158\,\mathrm{nm}$

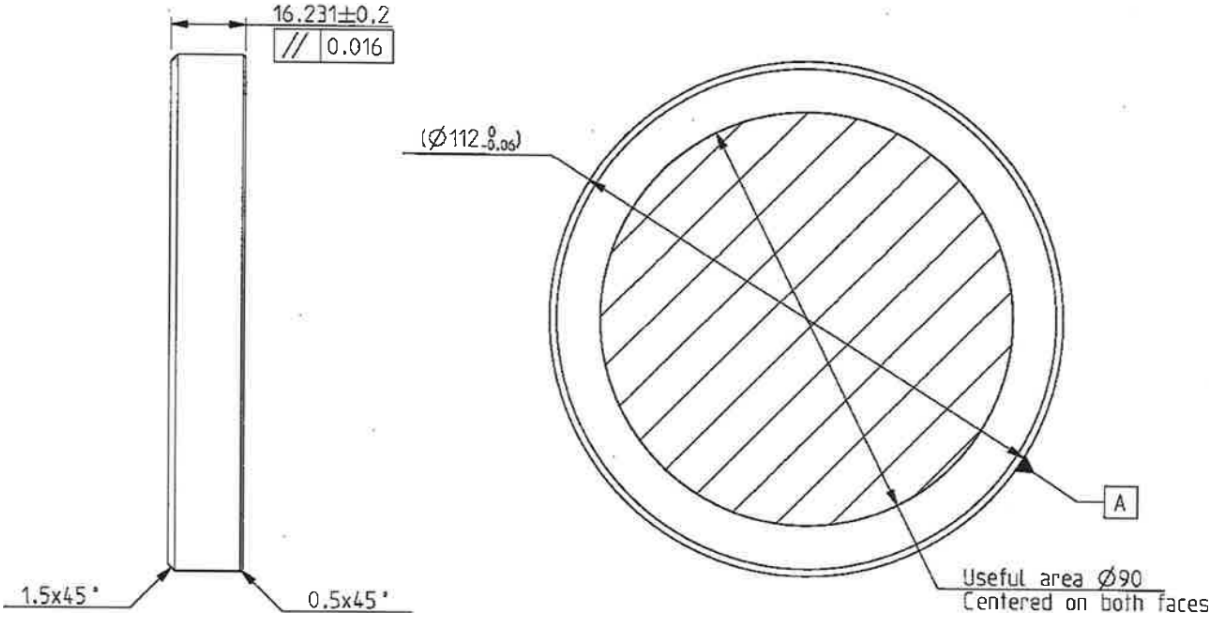


FIGURE 3.19 Plan mécanique de la lame plate à faces parallèles. Le parallélisme entre les deux faces est spécifié à mieux que $16\,\mu\mathrm{m}$.

.

quantité notée DE. Cette dernière dépend en fait de l'angle du rayon incident. Le schéma 3.20b montre que lorsque cet angle augmente, la réponse de ce composant optique n'est plus stigmatique, même approximativement, et il survient alors de l'aberration sphérique. Cet effet peut être estimé en termes d'élargissement, au sens géométrique, de la tache image à sa position paraxiale à l'aide de la formule de l'aberration sphérique transversale (AST) donnée éq. 3.32e. Pour une ouverture et une inclinaison faibles du faisceau incident, tel que celui émis par une μL, les formules approchées des éq. 3.32, valables en conditions paraxiales, sont admises. Considérons un déplacement maximum de la source dans le plan focal de l'OAPM de $\sim 2\,\mathrm{mm}$ conduisant à une inclinaison globale du faisceau d'éclairement de $\theta = \sim 20'$. Le rayon marginal du cône de lumière en sortie de la μL est alors incliné de $i_{max} = \left(\theta \cdot f_{\mu L} + \frac{p_{\mu L}}{2}\right) / f_{\mu L} = \sim 50'$, soit une AST ou rayon de la tache image de $6\,\mathrm{nm}$. Par conséquent, l'aberration sphérique est

clairement négligeable. La tache image est largement dominée par la diffraction. L'influence de la lame peut donc être modélisée simplement par un changement d'origine de la fonction RPI des μL afin de traduire le décalage longitudinal provoqué par la lame. Le tableau 3.9 indique que celui-ci vaut en moyenne $5.1\,\mathrm{mm}$ et affiche une variation maximale d'environ $\pm 150\,\mu\mathrm{m}$ compte tenu à la fois du chromatisme induit par la lame et de la tolérance de fabrication relative à son épaisseur. Le décalage longitudinal nominal des μL est choisi telle que $\Delta_{//} = +5.1\,\mathrm{mm} \pm 150\,\mu\mathrm{m}$. L'amplitude de cette variation n'est pas rédhibitoire au vu de la profondeur de champ considérable des μL.

$$DE = e\left(1 - \frac{\cos(i_1)}{\sqrt{n^2 - \sin^2(i_1)}}\right) \approx_{(i_{max}\to 0)} \Delta_{//} = e\frac{n-1}{n} \tag{3.32a}$$

$$BC = DE \cdot \sin(i_1) \tag{3.32b}$$

$$DF = DE \cdot \tan(i_1) \tag{3.32c}$$

$$ASL = e\left(\frac{1}{n} - \frac{\cos(i_{max})}{\sqrt{n^2 - \sin^2(i_{max})}}\right) \tag{3.32d}$$

$$AST = ASL \cdot \tan(i_{max}) \approx_{(i_{max}\to 0)} \frac{e}{2n}\frac{n^2-1}{n^2} \times (i_{max})^3 \tag{3.32e}$$

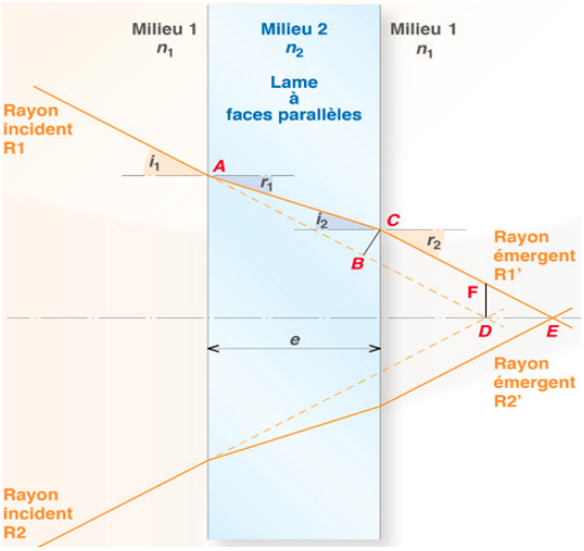
TABLE 3.9 Évaluation en [µm] du décalage longitudinal subi par les points images à cause de la présence de la lame plate à faces parallèles à l'aide de la formule de l'éq. 3.32a pour trois valeurs d'épaisseur noté $e_{//}$ de la lame compte tenu de ses tolérances de fabrication et pour trois valeurs de longueur d'onde.

	$e_{//} - 200\,\mu\mathrm{m}$	$e_{//}$	$e_{//} + 200\,\mu\mathrm{m}$
$\lambda = 400\,\mathrm{nm}$	5126	5190	5254
$\lambda = 600\,\mathrm{nm}$	5036	5099	5162
$\lambda = 800\,\mathrm{nm}$	5000	5063	5125

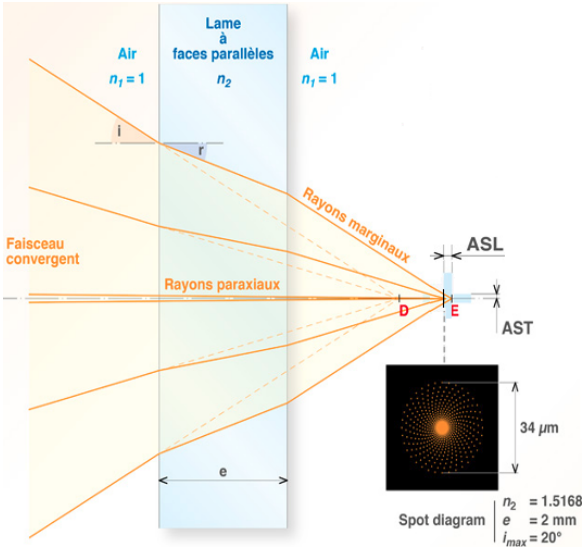
Évaluation de l'effet des défauts de parallélisme de la lame

Le défaut de parallélisme maximum entre les deux faces de la lame est spécifié sur le plan mécanique 3.19 et correspond à un écart de $16\,\mu\mathrm{m}$ distribué sur l'étendue totale de la surface utile de diamètre $90\,\mu\mathrm{m}$. L'angle d'obliquité de la lame résultant vaut alors $\theta_1 = \sim 40''$. La lame prend donc une forme en coupe très légèrement trapézoïdale. De plus, l'assemblage de la lame dans son support est annoncé avec un défaut de parallélisme par rapport au plan de référence du cryostat caractérisé par un écart de $\sim 10\,\mu\mathrm{m}$ distribué sur l'étendue totale de sa surface de diamètre $\sim 100\,\mathrm{mm}$. L'angle d'inclinaison de la lame résultant vaut alors $\theta_2 = 20''$. Ces deux défauts combinés sont responsables d'un déplacement transversal systématique des spots images projetés sur le plan CCD. Il peut être établi sans difficulté par application successive de la relation de conjugaison du dioptre plan de l'éq. 3.14 sur la première face de

FIGURE 3.20 Schémas de la lame plate à faces parallèles et du tracé de rayons conduisant à la formation de l'image d'un point objet de part en part de la lame. Les propriétés géométriques décrivant ce tracé de rayons s'expriment en fonction des paramètres d'entrée du système ; à savoir l'angle du rayon incident avec le premier dioptre, l'épaisseur de la lame et les indices de réfraction des milieux traversés ; et sont données par les éq. 3.32.



(A) Le milieu environnant étant identique de part et d'autre de la lame, l'angle d'entrée, noté i_1, du rayon incident sur le premier dioptre et celui de sortie, noté r_2, du rayon émergent du second dioptre sont strictement égaux par application de la loi de Snell-Descartes, ou plus simplement du principe de retour inverse de la lumière. Aussi, trivialement, $r_1 = i_2$, les deux faces de la lame étant parallèles. Ce schéma illustre le décalage longitudinal subi par le point image dû à l'insertion de la lame sur le trajet du faisceau. Le point image est ainsi construit après translation du point objet d'une quantité notée DE le long de la normale à la lame.



(B) La dépendance du décalage provoqué par la lame à l'angle des rayons incidents entraîne l'apparition de l'aberration sphérique caractérisée par deux grandeurs que sont l'aberration sphérique transversale (AST) et celle longitudinale (ASL) représentées sur ce schéma. De plus, un spot diagram décrit la distribution des points d'impact des rayons dans le plan de mise au point paraxial. Il montre la formation à la périphérie d'un noyau dense d'impacts centré sur le point image paraxial d'un disque d'impacts issus des rayons marginaux. Cette couronne d'impacts périphériques est à l'origine d'un élargissement de la tache image dont le rayon est donné par l'AST.

la lame puis sur la seconde que ce décalage noté $\epsilon_{//}$ s'écrit d'après l'éq. 3.33 suivante, valide à condition que les angles en jeu soient petits :

$$\epsilon_{//} = (n-1)\left(\overline{H_1A}\cdot\theta_1 + \left(2\cdot\overline{H_1A} - \frac{e}{n}\right)\theta_2\right) \tag{3.33}$$

Cette expression fait intervenir la distance algébrique notée $\overline{H_1A}$ entre la face du premier dioptre plan noté H_1 et le point image noté A directement formé par la μL, distance projetée orthogonalement à cette face. D'après la chaîne de cotes du montage optique figure 3.27, $\overline{H_1A}$ s'écrit d'après l'éq. 3.34 suivante :

$$\begin{aligned}\overline{H_1A} &= \left(d_{cryo\to CCD} - \Delta_{//}\right) - \left(d_{cryo\to lame} - e_{//}\right)\\ &= +\,14\,\text{mm}\end{aligned} \tag{3.34}$$

soit au pire $\epsilon_{//} \cong \pm 3\,\mu\mathrm{m}$.

3.2.5 Capteur CCD

L'élément terminal qui achève le parcours de la lumière au sein du système optique est le capteur CCD dont le positionnement au sein de l'enceinte cryostat est à contrôler. Il joue le rôle d'écran sur lequel est projeté le motif de spots images par les matrice de μL. Le tableau 3.10 résume les dimensions des deux familles de capteurs employés. Les tests effectués au crayon STIL exposés section 3.1.2 assure que le plan CCD soit parallèle au plan de référence du cryostat à mieux que $\theta = 1'$. Cette inclinaison résiduelle maximum provoque une dilatation apparente négligeable de la grille de points observée sur la CCD. Par exemple, un segment de longueur égale à la largeur des μL, donc de $p_{\mu L} = 500\,\mu\mathrm{m}$, subit un étirement une fois projeté sur la CCD donné par $\left(\frac{p_{\mu L}}{\cos(\theta)} - p_{\mu L}\right)$, soit seulement de $0.02\,\mathrm{nm}$.

TABLE 3.10 Caractéristiques des capteurs CCD intégrés dans les enceintes cryostats, écrites en bleu celles concernant les CCD dédiées aux voies bleues du spectrographe, et écrites en rouge celles concernant les CCD dédiées aux voies rouges et NIR.

Caractéristiques	**Spécifications**
Dimensions surface utile $(lignes \times colonnes)$	$61.440 \times 61.440\,\mathrm{mm}$ $61.710 \times 61.920\,\mathrm{mm}$
Taille des pixels	$15\,\mu\mathrm{m}$
Nombre de pixels lignes	4096 / 4114
Nombre de pixels colonnes	4096 / 4128

La CCD intègre au sein de ses pixels les taches images projetées par les μL et décrites par la fonction RPI. Un exemple de cette pixellisation est illustré figure 3.16b. À ce signal reçu converti en électrons s'ajoute les deux principales composantes de bruit déjà mentionnées que sont le bruit de photon et le bruit de lecture. Le premier suit une loi de poisson. Le second est modélisé par une loi normale de variance égale en moyenne à $\sim 2\ e^-$ d'après le tableau 3.2. Le gain est ensuite appliqué pour convertir le signal total en ADU. D'autres phénomènes affectent la CCD, par exemple les traînées d'énergie déposée par les particules chargées interagissant dans le semi-conducteur. Des effets plus subtils peuvent survenir tels qu'une réponse non-uniforme des pixels ou une réponse non linéaire au delà d'un certain seuil d'éclairement, une diffusion entre pixels des charges causant un élargissement de l'image, une saturation des puits de potentiel provoquant un débordement des charges vers les puits voisins et formant des halos flous sur l'image et des colonnes saturées ... Certains sont plus spécialement d'origine électronique tels que des variations de l'efficacité de transfert des charges, des anomalies ponctuelles notamment dues à des sauts occasionnels du signal d'horloge qui synchronise l'évacuation des charges, ... Ces effets sont moins bien connus et maîtrisés et par conséquent sont plus délicats à modéliser et a fortiori à intégrer dans une simulation. Néanmoins, ils perturberont les images

CCD et auront des répercussions directes et notables sur les mesures réalisées, compromettant en particulier une définition rigoureuse des centroïdes des sources détectées.

Le plan CCD doit coïncider au plus près du plan de mise au point où se focalisent les spots images projetés par les μL. Ainsi, la chaîne de cotes qui est établie lors de la définition de la structure mécanique support des composants optiques sert à déterminer la position nominale où sont placées les matrices de μL. Cette chaîne de cotes est représentée figure 3.27. La tolérance relative à cette position nominale inclut à la fois celles cumulées dues à l'optique et détaillées précédemment et celles dues à la mécanique présentées dans les sections suivantes. D'ores et déjà, la distance, notée $d_{\mu L \to CCD}$, séparant le long de l'axe optique du cryostat la face plane arrière des trois matrices de μL et le plan CCD, s'écrit comme la composition des distances explicitées dans l'éq. 3.35 ci-dessous et visibles sur la figure 3.7. Celles-ci sont accompagnées de leurs tolérances associées précisées entre parenthèses.

$$\begin{aligned} d_{\mu L \to CCD} &= e_{\mu L} + f_{\mu L} + \Delta_{//} \\ &= +\,1.2\,\mathrm{mm}\,(\pm 50\,\mu\mathrm{m}) + 32.8\,\mathrm{mm}\,(\pm 1\,\mathrm{mm}) + 5.1\,\mathrm{mm}\,(\pm 150\,\mu\mathrm{m}) \\ &= +\,39.1\,\mathrm{mm} \pm 1.2\,\mathrm{mm} \end{aligned} \tag{3.35}$$

Encore une fois, cette plage étendue de valeurs dans laquelle peut varier $d_{\mu L \to CCD}$ n'est pas pénalisante au vu de la grande profondeur de champ offerte par les μL de faible ouverture.

3.2.6 Source lumineuse

La source lumineuse du système optique correspond à la sortie d'une fibre optique d'ouverture numérique $NA_{fibre} = 0.12$ suffisante pour éclairer les trois matrices de μL disposées en diagonale face au capteur CCD. Cette fibre optique est placée au voisinage du foyer de l'OAPM et est alimentée à l'une de ses extrémités par un monochromateur. Une lampe halogène d'intensité réglable à l'aide d'un générateur de tension fournit une lumière blanche. Un obturateur est contrôlé depuis l'ordinateur. L'ensemble de ce dispositif permet de sélectionner la longueur d'onde la plus appropriée en fonction de la sensibilité du capteur CCD et de changer le temps d'exposition.

Estimation du flux lumineux requis émis par la source

Le flux lumineux requis, noté $F_{S,[W]}$, émis en sortie de fibre optique est estimé en admettant une source ponctuelle isotrope, caractérisée par une intensité, noté $I_{S,[W/sr]}$ uniforme dans toutes les directions du cône de lumière et indépendante des variables d'angle en coordonnées sphériques θ et φ. Les dimensions de certaines des quantités introduites ci-après sont précisées entre

crochets. L'intensité de la source s'écrit alors selon les éq. 3.36 suivantes :

$$I_{S,[W/sr]}(\theta,\varphi) = I_{S,[W/sr]} = \frac{F_{S,[W]}}{\Omega} \tag{3.36a}$$

$$\Omega = 2\pi\left(1 - cos\left(\alpha\right)\right) \tag{3.36b}$$

$$NA_{fibre} = \sin\left(\alpha\right) \tag{3.36c}$$

où $F_{S,[W]}$ est donc le flux total émis par la source et Ω son angle solide d'émission. Ce dernier est relié à l'ouverture numérique de la fibre. Le cône de lumière émis par la fibre est capté puis réfléchi en direction de la CCD par le miroir parabolique qui forme en bonne approximation un disque d'éclairement uniforme noté $E_{m,[W/m^2]}$ de diamètre $\varnothing_{beam}$ donné par l'éq. 3.21c. Chaque μL carrée, de largeur $p_{\mu L}$ collecte une fraction de cet éclairement proportionnellement à sa surface. Par conséquent, l'éclairement produit par le miroir et le flux reçu par une μL, noté $F_{\mu L,[W]}$, s'écrivent selon les éq. 3.37 suivantes :

$$E_{m,[W/m^2]} = \frac{F_{S,[W]}}{\pi\left(\frac{\varnothing_{beam}}{2}\right)^2} \tag{3.37a}$$

$$F_{\mu L,[W]} = E_{m,[W/m^2]} \times p_{\mu L}^2 \tag{3.37b}$$

Il s'agit ensuite de déterminer $F_{\mu L,[W]}$ afin d'en déduire $F_{S,[W]}$ en fixant par exemple la valeur maximum souhaitée, exprimée en [ADU] et notée $Q_{CCD,[ADU]}^{pic}$, mesurée au centre des taches projetées par les μL puis intégrées sur les pixels CCD. Pour cela, la distribution d'éclairement décrite par la fonction RPI éq. 3.30 peut être exploitée indirectement. En effet, la RPI est en principe homogène à des $[\mathrm{W\,m^{-2}}]$ et c'est le terme facteur ${A_0}^2$ intervenant dans son expression qui lui confère son unité physique. Or, celui-ci, et a fortiori sa dépendance en fonction de $F_{\mu L,[W]}$, ne sont pas connus explicitement. Toutefois, le principe de conservation de l'énergie garantie la relation de l'éq. 3.38 suivante :

$$F_{\mu L,[W]} \propto \iint RPI\left(\vec{r}\right) d^2r \tag{3.38}$$

où l'intégration est en théorie appliquée dans un plan supposé infini. En fait, en raison de l'étendue limitée de la fonction RPI dans tout plan transversal à l'axe optique de la μL, cette intégration reste inchangée si elle est bornée à une région réduite de l'écran plan CCD centrée sur et englobant le spot image projeté. Ce flux total reçu peut être converti en ADU, noté

$Q_{CCD,[ADU]}$, à l'aide de l'éq. 3.39 suivante :

$$\begin{aligned} F_{\mu L,[W]} &= \frac{hc}{\lambda} \cdot F_{\mu L,[ph/s]} \\ &= \frac{hc}{\lambda} \cdot \frac{1}{\eta_{[e^-/ph]}} \cdot Q_{CCD,[e^-/s]} \\ &= \frac{hc}{\lambda} \cdot \frac{1}{\eta_{[e^-/ph]}} \cdot \frac{1}{\Delta t} \cdot Q_{CCD,[e^-]} \\ &= \frac{hc}{\lambda} \cdot \frac{1}{\eta_{[e^-/ph]}} \cdot \frac{1}{\Delta t} \cdot g_{[e^-/ADU]} \cdot Q_{CCD,[ADU]} \end{aligned} \tag{3.39}$$

$$\Rightarrow Q_{CCD,[ADU]} \propto \iint RPI\,(\vec{r})\, d^2r \tag{3.40}$$

où h est la constante de Planck, c la vitesse de la lumière, λ la longueur d'onde, $\eta_{[e^-/ph]}$ l'efficacité quantique du capteur, Δt le temps d'exposition ou d'intégration et $g_{[e^-/ADU]}$ le gain de la CCD. Or, il existe exactement la même relation de proportionnalité entre $Q^{pic}_{CCD,[ADU]}$ et l'intégrale de la RPI au sein du pixel coïncidant avec son pic d'éclairement. Par conséquent, il est possible d'écrire les éq. 3.41 suivantes :

$$Q_{CCD,[ADU]} = f_r \times Q^{pic}_{CCD,[ADU]} \tag{3.41a}$$

$$\text{où} \quad \begin{cases} f_{r,[ADU]} = \dfrac{\mathfrak{Int}_{\Sigma}}{\mathfrak{Int}_{pic}} & \text{(3.41b)} \\ \mathfrak{Int}_{\Sigma} = \displaystyle\iint RPI\,(\vec{r})\, d^2r & \text{(3.41c)} \\ \mathfrak{Int}_{pic} = \displaystyle\iint_{pic} RPI\,(\vec{r})\, d^2r & \text{(3.41d)} \end{cases}$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow F_{S,[W]} &= \pi \left(\frac{\varnothing_{beam}}{2p_{\mu L}} \right)^2 F_{\mu L,[W]} \\ &= \pi \left(\frac{\varnothing_{beam}}{2p_{\mu L}} \right)^2 \cdot \frac{hc}{\lambda} \cdot \frac{1}{\eta_{[e^-/ph]}} \cdot \frac{1}{\Delta t} \cdot g_{[e^-/ADU]} \cdot f_{r,[ADU]} \cdot Q^{pic}_{CCD,[ADU]} \end{aligned} \tag{3.41e}$$

Ainsi, le terme facteur f_r permet de dimensionner, selon la valeur de $Q^{pic}_{CCD,[ADU]}$ choisie, la fonction RPI qui conserve son profil d'éclairement. Les deux quantités intégrales mentionnées, à savoir $\mathfrak{Int}_{\Sigma}$ et $\mathfrak{Int}_{pic}$, sont directement accessibles par calculs numériques connaissant la forme analytique de la RPI. Elles sont respectivement obtenues en prenant la somme et le maximum de la matrice générée après évaluation et intégration de la fonction RPI sur une région constituée de 33×33 pixels. Cette matrice est affichée figure 3.16b.

Les valeurs numériques choisies pour les paramètres libres sont : $NA_{fibre} = 0.12$, $p_{\mu L} = 500\,\mu\text{m}$, $\lambda = 600\,\text{nm}$, $\eta = 1\,e^-/ph$, $\Delta t = 1\,\text{s}$, $g = 1\,e^-/ADU$ et $Q^{pic}_{CCD,[ADU]} = 10000\,ADU$. Les valeurs calculées des paramètres suivants sont : $\varnothing_{beam} = 93.4\,\text{mm}$ et $f_r = \sim 8$. Enfin, le flux

requis en sortie de la fibre optique est estimé à $F_S \sim 1\,\mathrm{nW}$. Il s'avère que ce résultat est en accord avec le flux total intégré d'une tache projetée par une μL, exprimé en [ADU], qui est mesuré sur de vraies images produites sur les CCD exposées à l'illumination du banc optique.

3.3 Simulation de l'outil microlentilles

La section précédente s'est employée à décrire l'action individuelle de chacun des composants du système optique sur la propagation de la lumière depuis son émission par la source jusqu'à la projection des spots images sur le capteur CCD. En particulier, les choix concernant la modélisation de la réponse optique de ces composants ont été exposés. Ils ont été justifiés par le cadre théorique adopté accompagné des approximations admises et de leurs conditions de validité. De plus, des démonstrations analytiques et des résultats numériques préliminaires ont montré que l'influence de certains effets étaient négligeables, telle que l'aberration sphérique, ou au contraire ont mis en évidence le besoin d'en investiguer d'autres davantage, tels que la déformation du front d'onde d'un faisceau d'éclairement non collimaté. Un code de simulation a ainsi été élaboré dans ce sens à l'aide du langage de programmation Python. Il a été fait usage des modules *Cython* et *OpenMP* proposés en Python afin d'accélérer l'exécution de ce code. Celui-ci offre une solution d'analyse flexible et pleinement maîtrisée du comportement optique du système en vue de valider son principe de fonctionnement.

Ce code de simulation a plusieurs objectifs. Tout d'abord, il sera exploité afin d'examiner la distorsion du motif de spots projetés sur le plan CCD lequel a une origine double, d'une part, la déformation causée par un faisceau d'éclairement non collimaté, d'autre part, la transformation subie par la CCD. Cette transformation est caractérisée par les paramètres cibles à mesurer, à savoir celui de rotation autour de l'axe optique noté $\theta_{z,ccd}$ et ceux de translation notés $T_{x,ccd}$ et $T_{y,ccd}$. L'objet de la simulation est donc d'établir la formulation mathématique modélisant la distorsion de la grille de points images afin d'en extraire les paramètres d'intérêt dissociés des paramètres de nuisances absorbant la déformation d'origine purement optique. Ensuite sera évaluée la précision théorique attendue sur la position des centroïdes des sources détectées sur les images CCD simulées, en tenant compte à la fois de la pixellisation de la fonction RPI et de l'ajout des composantes de bruit au signal intégré. Sera aussi évaluée la précision sur l'estimation finale des paramètres cibles, en considérant les incertitudes relatives à la position théorique des μL. En outre, l'effet d'un défaut de mise au point du plan CCD en raison du chromatisme induit par certains éléments optiques ou de leurs tolérances de fabrication sera étudié. Enfin, ce code sera mis à profit pour définir au moment de la conception de l'outil les spécifications de la structure mécanique chargée de supporter et d'aligner les éléments optiques. Il servira donc à fournir les exigences de fabrication des pièces mécaniques nécessaires

pour garantir un alignement au niveau de précision requis. De plus, l'effet d'une inclinaison globale du banc par rapport à l'axe optique du cryostat sera également inspecté.

Les résultats obtenus feront office de preuve de concept. La simulation permettra la mise au point du pipeline d'analyse des images CCD, dans un premier temps, simulées sur ordinateur, puis réelles. Le juste degré d'approximation de la propagation de la lumière est appliqué à chaque étape de la simulation et a été présenté dans la section précédente. Seuls les points notables d'implémentation de la simulation seront discutés ci-après.

3.3.1 Génération des images CCD

Tous les composants du système optique sont définis initialement dans leur propre repère local. Ils peuvent être déplacés et orientés librement dans l'espace.

Tracé de rayons

La propagation de la lumière émise depuis le point source placé près du point focal de l'OAPM, réfléchie par ce dernier en direction des matrices de μL puis captée par celles-ci est modélisé par un tracé de rayons. Celui-ci décrit l'évolution spatiale du front d'onde intercepté par le plan des μL. Un package Python [5] mis à disposition sur *github* est utilisé pour réaliser ce tracé de rayons. Ce package a été développé par le Docteur Yosef Meller à l'Université de Tel Aviv pour l'étude d'une centrale solaire [5]. Il est modulaire grâce à la programmation objet offerte par Python et propose déjà un objet représentant le miroir parabolique, que j'ai modifié pour l'adapter à l'OAPM.

L'objet de base manipulé dans ce package est une surface. Elle est caractérisée par sa géométrie et ses propriétés optiques. Par exemple, la géométrie de l'OAPM est définie par l'équation paramétrique d'une quadrique de type paraboloïde elliptique. Sa réponse optique correspond à une réflexion parfaitement spéculaire des rayons. Un composant optique est un assemblage d'une ou plusieurs surfaces. Un assemblage de composants optiques forment le montage optique complet. Chacun de ces éléments disposent de son propre repère local et peut être placé arbitrairement dans le repère global du montage optique. La source est représentée dans notre cas par un paquet de rayons distribués aléatoirement au sein d'un cône d'ouverture conforme à l'ouverture numérique de la fibre optique. Le sommet du cône coïncide avec le point source et son axe est orienté en direction de l'OAPM. Une source étendue est simplement représentée par un disque source discrétisée en plusieurs sous-sources. Ici, le montage optique est constitué seulement de deux composants optiques, l'OAPM et un écran plan dont la fonctionnalité est précisée dans les paragraphes suivants.

5. https ://github.com/yosefm/tracer

Un moteur de tracé de rayons est chargé de recevoir en entrée le montage optique et le nombre de rayons à tracer. Les points d'intersections des rayons avec toutes les surfaces présentes dans la scène sont déterminés à l'aide de leur équation paramétrique. Le moteur de tracé de rayons sélectionne alors la position paramétrique la plus proche du point d'intersection le long des rayons. Chaque surface retourne ensuite seulement pour les rayons qu'elle a interceptés le résultat de son action, en réflexion ou en réfraction par exemple, sur ces derniers et un nouveau paquet de rayons est généré en conséquence pour l'itération suivante, et ainsi de suite.

Projection et intégration des taches images

Une matrice de μL est représentée dans le code par un objet disposant d'attributs décrivant entièrement les propriétés de la matrice. En particulier, cet objet renseigne des coordonnées exprimées dans le repère local de la matrice de toutes les μL ainsi que des paramètres de transformation spécifiant la position et l'orientation de la matrice dans le repère du cryostat.

Un écran plan modélise la surface arrière de la matrice de μL exposée aux rayons incidents. La fonctionnalité première de cet écran est de mémoriser les points d'impact des rayons incidents sur cette surface ainsi que leur direction produisant une sorte de cartographie de la distribution de l'inclinaison des rayons reçus. Pour chacune des μL de la matrice, la direction du rayon principal défini comme celui passant par le centre de la μL et orientant la propagation de la tache image projetée sur le plan CCD, est interpolée moyennant une densité suffisante de rayons captés. Ce rayon principal est prolongé jusqu'à intercepter le plan CCD. Le point d'intersection détermine le centre du domaine de largeurs 20×20 pixels, ci-après aussi désigné patch, au sein duquel la fonction RPI paramétrée selon la direction du rayon principal est évaluée et intégrée. Pour chaque matrice de μL et chaque sous-source discrétisant le disque source complet, une collection de "patchs RPI" est ainsi générée.

La définition du repère plan lié à la CCD, noté β_{CCD}, est fondamentale et est indispensable à la réalisation de certaines fonctionnalités de la simulation. C'est ce repère qui détermine la position mesurée du plan CCD. Ses axes notés (X_{CCD}, Y_{CCD}) sont alignés avec le quadrillage formé par la matrice de pixels de la CCD. L'axe X_{CCD} est aligné parallèle aux lignes. L'axe Y_{CCD} est aligné parallèle aux colonnes. Pour une position idéale du capteur intégré dans l'enceinte cryostat, ces axes devraient être parfaitement confondus avec ceux du plan de référence du cryostat basé sur le système pin-slot. L'origine de ce repère est situé au centre de la surface sensible du capteur CCD. Il coïncidera toujours dans la pratique avec le coin inférieur gauche d'un pixel de la CCD car constituée d'un nombre pair de lignes et de colonnes.

Construction de l'image complète

L'image CCD complète est construite grâce à l'assemblage et à la fusion des collections de patchs RPI générés pour toutes matrices de μL et toutes sous-sources réunies. Le signal reçu est dimensionné en fonction de la valeur pic en ADU désirée. Les contributions au signal total dues aux sources de bruit sont ajoutées à l'image CCD conformément à l'éq. 3.2. La figure 3.21 montre un extrait d'une image simulée pour une CCD bleue.

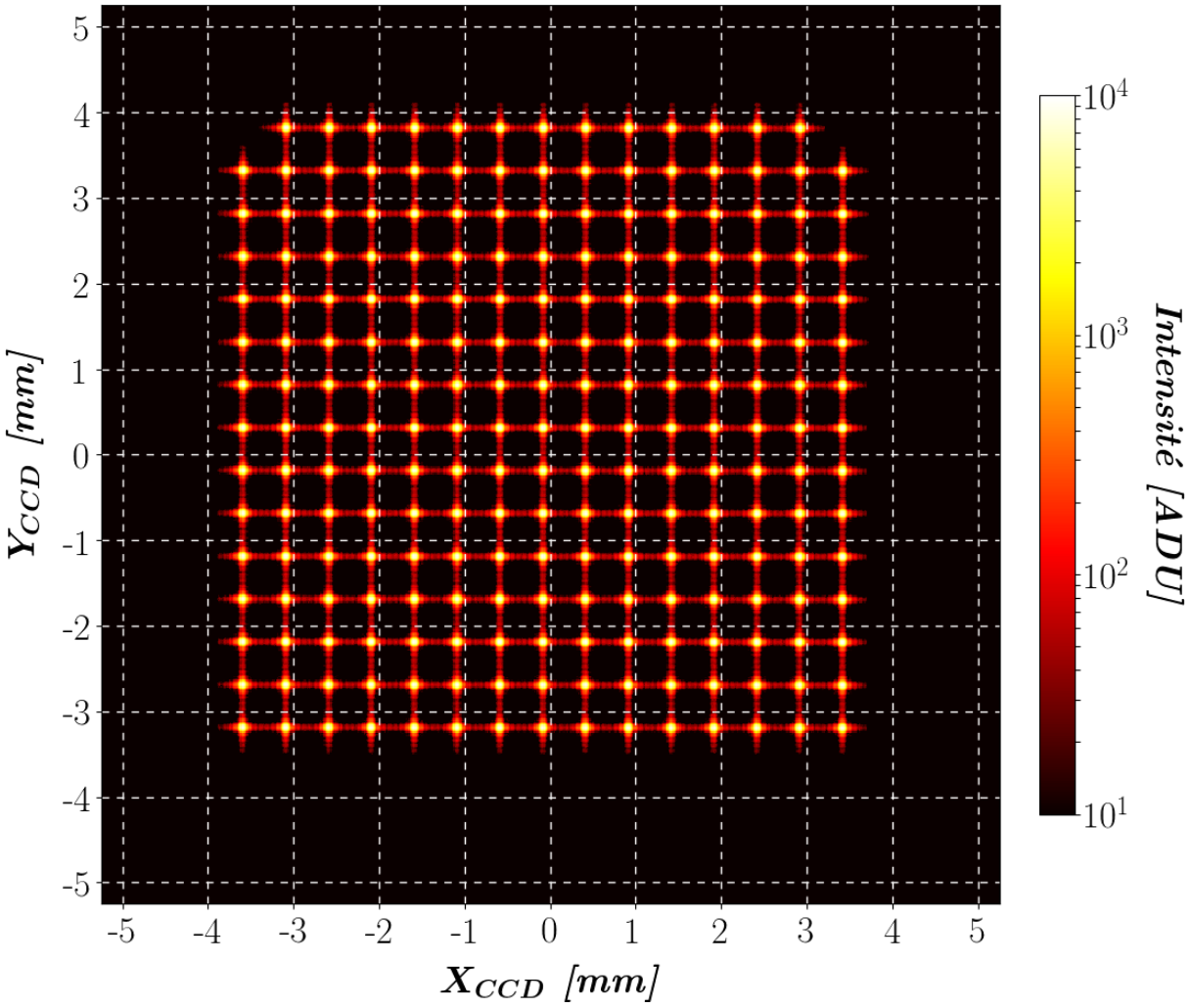


FIGURE 3.21 Extrait d'une image CCD simulée pour une configuration idéale du banc optique en position 0 degré. Seul le motif des spots images projetés par la matrice de μL centrale est affiché. Les rebonds successifs caractéristiques du profil d'éclairement décrit par la fonction RPI d'une μL sont bien discernables. Toutes les μL de la matrice ne sont pas considérées car certaines, comme explicité dans les sections suivantes, sont obstruées par les bords de l'ouverture du support sur lequel la grille de μL est collée. Cette carte d'intensité est en échelle log.

3.3.2 Pipeline d'analyse des images CCD

Le pipeline d'analyse des images CCD a été mis au point à partir des images CCD simulées. Il s'est avéré aussi adapté aux images CCD réelles moyennant de légères modifications. Les fonctionnalités principales de ce pipeline sont énumérées ci-après dans l'ordre où elles sont appliquées :

1. Les images CCD subissent plusieurs opérations classiques de pré-traitement. Une image de biais est soustraite. Les zones d'overscan et de prescan sont retirées. Le boîtier FEE génère en fait une image brute où les quatre quadrants sont désordonnés. Ces derniers sont donc réarrangés de manière à refléter leur disposition physique telle que visualisée placé face au cryostat, autrement dit, que le repère plan CCD soit en accord avec le plan de référence du cryostat. L'uniformité de la réponse entre quadrants est satisfaisante sans besoin même de corriger des gains ou par exemple d'égaliser l'amplitude du signal par continuité aux frontières des sections CCD. La sensibilité des capteurs CCD combinée au pic d'éclairement étroit des taches images permet des temps d'exposition courts et évite ainsi qu'un grand nombre de cosmiques contaminent les images. L'intensité maximum au centre des pics d'éclairement est limitée à $\sim 1 \times 10^4\ ADU$ afin de d'échapper aux phénomènes de saturation mais conserver néanmoins un rapport signal sur bruit convenable.
2. La détection des spots images formés sur l'image CCD est réalisée à l'aide de l'outil *DAOStarFinder* [6] proposé par le package Python *photutils*[7]. Cet algorithme procède en deux étapes : une détection des sources basée sur un seuillage de l'image convoluée par un noyau gaussien caractérisé par des critères morphologique fixés par l'utilisateur, suivi d'une caractérisation des sources détectées, en particulier la définition de leur centroïde grâce à un ajustement par une gaussienne 1d dans les deux directions de l'image. Les coordonnées de ces centroïdes sont converties dans le repère plan CCD.
3. Les sources détectées sont ensuite appariées aux μL des matrices. Cette mise en correspondance est unique. Différentes méthodes sont envisageables en fonction du degré de complexité de la situation qui dépend notamment de la transformation reliant les deux motifs de points à associer ou si il y a un nombre important de sources indésirables. Ces méthodes sont connues en mathématiques sous le terme de *point set registration*. Dans notre cas, une simple recherche du plus proche voisin suffit car le réglage par autocollimation du système optique assure que le motif de points projeté ne dévie pas trop de sa position idéale. Elle conduit à l'établissement de deux catalogues de coordonnées 2d de points appariés, le premier contenant les coordonnées des spots images identifiés, et le second celles des μL associées. Les résultats de cette étape sont fragmentés afin de distinguer un fichier par matrice individuelle de μL. La transformation CCD peut ainsi être déterminée en considérant soit une matrice unique, soit plusieurs réunies.

4. Les patchs de pixels contenant les spots images identifiés sont extraits, en général de largeurs 15×15 pixels afin d'englober toute l'étendue de la tache image.
5. La définition des centroïdes des spots images est affinée via un ajustement des patchs extraits de ces derniers par un modèle de tache image. Cet ajustement est réalisé à l'aide du minimiseur *iminuit* [8, 9]. Les erreurs fournies en entrée du minimiseur sont calculées conformément à l'éq. 3.2. La qualité de l'ajustement est évaluée basée sur la valeur du chi2 réduit, noté χ^2_r, retourné par *iminuit*. Certains spots images dégradés ou identifiés à tort sont éliminés en bornant les valeurs de χ^2_r. Les spots images détériorés sont par exemple ceux provenant d'une μL tronquée par une arête des fenêtres du support sur lequel les matrices sont collées ou alors ceux situés au voisinage d'une source indésirable (cosmique, pixel brillant). Le modèle de tache image adopté correspond à la fonction RPI au plan focal, soit à $z = Z_0$ fixé, augmentée de quatre degrés de liberté : deux facteurs de dilatation, une rotation et un terme tenant compte du signal de fond. Ce modèle n'est pas idéal mais il produit des résultats en accord à $\pm 0.5\,\mu\mathrm{m}$ avec ceux de *DAOStarFinder* et reproduit assez fidèlement la forme centrale des taches images. Ce dernier point est discuté en dernière section de ce chapitre figure 3.34. Notons que l'extension de la tache de diffraction générée par les μL couvrant plusieurs pixels, son profil piqué et ses deux directions orthogonales sont un atout favorisant une définition précise des centroïdes.
6. La section suivante décrit comment la transformation CCD est déterminée.

3.3.3 Formulation mathématique de la transformation CCD

La chaîne de traitement des images CCD décrite précédemment fournit en sortie deux groupes de coordonnées. Le premier comporte les coordonnées, notées $\overrightarrow{P}_{spots}^{\beta_{CCD}}$, de la position des centroïdes des spots identifiés sur l'image CCD. Elles sont exprimées dans le repère plan de la CCD. Le second groupe comporte les coordonnées, notées $\overrightarrow{P}_{\mu L}^{\beta_{cryo}}$, de la position des μL appariées aux spots détectés. Celles-ci sont exprimées dans le repère cryostat et ont été mesurées au préalable en salle blanche. Cette correspondance est unique, aucun des deux groupes ne présente de points redondants. Il s'agit désormais de déterminer comment exploiter ces informations dans le but d'en extraire les paramètres cibles de transformation de la CCD, à savoir l'angle de rotation $\theta_{z,ccd}$ et les deux termes de translation $T_{x,ccd}$ et $T_{y,ccd}$.

Tout d'abord, admettons la situation idéale où le faisceau d'éclairement est à la fois parfaitement collimaté et en plus parallèle à l'axe optique du cryostat, autrement dit que l'axe optique de l'OAPM est colinéaire à celui du cryostat. Les spots images sont alors projetés orthogonalement sur le plan CCD par les μL. Dans ce cas, la relation connectant les coordonnées des μL et

celles des spots s'écrit trivialement selon l'éq. 3.42 suivante :

$$R_{CCD} \cdot \overrightarrow{P}_{spots}^{\beta_{CCD}} + \overrightarrow{T}_{CCD} = \overrightarrow{P}_{\mu L}^{\beta_{cryo}} \tag{3.42a}$$

$$\text{où} \quad \begin{cases} R_{CCD} = M_{\beta_{cryo} \to \beta_{CCD}} = M_{Rot_Z}^{\beta_{cryo}}(\theta_{z,ccd}) & (3.42b) \\ \overrightarrow{T}_{CCD} \begin{pmatrix} T_{x,ccd} \\ T_{y,ccd} \end{pmatrix} & (3.42c) \end{cases}$$

où la matrice 2d notée R_{CCD} et le vecteur noté $\overrightarrow{T}_{CCD}$ renseignent immédiatement de la rotation et de la translation subies par la CCD. Ces quantités sont déjà exprimées dans le repère cryostat. La matrice R_{CCD} est aussi une matrice de changement de base, d'où la seconde notation $M_{\beta_{cryo} \to \beta_{CCD}}$. Les coordonnées $\overrightarrow{P}_{\mu L}^{\beta_{cryo}}$ intervenant dans cette relation et dans toutes celles exposées ci-après sont en fait implicitement réduites à leur deux premières composantes exprimées dans le plan référence du cryostat $(O_{cryo}, X_{cryo}, Y_{cryo})$.

Cependant, cette situation idéale est techniquement difficile à réaliser. Elle exigerait de savoir placer très précisément la source au plus proche du point focal de l'OAPM, d'aligner la direction du faisceau collimaté généré parallèle à l'axe optique du cryostat et surtout garantir dans le temps ce réglage complet du système. C'est pourquoi la simulation est mise à profit afin de modéliser la distorsion du motif de spots formé sur le plan CCD de manière à se dispenser d'une projection orthogonale. L'hypothèse de départ est que cette distorsion est décrite par une transformation affine. C'est la forme la plus générale de transformation linéaire pour représenter de petites déformations causées par l'optique de l'outil proche d'un alignement parfait. Elle correspond à la composition de quatre transformations élémentaires que sont la translation, la rotation, une symétrie axiale ou réflexion, et un changement d'échelle anisotrope. Ce changement d'échelle anisotrope représente une déformation appliquée le long de deux axes principaux et orthogonaux. Cette déformation se manifeste par un allongement ou une contraction différentes le long de ces deux directions orthogonales. Une transformation affine conserve notamment le rapport des longueurs pour des segments parallèles. Cette propriété est intéressante car elle prédit que les écarts évalués directement entre des spots voisins projetés par la grille régulière de μL sur le plan CCD doivent être théoriquement identiques. La relation précédente est réécrite selon l'éq. 3.43 suivante :

$$R_{CCD} \cdot \overrightarrow{P}_{spots} + \overrightarrow{T}_{CCD} = A_{opt} \cdot \overrightarrow{P}_{\mu L} + \overrightarrow{T}_{opt} \tag{3.43}$$

Cette réécriture conserve les paramètres cibles distincts des paramètres nouvellement introduits chargés de reproduire la distorsion d'origine purement optique du motif de spots, ceci sans perte de généralité. En effet, la composition de deux transformations affines est toujours une transformation affine. Il ressort que le terme $\overrightarrow{T}_{opt}$ traduit la translation d'ensemble des

spots images induite par l'inclinaison globale du faisceau d'éclairement déviant de l'axe optique du cryostat. La matrice carrée 2×2 notée A_{opt} traduit quant à elle la déformation du motif due à un front d'onde non plan du faisceau d'éclairement, c'est-à-dire la divergence ou la convergence du faisceau. Les 4 coefficients de A_{opt} sont a priori entièrement libres.

L'ajout de ces quantités supplémentaires dans le système d'équations crée une dégénérescence entre paramètres qui rend la détermination de ceux de la transformation CCD impossible. Les paramètres $\overrightarrow{T}_{opt}$ et $\overrightarrow{T}_{CCD}$ sont confondues par exemple. La simulation révèle que la nature de la transformation provoquée par un désalignement du système optique n'introduit ni rotation, ni réflexion. La matrice A_{opt} est donc dépourvue de rotation. Cette propriété est à la base du principe de fonctionnement de notre dispositif de métrologie et sera vérifiée expérimentalement lors des tests préliminaires du banc optique section 3.5.2. La solution mis en œuvre pour découpler les paramètres est double et fait appel simultanément à deux astuces, une première mécanique et une seconde mathématique. L'astuce mécanique consiste à pivoter le banc optique autour de l'axe optique du cryostat. La relation précédente se réécrit alors selon l'éq. 3.44 suivante :

$$R_{CCD} \cdot \overrightarrow{P}_{spots,\theta_i} + \overrightarrow{T}_{CCD} = R_{\theta_i} \cdot \left(A_{opt} \cdot \overrightarrow{P}_{\mu L} + \overrightarrow{T}_{opt} \right) \tag{3.44}$$

où R_{θ_i} est une matrice de rotation d'angle noté θ_i intégrant l'effet de la rotation du banc optique autour de l'axe optique du cryostat par rapport à sa position nominale à 0 degré. La condition de validité qui sous-tend cette réécriture est discutée en fin de cette section. Enfin, cette relation est remaniée sous la forme donnée par l'éq. 3.45 suivante :

$$\begin{aligned} \overrightarrow{P}_{spots,\theta_i} &= \underbrace{(R_{CCD})^{-1} \cdot R_{\theta_i} \cdot A_{opt}}_{A_i} \cdot \overrightarrow{P}_{\mu L} + \underbrace{(R_{CCD})^{-1} \cdot \left(R_{\theta_i} \cdot \overrightarrow{T}_{opt} - \overrightarrow{T}_{CCD} \right)}_{\overrightarrow{T}_i} \\ &= \underbrace{\left(\begin{array}{c|c} A_i & \overrightarrow{T}_i \end{array} \right)}_{M_{t,i}} \cdot \begin{pmatrix} \overrightarrow{P}_{\mu L} \\ 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \tag{3.45}$$

Certains termes sont indicés par la lettre i afin de préciser qu'ils sont fonction de la position en rotation du banc optique donnée par l'angle θ_i. La matrice notée $M_{t,i}$ décrit la transformation affine à appliquer dans le repère de l'image CCD aux points des μL de coordonnées mesurées $\overrightarrow{P}_{\mu L}$ afin de maximiser leur coïncidence avec les points associés des spots sur la CCD de coordonnées $\overrightarrow{P}_{spots,\theta_i}$.

La matrice de transformation $M_{t,i}$ peut ensuite être ajustée sur les données $\left(\overrightarrow{P}_{\mu L}, \overrightarrow{P}_{spots,\theta_i} \right)$ en tant que solution du système linéaire de l'éq. 3.45 calculée au sens des moindres carrés. Les quantités A_i et $\overrightarrow{T}_i$ sont immédiatement séparables. À l'inverse, l'astuce mathématique évoquée précédemment est indispensable afin d'extraire la composante en rotation de A_i. La décomposition polaire énonce que toute matrice carrée réelle est décomposable en un produit de deux matrices notées U et S telle que $A_i = US$ où U est une matrice orthogonale et S

une matrice symétrique définie positive. L'unicité de la décomposition polaire est garantie à condition que A_i soit inversible. L'existence de cette décomposition découle directement de la décomposition en valeurs singulières. Ainsi, en l'absence de réflexion, la matrice U s'identifie à $\left((R_{CCD})^{-1} \cdot R_{\theta_i}\right)$, son déterminant vaut 1. Une seule position du banc optique est donc suffisante pour déterminer l'angle de rotation $\theta_{z,ccd}$ de la CCD. La matrice S étant symétrique, elle peut se réécrire sous la forme $S = Q \cdot D \cdot Q^{-1}$ par décomposition spectrale. La matrice Q est orthogonale, $Q^{-1} = Q^t$. Elle renseigne des vecteurs propres de S qui peuvent être réordonnés, sous réserve éventuellement d'intervertir les deux coefficients diagonaux de D, de manière à ce que Q soit une matrice de rotation d'angle noté θ_{opt} tel que $|\theta_{opt}| \leqslant 45.0°$. La matrice D est diagonale et renseigne des valeurs propres de S. Ces dernières sont notées (k_1, k_2) et sont strictement positives puisque S est définie positive. Ces deux coefficients correspondent aux deux facteurs d'allongement ou de contraction du changement d'échelle de la transformation. Ils sont appliqués le long des deux directions orthogonales de la déformation données par les vecteurs propres de Q, donc orientées par θ_{opt}. En résumé, la décomposition polaire de A_i permet de discriminer la composante en rotation de la CCD du changement d'échelle d'origine optique. La figure 3.22 illustre cette déformation subie par la grille de points projetés.

Les relations des éq. 3.46 écrites ci-dessous sont dérivées des relations des éq. 3.44 et 3.45 évaluées dans deux positions en rotation du banc optique, d'angles notés θ_i et θ_j, en utilisant la propriété que deux matrices de rotation commutent en 2d. La première permet d'estimer la quantité $\left(R_{CCD} \cdot \overrightarrow{T}_{CCD}\right)$ à l'aide seulement des positions des spots $\overrightarrow{P}_{spots}$ et des deux angles de rotation connus. La seconde exprime cette même quantité cette fois-ci en fonction des paramètres ajustés $\overrightarrow{T}_i$ et $\overrightarrow{T}_j$. Le paramètre $\overrightarrow{T}_{CCD}$ peut alors être déduit de ces deux relations connaissant R_{CCD}.

$$(R_{CCD})^{-1} \cdot \overrightarrow{T}_{CCD} = \left(R_{\theta_j-\theta_i} - I\right)^{-1} \cdot \left(\overrightarrow{P}_{spots,\theta_j} - R_{\theta_j-\theta_i} \cdot \overrightarrow{P}_{spots,\theta_i}\right) \tag{3.46a}$$

$$(R_{CCD})^{-1} \cdot \overrightarrow{T}_{CCD} = \left(R_{\theta_j-\theta_i} - I\right)^{-1} \cdot \left(\overrightarrow{T}_j - R_{\theta_j-\theta_i} \cdot \overrightarrow{T}_i\right) \tag{3.46b}$$

$$A_j = R_{\theta_j-\theta_i} \cdot A_i \tag{3.46c}$$

Ainsi, pour tout couple de positions opposées de 180 degrés, la première relation indique que l'estimation du terme $\left((R_{CCD})^{-1} \cdot \overrightarrow{T}_{CCD}\right)$ est accessible simplement en divisant par -2 la moyenne de la somme des positions des spots associés à la même μL. Une condition fondamentale admise dans le développement précédent est que la déformation du motif de points projetés induite par le désalignement optique est rigoureusement identique entre chaque position du banc optique. En d'autres termes, ceci implique une structure mécanique de l'outil invariante par rotation, du moins dans les différentes positions envisagées pour réaliser les mesures. La dernière relation des éq. 3.46 expriment en partie cette condition. Ce point est abordé dans la section suivante consacrée à la description de l'assemblage mécanique du banc optique.

Un dernier module du pipeline de traitement des images CCD est chargé de collecter et combiner les résultats produits de l'analyse de toutes les images CCD acquises avec le banc optique conjugué au cryostat dans ses différentes positions en rotation afin d'estimer les paramètres de transformation directement à partir de l'éq. 3.44. Pour cela, le minimiseur du package Python *iminuit* est à nouveau utilisé afin de propager correctement les incertitudes sur les positions mesurées des spots et des μL.

3.3.4 Résultats

Les résultats de la simulation produite pour le jeu de paramètres précisé tableau 3.11 et pour une CCD bleue sont présentés. Cette configuration du système optique est choisie de façon à être représentative d'une situation réaliste du banc optique. En particulier, le déplacement de l'OAPM par rapport à sa position idéale et l'écart de la position de la source par rapport à celle du point focal de l'OAPM sont fixés fidèles à la qualité attendue de l'alignement du banc qui sera réalisé et discuté section suivante. Un défaut de mise au point intervient dû au choix de la longueur d'onde de la source dans le bleu et à la fonctionnalité implémentée dans le code générant une distribution de différentes distances focales afin de tenir compte de la tolérance de fabrication des μL. Deux défauts d'orientation locale des matrices de μL sont également introduits. Seule la matrice nord-est est très faiblement "penchée" de $-3'$ en rotation autour de l'axe X_{cryo}. Cette inclinaison est du même ordre de grandeur que celle attendue après alignement du support des matrices de μL à la machine Voyager. Si le motif projeté dépend de la "pente" de la matrice, il subira une distorsion supplémentaire. Celle-ci peut être absorbée par les paramètres de déformation optique. Néanmoins, rien n'impose que les trois matrices de μL soient toutes "penchées" dans le même sens. Il y aura alors une distorsion non cohérente entre les 3 matrices de μL. Enfin, une erreur de rotation locale de $20''$ est appliquée simultanément aux trois matrices de μL autour de Z_{cryo} et de leur centre respectif par rapport à leur position connue mesurée à la machine Voyager, situation considérée comme le pire cas de figure. Ces deux erreurs de rotation locale affectant la position $\overrightarrow{P}_{\mu L}$ des μL sont par définition supposées non connues lors de la détermination de la transformation CCD.

La déformation du motif de spots causée exclusivement par le désalignement optique est illustrée et décrite figure 3.22. Cette figure est l'extension de la figure 3.13 avec un tracé de rayons 3d. Les figures 3.23a et 3.23b représentent respectivement la distribution du nombre de rayons incidents captés à la surface de la matrice centrale de μL et celle de leur angle d'inclinaison par rapport à la normale à cette surface. Une μL de largeur $500\,\mu\mathrm{m}$ capte donc en moyenne dans cette simulation $(500/75)^2 \times 2.4 = 107$ rayons, nombre largement suffisant pour interpoler la direction du rayon principal passant par le centre de la μL et dirigeant la propagation de la tache image projetée sur le plan CCD. Une variation de l'angle d'incidence des rayons

inférieure à $1'$ est observée. Au sein d'une unique μL, il est clair que la pente locale du front d'onde peut être admise uniforme.

TABLE 3.11 Jeu de paramètres adopté pour la configuration de la simulation dont les résultats sont présentés section 3.3.4. Les paramètres non précisés sont fixés par défaut à leur valeur nominale. Les symboles ε et δ indiquent respectivement les erreurs ajoutées sur l'orientation locale des matrices de μL et le décalage choisi de la source par rapport au point focal réel de l'OAPM après déplacement de ce dernier en fonction des paramètres ci-dessous.

Paramètres	**Valeurs**
$\boldsymbol{\lambda}$	$470\,\mathrm{nm}$
$\boldsymbol{\theta_{z,OAPM}}$	$+2^\circ$
$\boldsymbol{\theta_{x,OAPM}}$	$-18'$
$\boldsymbol{\theta_{y,OAPM}}$	$-18'$
$\boldsymbol{d_{OAPM\rightarrow cryo}}$	$483\,\mathrm{mm}$
$\boldsymbol{\varepsilon\,(\theta_{z,\mu L})}$	$+20''$
$\boldsymbol{\varepsilon\,(\theta_{x,\mu L})}$	0 et $-3'$
$\boldsymbol{f_{\mu L}}$	$32.322\,\mathrm{mm} \pm 150\,\mu\mathrm{m}$
CCD	Bleue
Gain	$2\ e^-/ADU$
Bruit de lecture	$3\ e^-$
$\boldsymbol{\theta_{z,ccd}}$	$+1'$
$\boldsymbol{\theta_{x,ccd}}$	$-1'$
$\boldsymbol{T_{x,ccd}}$	$0\,\mu\mathrm{m}$
$\boldsymbol{T_{y,ccd}}$	$0\,\mu\mathrm{m}$
Diamètre source	$500\,\mu\mathrm{m}$
$\boldsymbol{\delta\,(T_{x,source})}$	$+1\,\mathrm{mm}$
$\boldsymbol{\delta\,(T_{y,source})}$	$-1\,\mathrm{mm}$
$\boldsymbol{\delta\,(T_{z,source})}$	$-2\,\mathrm{mm}$
Largeur des patchs	20×20 pixels
Pic moyen des spots	$8000\ ADU$

Une image CCD est générée pour chacune des quatre positions en rotation du banc optique, à savoir à $(0, 90, 180, 270)$ degrés. L'estimation des paramètres de transformation déterminés d'après l'éq. 3.44 sont reportées dans le tableau 3.12. Ces paramètres sont calculés dans un premier temps en fonction de toutes les combinaisons possibles par couple de positions en rotation du banc optique, et dans un second temps via un ajustement global toutes positions du banc confondues. Les paramètres cibles obtenus sont identiques à $\pm 3''$ pour la rotation CCD et à moins de $1\,\mu\mathrm{m}$ pour la translation CCD quelles que soient les données prises en compte. Ainsi, seule leur valeur moyenne est inscrite dans ce tableau. De plus, ces paramètres sont calculés soit toutes matrices de μL réunies, soit en ne considérant qu'une seule des trois matrices. Les valeurs indiquées des paramètres de transformation optique sont en bon accord relativement à l'impact quantitatif que les variations affichées de ces paramètres produisent sur le déplacement des spots images. Par exemple, une variation des coefficients k_1 ou k_2 de

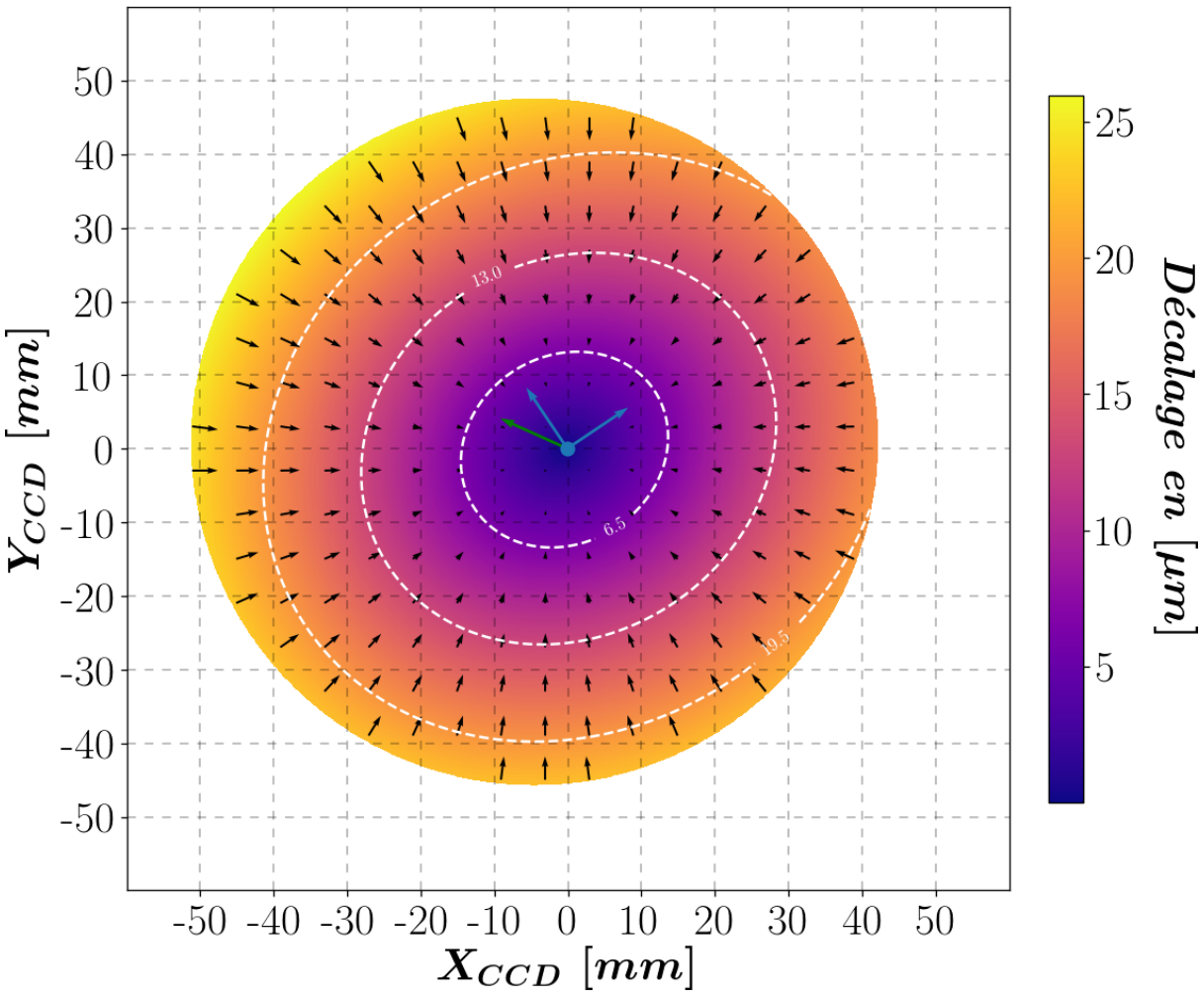
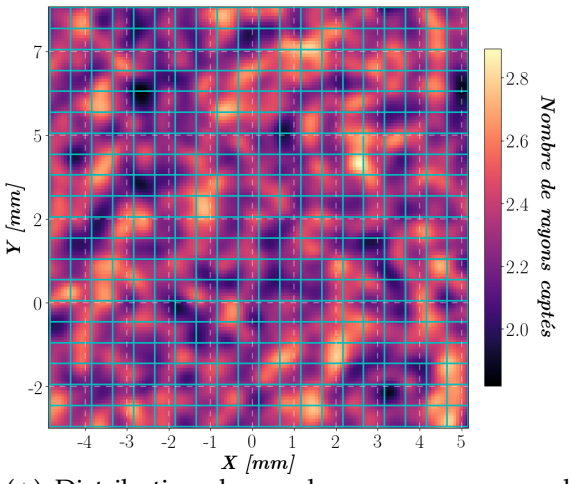
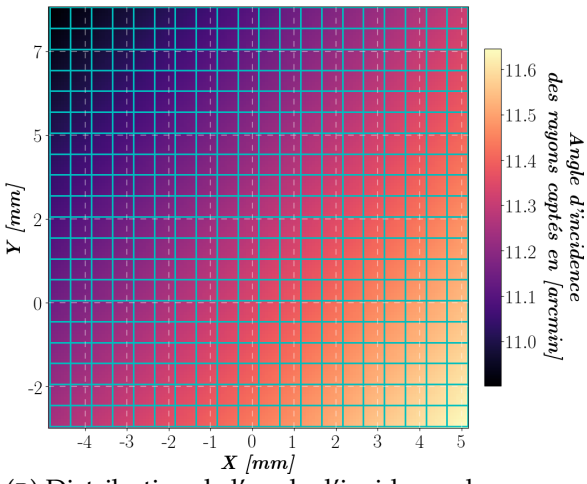


FIGURE 3.22 Carte d'intensité en [µm] produite par simulation et représentant la distorsion du motif projeté sur le plan CCD pour une position à 0 degré du banc optique. Cette distorsion est causée uniquement par la déformation du front d'onde induite par un désalignement optique. Le disque d'éclairement émis depuis l'OAPM est supposé capté entièrement par une matrice étendue de μL. Le décalage affiché est celui dû au déplacement des points d'impact des rayons reçus sur l'écran placé au plan focal des μL par rapport à la position idéale qu'ils auraient dans le cas d'une projection orthogonale. Ce décalage est soustrait du déplacement d'ensemble du motif projeté indiqué par la flèche verte. Ce déplacement moyen vaut ici $(-84.1\,\mu\text{m}, +37.9\,\mu\text{m})$. Les flèches noires indiquent le décalage local évalué en chaque point. Les deux flèches bleues indiquent les deux axes principaux orthogonaux, orientés de $+33.9°$, le long desquels se produit le changement d'échelle anisotrope, ici en dilatation dans les deux directions. Les deux facteurs d'échelle associés et appliqués le long de ces deux axes sont respectivement $0.999\,554$ et $0.999\,489$ ordonnés dans le sens anti-horaire. Sont tracées aussi en trait pointillé blanc trois courbes de niveau situées respectivement, en partant du centre du disque vers l'extérieur, à $6.5\,\mu\text{m}$, $13.0\,\mu\text{m}$ et $19.5\,\mu\text{m}$. Ce résultat est obtenu pour tous les paramètres libres du système fixés à leur valeur nominale mis à part les positions modifiées du miroir et de la source comme indiquées tableau 3.11.

FIGURE 3.23 Cartes d'intensité produites par simulation en position 0 degré du banc optique. La matrice centrale de μL est matérialisée par le quadrillage de couleur cyan superposé. Ce résultat est obtenu pour un tracé de rayons engageant au total $2\,800\,000$ rayons lancés. Le système de coordonnées est particulier à l'écran plan intervenant dans la simulation pour modéliser la surface plane de la matrice de μL en jeu interceptant les rayons incidents. Ses axes (X, Y) sont alignés avec ceux du repère local attaché à la matrice et son origine est donné par le point d'intersection de l'écran plan avec l'axe optique du cryostat.



(A) Distribution du nombre moyen par pas de $75\,\mathrm{um}$ de rayons captés à la surface de la matrice de μL.



(B) Distribution de l'angle d'incidence des rayons captés à la surface de la matrice de μL.

5×10^{-5} provoque en bord de la région CCD un déplacement de moins de $2\,\mu\mathrm{m}$. De plus, la proximité de ces deux coefficients fait que même une variation de plusieurs degrés de l'angle θ_{opt} a peu d'effet. Au vu de la position de la source par rapport au point focal, le faisceau d'éclairement est convergent et k_1 et k_2 sont alors inférieures à 1. Les deux composantes de translation CCD sont toujours égales à leur valeur vraie, c'est-à-dire 0. Seul le paramètre de rotation CCD diffère de $10''$ ou de $20''$ de sa valeur vraie. Ceci est dû aux erreurs d'orientation locale des trois matrices de μL. Ces erreurs se reflètent directement dans la détermination de la rotation CCD à partir d'une seule matrice. Il a été vérifié qu'en l'absence de ces erreurs d'orientation des matrices, la valeur exacte de la rotation CCD égale à $1'$ est retrouvée.

La figure 3.24 montre un exemple des résidus obtenus projetés le long des deux axes du repère plan CCD. Trois groupes de points sont visibles, chacun associé à l'une des grilles de spots images projetées par l'une des trois matrices de μL. Les résidus sont en moyenne centrés en zéro et dévie de cette valeur au maximum de $\pm 0.2\,\mu\mathrm{m}$ dans les deux directions. Ce résultat démontre la pertinence du modèle sélectionné de transformation affine. L'incertitude sur la position mesurée des spots images après ajustement de ces derniers par notre modèle de tache image est déterminée à l'aide de la même méthode que celle utilisée sur les images réelles. Cette méthode présentée section 3.5.2 donne une incertitude inférieure à $1\,\mu\mathrm{m}$. De plus, les positions du centre des matrices de μL sont connues à mieux que $\pm 2\,\mu\mathrm{m}$ grâce aux mesures à la machine Voyager. Par conséquent, la simulation prédit une précision de $\pm 10''$ pour la

rotation CCD et inférieure à $\pm 5\,\mu\mathrm{m}$ pour la translation CCD. Ces valeurs sont bien entendu optimistes et d'autres effets, principalement de nature mécanique et électronique, non pris en compte dans la simulation perturbent les vraies mesures.

TABLE 3.12 Estimation des paramètres de transformation calculés à partir des images produites par simulation dans les quatre positions offertes en rotation du banc optique, dans un premier temps toutes matrices de μL confondues, dans un second temps en les considérant individuellement. La désignation des matrices fait référence à leur position en position 0 degré du banc optique.

Matrices de μL	$\theta_{z,ccd}$	$T_{x,ccd}$ [µm]	$T_{y,ccd}$ [µm]	θ_{opt}	$T_{x,opt}$ [µm]	$T_{y,opt}$ [µm]	k_1	k_2
Toutes	$+50''$	0	0	$+12°$	-84	$+38$	0.999 59	0.999 46
Sud-Ouest	$+40''$	0	0	$+35°$	-86	$+40$	0.999 54	0.999 49
Centrale	$+40''$	0	0	$+27°$	-84	$+38$	0.999 55	0.999 50
Nord-Ouest	$+40''$	0	0	$+31°$	-83	$+36$	0.999 58	0.999 50

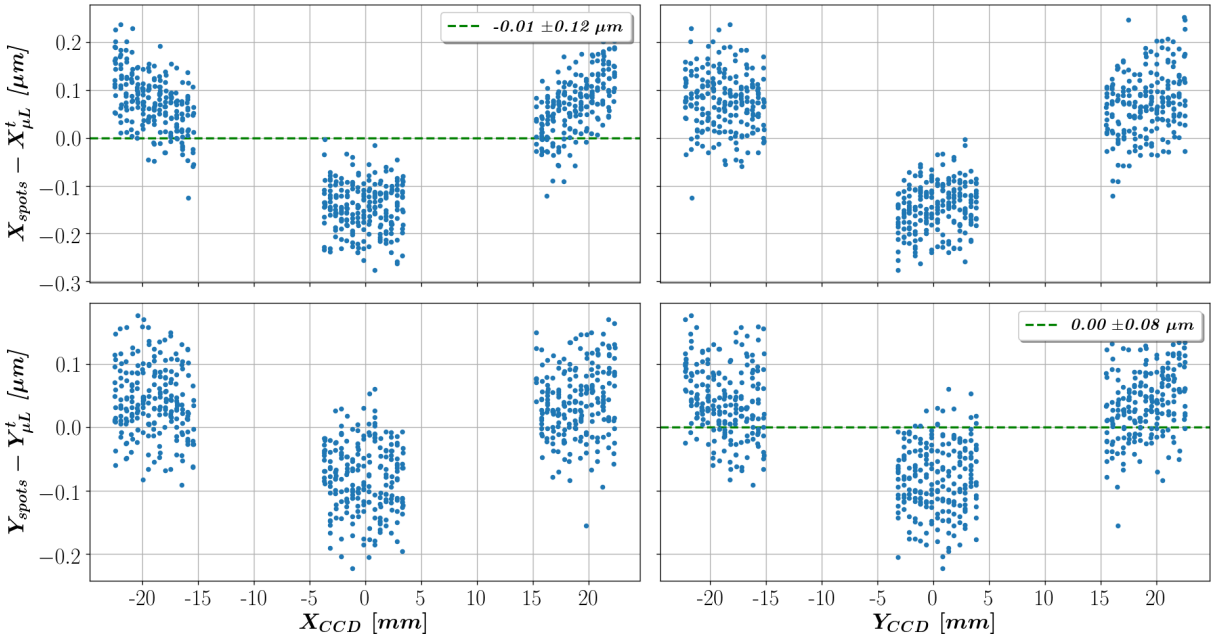


FIGURE 3.24 Affichage dans le repère plan CCD des résidus entre les positions des spots images identifiés sur l'image CCD et les positions transformées des μL appariées à ces spots. La transformation appliquée est celle calculée après ajustement du modèle décrit éq. 3.44 sur les données afin de maximiser la correspondance entre les deux groupes de points. Ces données sont formées ici de la combinaison de celles extraites de deux images produites par simulation, l'une en position à 0 degré du banc optique, l'autre en position à 180 degrés. Seuls les résidus calculés entre les points en position à 0 degré du banc sont affichés. La valeur moyenne et l'écart type des résidus sont indiqués en légendes.

3.4 Structure mécanique de l'outil microlentilles

La structure mécanique de l'outil microlentilles, dont la configuration optique a été exposée section 3.2, a été conçue en collaboration avec le Département d'Électronique des Détecteurs et d'Informatique pour la Physique (DEDIP) de l'IRFU. La description de cette structure s'appuie sur les figures 3.25 et 3.26 et est donnée directement en légendes afin de faire facilement le parallèle entre les éléments détaillés et les schémas. Un composant fondamental du banc optique est sa bride avant identique à celle qui équipe les cryostats. Ainsi, il tire avantage du même système pin-slot afin de garantir un alignement précis une fois monté en face des cryostats. L'assemblage de la bride du banc optique avec celle du cryostat se fait via une platine d'interface dont les surfaces sont rectifiées. Cette platine est munie de quatre pions traversant pour un alignement précis à l'aide des systèmes pin-slot des deux brides face à face dans les quatre positions en rotation du banc. Cet assemblage est décrit figure 3.27.

Il est opportun de préciser les deux repères de référence utilisés qui seront mentionnés fréquemment par la suite. D'une part, il y a le repère de référence solidaire du cryostat et défini par le système pin-slot de sa bride. Ce repère est désigné par $\beta_{cryo} = (O_{cryo}, X_{cryo}, Y_{cryo}, Z_{cryo})$. Le plan de référence du cryostat est donc le plan $(O_{cryo}, X_{cryo}, Y_{cryo})$. D'autre part, il y a le repère de référence solidaire du banc optique et défini par le système pin-slot de sa bride. Ce repère est noté $\beta_{BO} = (O_{BO}, X_{BO}, Y_{BO}, Z_{BO})$. Le plan de référence du banc optique est donc le plan (O_{BO}, X_{BO}, Y_{BO}). Dans l'idéal, ces deux repères sont alignés tels que leur axe Z est confondu, $X_{cryo} = -X_{BO}$ et $Y_{cryo} = Y_{BO}$, c'est-à-dire que ces deux plans de référence sont parallèles. La figure 3.27 représente ces deux repères et la relation éq. 3.48 explicite le passage de l'un à l'autre.

Le défaut résiduel de parallélisme entre les deux faces de la platine d'interface, équivalent à un écart maximum de $\pm 10\,\mu\mathrm{m}$ distribué sur toute sa surface, soit sur une hauteur de $\sim 381\,\mathrm{mm}$, induit une inclinaison de l'ensemble du banc optique d'un angle de $5.4''$ par rapport au plan de référence du cryostat. Cette inclinaison du banc provoque une erreur, notée $\epsilon_{platine}$, qui affecte seulement l'estimation des paramètres de translation CCD. Cette erreur est évaluée par simulation au maximum à $\epsilon_{platine} = \pm 1.4\,\mu\mathrm{m}$.

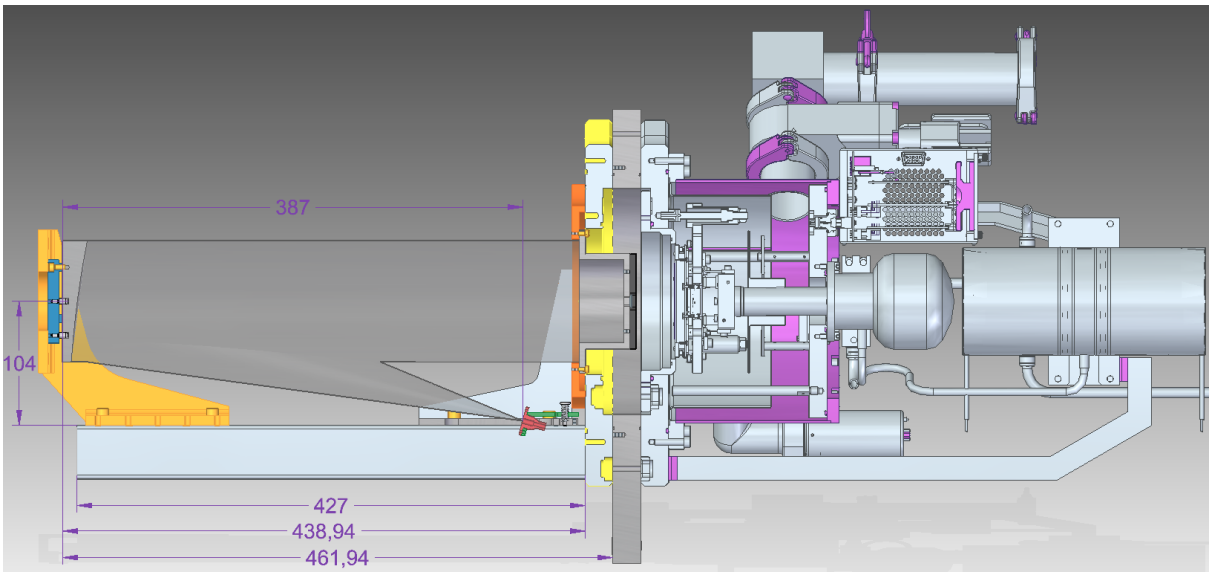


FIGURE 3.25 Système complet constitué du banc optique conjugué au cryostat vu en coupe dans le plan $(O_{cryo}, X_{cryo}, Y_{cryo})$ du repère cryostat. Les principaux éléments mécaniques du banc sont visibles et ses proportions sont indiquées. La partie déportée du banc, à savoir les profilés, l'OAPM et l'équerre optique (en jaune foncé) de support du miroir, s'inscrit approximativement dans un cylindre de $\sim 500\,\mathrm{mm}$ de longueur et $\sim 200\,\mathrm{mm}$ de diamètre. Le point central de l'OAPM est idéalement placé sur l'axe optique du cryostat. La distance séparant le point vertex de l'OAPM du plan de référence de la bride du banc optique est noté $d_{OAPM \to BO}$ et vaut $\sim 443\,\mathrm{mm}$. L'agencement précis exigé des pièces directement fixées sur la bride du banc optique assemblée via la platine d'interface avec la bride du cryostat est détaillé figure 3.27. La réunion de la partie déportée du banc avec la bride du banc optique est assurée par deux équerres mécaniques. Celles-ci sont vissées d'une part sur la pièce verticale en forme d'étoile (en orange). D'autre part, elles sont vissées à une plaque de renfort horizontale située à la base de la bride et maintenant les deux rails du banc solidaires. La pièce portant la tête de la fibre optique correspond à celle de couleur rouge en forme de cône d'où est émis le faisceau d'éclairement représenté sur cette coupe.

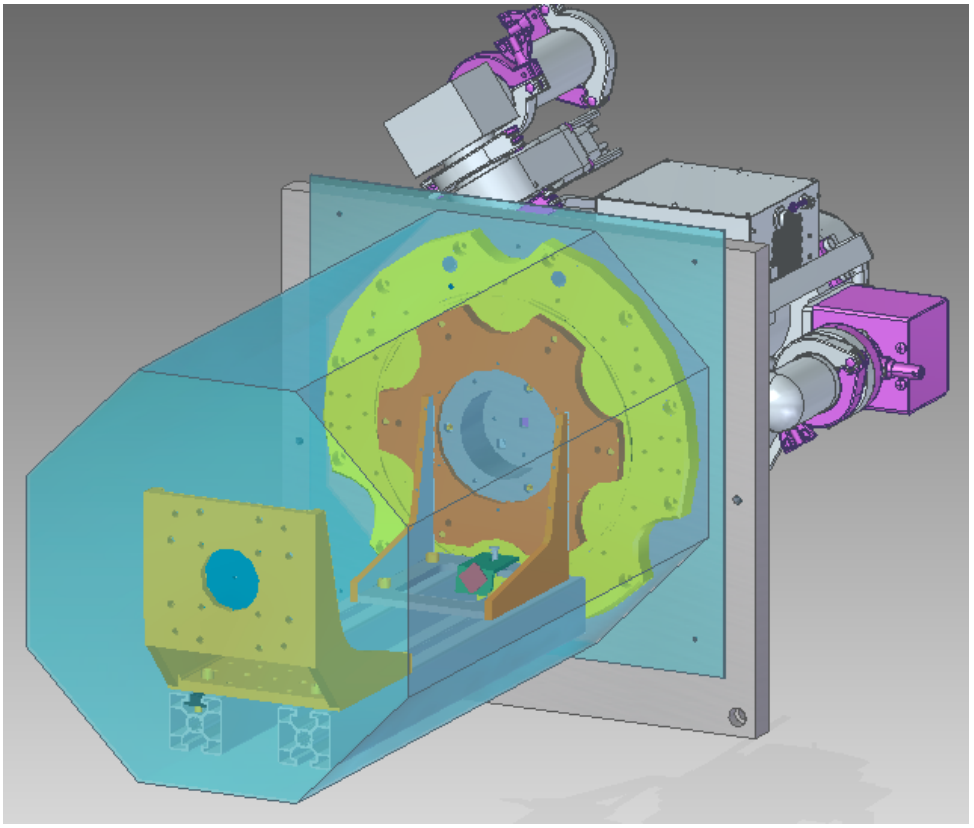


FIGURE 3.26 Rendu CAO du système complet constitué du banc optique conjugué au cryostat vu en perspective. Les éléments mécaniques décrits sur la vue en coupe figure 3.25 sont bien identifiables ici. La partie avant du banc optique correspond ainsi à la bride du banc (en jaune clair) et à la bride équerres en forme d'étoiles (en orange). Sur celle-ci est fixé au centre le support des trois matrices de μL en forme de chapeau (en gris). Les trois fenêtres, ou ouvertures, disposées en diagonale, percées à la surface de ce support et sur lesquelles seront collées les matrices de μL sont discernables. La partie déportée du banc optique correspond aux deux profilés ou rails à l'extrémité desquels est soutenue l'équerre optique supportant l'OAPM. Ces deux parties du banc sont combinées via les deux équerres mécaniques et la plaque de renfort, pièces situées à la base de la bride du banc optique. Une lame amovible (en vert) supporte la pièce conique (en rouge) portant la tête de la fibre optique. Elle sert à placer et orienter la source. Est représenté aussi par l'objet de surfaces semi-transparentes le chapeau enveloppant entièrement le banc optique afin de le préserver de la lumière extérieure.

3.4.1 Alignement de l'outil

Le banc optique requiert deux opérations d'alignement : le positionnement du support des matrices de μL à la bonne distance du capteur CCD et parallèle au plan de référence de la bride du banc optique ainsi que le réglage par auto-collimation de la source au foyer du miroir parabolique. De plus, les coordonnées des μL constituant les matrices doivent être mesurées précisément.

Calage du support des matrices de μL

Le calage du support des matrices de μL a pour but de contraindre les degrés de liberté principalement en piston et en inclinaison de cette pièce. Elle est contrainte en piston par la distance notée $d_{BO\to\mu L}$ définie éq. 3.47 à partir de la chaîne de côtes figure 3.27 et des valeurs associées tableau 3.13 afin d'assurer que le plan de mise au point des taches images projetées par les μL coïncide au plus proche avec le plan CCD. De plus, sa surface supérieure sur laquelle sont collées les matrices de μL doit être parallèle au plan de référence de la bride du banc optique. Cet alignement est réalisé en salle blanche à l'aide de la machine Voyager. La figure 3.28 montre une photographie du montage de la bride du banc optique mis en place sous la colonne optique de la Voyager. Les trois matrices de μL collées à la surface du support et disposées en diagonale sont bien visibles.

$$\begin{aligned} d_{BO\to\mu L} &= h_{ps\,BO} + e_{platine} + h_{ps\,cryo} + d_{cryo\to CCD} - d_{\mu L\to CCD} \\ &= +\,8.088\,\mathrm{mm}\,(\pm 50\,\mu\mathrm{m}) + 24.2\,\mathrm{mm}\,(\pm 10\,\mu\mathrm{m}) + 8.088\,\mathrm{mm}\,(\pm 50\,\mu\mathrm{m}) \\ &\quad +\,19.6\,\mathrm{mm}\,(\pm 90\,\mu\mathrm{m}) - 39.1\,\mathrm{mm} \pm 1.2\,\mathrm{mm} \\ &= +\,20.876\,\mathrm{mm} \pm 1.4\,\mathrm{mm} \end{aligned} \tag{3.47}$$

Cette opération d'alignement est analogue à celle dédiée à l'intégration des capteurs CCD au sein des enceintes cryostats et discutée section 3.1.1. Le repère pin-slot solidaire de la bride du banc optique est reconstruit tel que décrit figure 3.29. La face arrière du support des matrices de μL est maintenue en appui sur la surface intérieure de la bride des équerres (voir figure 3.27) par l'intermédiaire de trois points de fixation répartis au sommet d'un triangle équilatéral. Le calage de la pièce s'effectue en insérant au niveau de ces trois points de fixation des cales pelables d'épaisseurs 10 ou 50 μm entre la face arrière du support et la surface de la bride équerres. Ces trois points de fixation sont déportés à la périphérie et en contrebas de la surface supérieure du support sur laquelle sont collées les grilles de μL. L'inclinaison mesurée de la surface supérieure du support des matrices de μL par rapport au plan de référence du banc optique est inférieure à $1'$

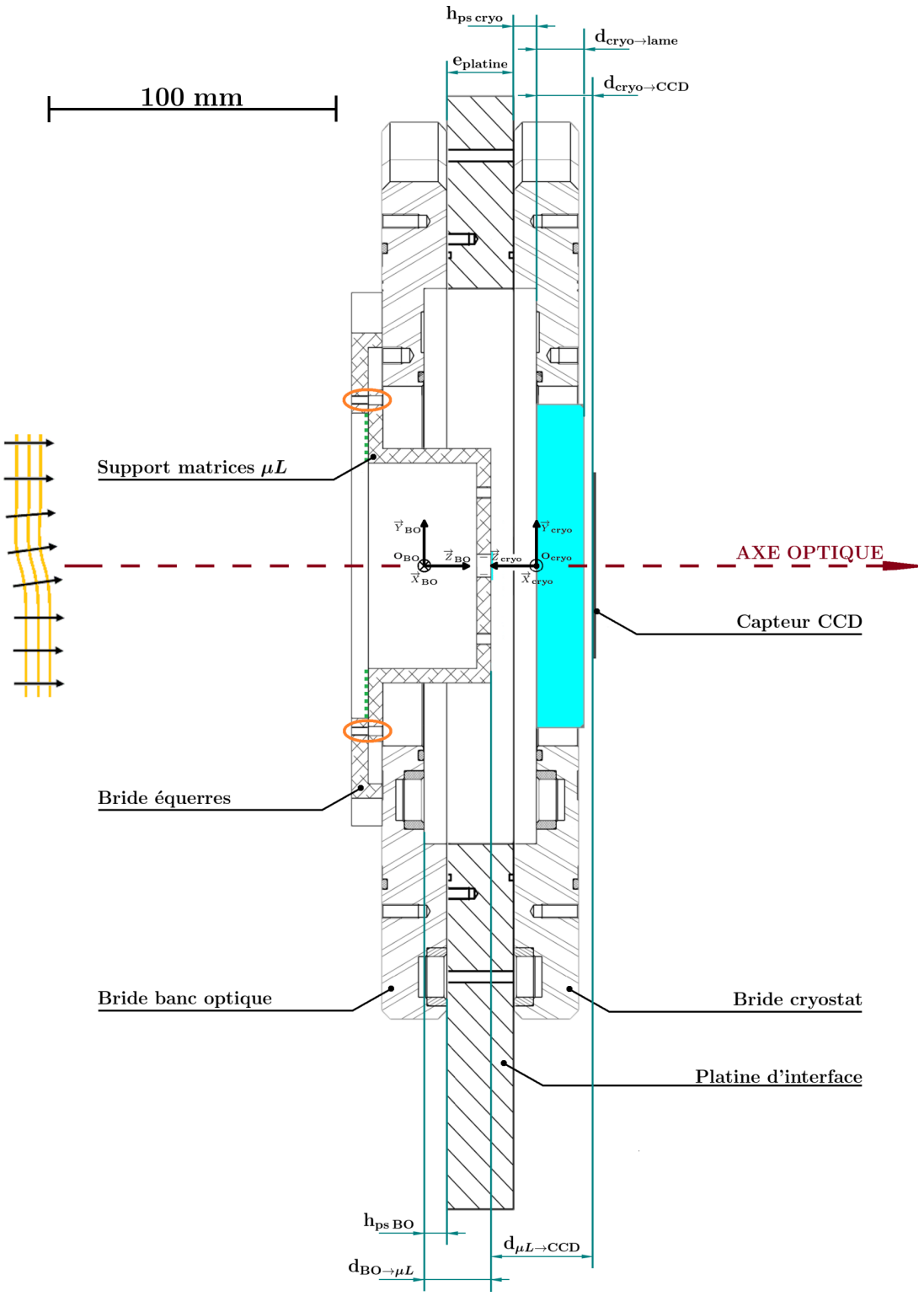


FIGURE 3.27 Plan mécanique de l'assemblage entre le cryostat et le banc optique vu en coupe verticale. L'axe optique est tracé en trait tireté rouge orienté. Les proportions de toutes les pièces sont respectées. Les valeurs des cotes inscrites sont données tableau 3.13. La lame optique est représentée en bleu. Le faisceau d'éclairement incident est matérialisé par son front d'onde tracé en lignes jaunes. Les rayons perpendiculaires au front d'onde sont tracés en flèches noires. Les points de fixation entre le support des matrices de μL et la bride équerres sont signalés entourés en orange. C'est à ce niveau que sont insérés des cales pelables afin d'ajuster en hauteur et en orientation la face supérieure du support où sont collées les matrices de μL. La face arrière de cette même pièce, surlignée en pointillés verts, correspond à la surface d'appui avec la face arrière de l'étui maintenant le miroir plan dédié au réglage par auto-collimation. Sont tracés aussi le repère cryostat noté $\beta_{cryo} = (O_{cryo}, X_{cryo}, Y_{cryo}, Z_{cryo})$ et celui solidaire du banc optique noté $\beta_{BO} = (O_{BO}, X_{BO}, Y_{BO}, Z_{BO})$, identique à celui reconstruit lors des mesures en salle blanche.

TABLE 3.13 Valeurs des cotes inscrites sur la figure 3.27, toutes définies parallèles à l'axe optique. Les distances notées $d_{\mu L \to CCD}$ et $d_{BO \to \mu L}$ sont déterminées respectivement à l'aide des relations éq. 3.35 et 3.47.

Cotes	**Valeurs**
$e_{platine}$	$24.2\,\text{mm} \pm 10\,\mu\text{m}$
$h_{ps\,cryo}$	$8.088\,\text{mm} \pm 50\,\mu\text{m}$
$d_{cryo \to CCD}$	$19.6\,\text{mm} \pm 90\,\mu\text{m}$
$d_{cryo \to lame}$	$16.7\,\text{mm} \pm 500\,\mu\text{m}$
$h_{ps\,BO}$	$8.088\,\text{mm} \pm 50\,\mu\text{m}$
$d_{\mu L \to CCD}$	$39.1\,\text{mm} \pm 1.2\,\text{mm}$
$d_{BO \to \mu L}$	$20.9\,\text{mm} \pm 1.4\,\text{mm}$

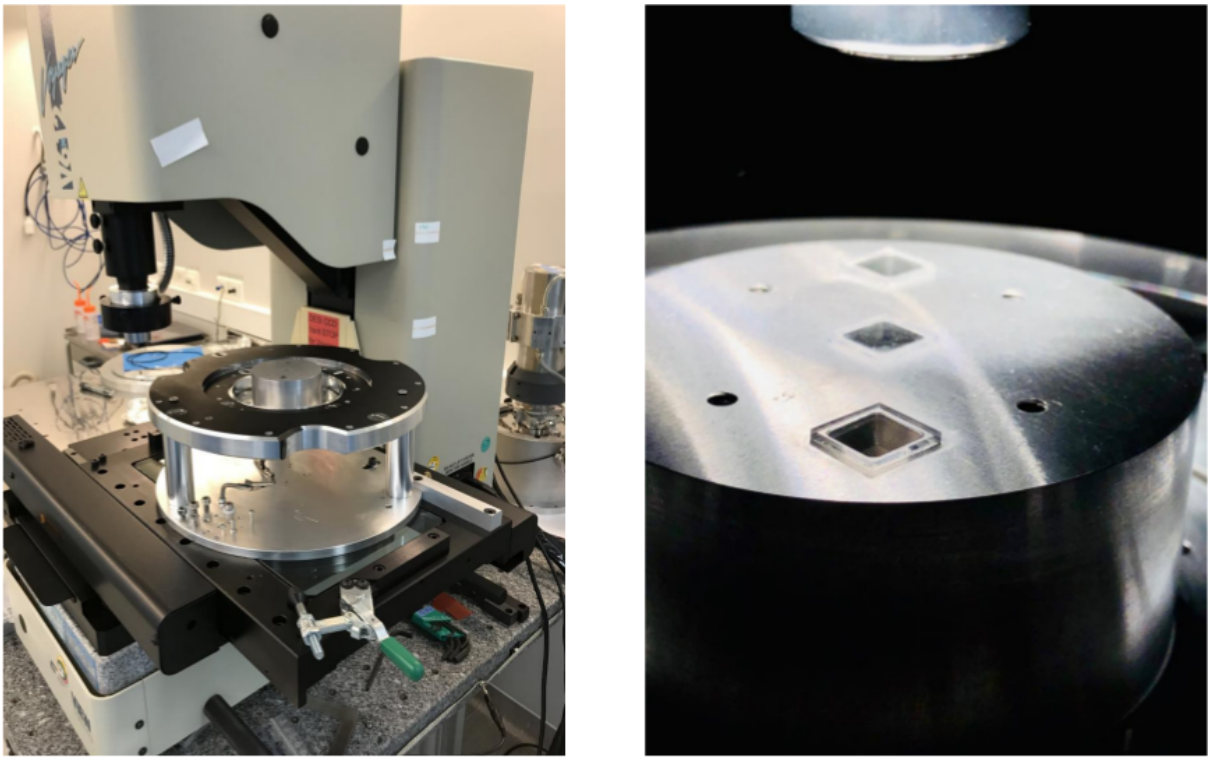


FIGURE 3.28 À gauche, photographie du montage de la bride du banc optique emboîtée dans les trois pieds de son support et placée sous la tête optique du microscope de la machine Voyager. La pièce support est posée sur la vitre en verre du plateau de la Voyager. Ce plateau se translate dans son plan afin d'aligner le point mesuré avec l'objectif du microscope. La pièce support a été modifiée depuis la prise de cette photographie. Une ouverture circulaire a été percée à sa base pour permettre le rétroéclairage des matrices de μL. Ce rétroéclairage est assuré par la source située derrière la vitre et garantie un contraste suffisant des μL mesurées. À droite, photographie ciblée sur la surface supérieure du support des trois matrices de μL sur laquelle elles sont collées et disposées en diagonale. La forme claire au sommet de l'image correspond à l'extrémité du la colonne optique du microscope de la Voyager d'où est à la fois émise la lumière source et collectée celle rétrodiffusée par la pièce testée.

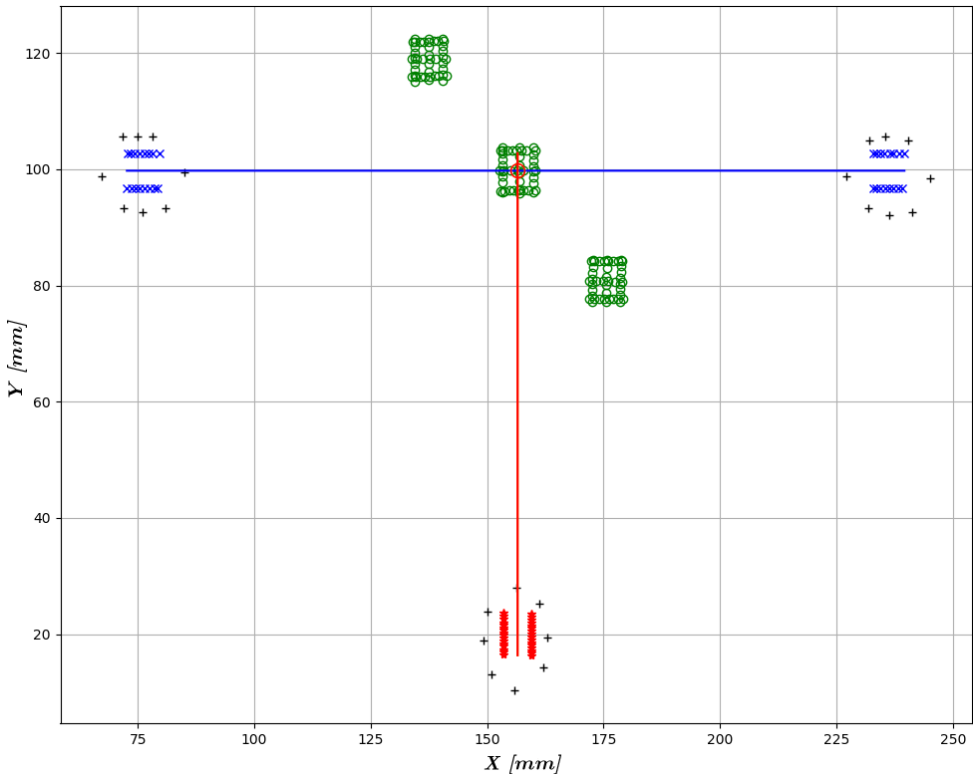


FIGURE 3.29 Affichage des points mesurés à la Voyager et projetés dans le plan (X, Y) du repère machine. D'une part, sont tracés les éléments géométriques conduisant à la reconstruction du repère solidaire de la bride du banc optique à partir des trois pin-slot intérieurs de la bride. Le plan de référence est le plan moyen ajusté dans le nuage des points mesurés à la surface des pin-slot. Ces points sont matérialisés par les marqueurs noirs. La normale à ce plan détermine la direction de l'axe Z_{BO}. Les deux autres axes (X_{BO}, Y_{BO}) sont ensuite construits projetés dans ce plan. L'axe X_{BO} est la droite ajustée dans les points mesurés sur les deux arêtes intérieures du chanfrein de chacun des deux pin-slots alignés horizontalement. Ces points et la droite obtenue sont représentés en bleu. Enfin, l'axe Y_{BO} est fixé par deux conditions. Il doit à la fois passer au mieux par les points mesurés sur les deux arêtes du pin-slot inférieure et être perpendiculaire à l'axe X_{BO}. Ces points et la droite obtenue sont représentés en rouge. Le point d'intersection de ces deux axes définit l'origine O_{BO} du repère. Le repère complet $(O_{BO}, X_{BO}, Y_{BO}, Z_{BO})$ de la bride du banc optique est ainsi reconstruit. D'autre part, pour chaque matrice de μL, les quatre segments les plus périphériques du quadrillage formé par la grille de μL mais néanmoins entièrement inscrits dans l'ouverture du support des matrices sont mesurés. Les points relevés sont matérialisés par les marqueurs verts et dessinent les trois rectangles observés.

Mesure des matrices de μL

La mesure des coordonnées des μL constituant les matrices est réalisée à l'aide de la machine Voyager en salle blanche (figure 3.28) dans le repère pin-slot de la bride du banc optique. Un quadrillage très précis est en fait imprimé sur la face structurée des matrices et est calqué sur la grille formée par les μL. Ce quadrillage est constitué de traits doubles tracés dans le fond des "vallées" dessinées par le relief des μL. Il est mis à profit pour reconstruire les matrices de μL. Le rétroéclairage de la machine Voyager est utilisé afin de produire un bon contraste du quadrillage observé et éliminer les effets de parallaxe ou d'ombres portées.

Par gain de temps et parce que la régularité d'une grille de μL est supposée parfaite au vu de sa précision de fabrication, seuls les quatre segments les plus périphériques du quadrillage imprimé sur la grille mais néanmoins entièrement inscrits dans l'ouverture du support des matrices sont mesurés. Les coordonnées complètes de toutes les μL sont ensuite extrapolées. Pour cela, est réalisé un ajustement global des points relevés contraints de décrire un rectangle idéal dont les longueurs des côtés sont fixés multiples de la largeur des μL. Les points relevés dans le repère machine de la Voyager sont représentés figure 3.29 et la matrice centrale de μL ainsi reconstruite est affichée 3.30. La conversion des coordonnées mesurées dans le repère pin-slot de la bride du banc optique dans celui de la bride cryostat est décrite par les éq. 3.48 suivantes :

$$\begin{aligned}
\left\| \overrightarrow{T}^{\beta_{cryo}}_{Z,\{\beta_{cryo}\to\beta_{BO}\}} \right\| &= h_{ps\,BO} + e_{platine} + h_{ps\,cryo} \\
&= +\,8.088\,\mathrm{mm}\,(\pm 50\,\mu\mathrm{m}) + 24.2\,\mathrm{mm}\,(\pm 10\,\mu\mathrm{m}) + 8.088\,\mathrm{mm}\,(\pm 50\,\mu\mathrm{m}) \\
&= +\,40.376\,\mathrm{mm} \pm 110\,\mu\mathrm{m} \qquad (3.48) \\
\overrightarrow{P}^{\beta_{cryo}} &= M_{\beta_{cryo}\to\beta_{BO}} \cdot \overrightarrow{P}^{\beta_{BO}} + \overrightarrow{T}^{\beta_{cryo}}_{Z,\{\beta_{cryo}\to\beta_{BO}\}} \\
&= \left(M^{\beta_{cryo}}_{Rot_Y}(\theta_y = +\pi) \right) \cdot \overrightarrow{P}^{\beta_{BO}} + \overrightarrow{T}^{\beta_{cryo}}_{Z,\{\beta_{cryo}\to\beta_{BO}\}}
\end{aligned}$$

L'épaisseur des matrices de μL est aussi mesurée. Celle-ci est évaluée comme l'écart d'altitude entre le plan moyen ajusté à partir de 25 points relevés sur leur surface supérieure et la surface du support de ces dernières sur laquelle elles sont collées. La normale déduite de cette surface des matrices indiquent une inclinaison inférieure à $3'$. Bien que la surface supérieure des matrices soit structurée par la présence des μL, le relief dessiné est très peu prononcé. En effet, l'écart d'altitude théorique entre la vallée et le sommet d'une μL parabolique ne vaut que $2\,\mu\mathrm{m}$. Les arêtes des fenêtres du support sur lesquelles les matrices sont collées sont également mesurés. Elles servent à produire un masque matérialisé par le rectangle plein jaune sur la figure 3.30 afin de pré-sélectionner les μL non obstruées, autrement dit celles exploitables et à apparier aux sources qui seront détectées sur les images CCD. Les positions des matrices de μL exprimées dans le repère cryostat, leur épaisseur ainsi que le nombre moyen de μL utilisables sont résumées dans le tableau 3.14. Les épaisseurs mesurées sont conformes aux données constructeurs.

La qualité et la fiabilité de ces mesures semblent satisfaisantes à plusieurs titres. Les segments reconstruits individuellement permettent de reproduire un rectangle quasi-identique à celui produit par l'ajustement global contraignant les points relevés à décrire un rectangle parfait. De plus, les erreurs retournées par *iminuit* pour une erreur de mesure indiquée en entrée de $\pm 2\,\mu\mathrm{m}$ sont de $\pm 1\,\mu\mathrm{m}$ sur la position du centre de la matrice de μL et $\pm 30\,\mathrm{arcsecond}$ sur son orientation. Cette dernière valeur est compatible avec l'erreur maximum attendue sur l'inclinaison mesurée d'un segment de $\sim 8\,\mathrm{mm}$ de longueur à $\pm 2\,\mu\mathrm{m}$, c'est-à-dire environ $\pm 50''$.

TABLE 3.14 Résultats des mesures réalisées à la machine Voyager des trois matrices de μL. Celles-ci sont désignées en fonction de leur position telle qu'observée face au cryostat ou sur une image CCD pour une position à 0 degré du banc optique. Une grille de μL admise parfaitement régulière et située dans le repère plan $(O_{cryo}, X_{cryo}, Y_{cryo})$ du cryostat est localisée par la donnée de la position de son centre de coordonnées notées $(T_{x,\mu L}, T_{y,\mu L})$ et de son orientation d'angle noté $\theta_{z,\mu L}$ dans ce même repère $(O_{cryo}, X_{cryo}, Y_{cryo})$. L'épaisseur des matrices notée $e_{\mu L}$ et leur nombre de μL considérés valides sont également donnés. Notons que la matrice centrale est quasi-alignée avec les axes du cryostat.

	Sud-Ouest	**Centrale**	**Nord-Est**
$T_{x,\mu L}$	$-19.100\,\text{mm}$	$+0.154\,\text{mm}$	$+19.111\,\text{mm}$
$T_{y,\mu L}$	$-19.044\,\text{mm}$	$+0.052\,\text{mm}$	$+18.762\,\text{mm}$
$\theta_{z,\mu L}$	$+43'30''$	$-3'20''$	$-40'56''$
$e_{\mu L}$	$1.216\,\text{mm}$	$1.231\,\text{mm}$	$1.182\,\text{mm}$
μL utilisables	217	223	216

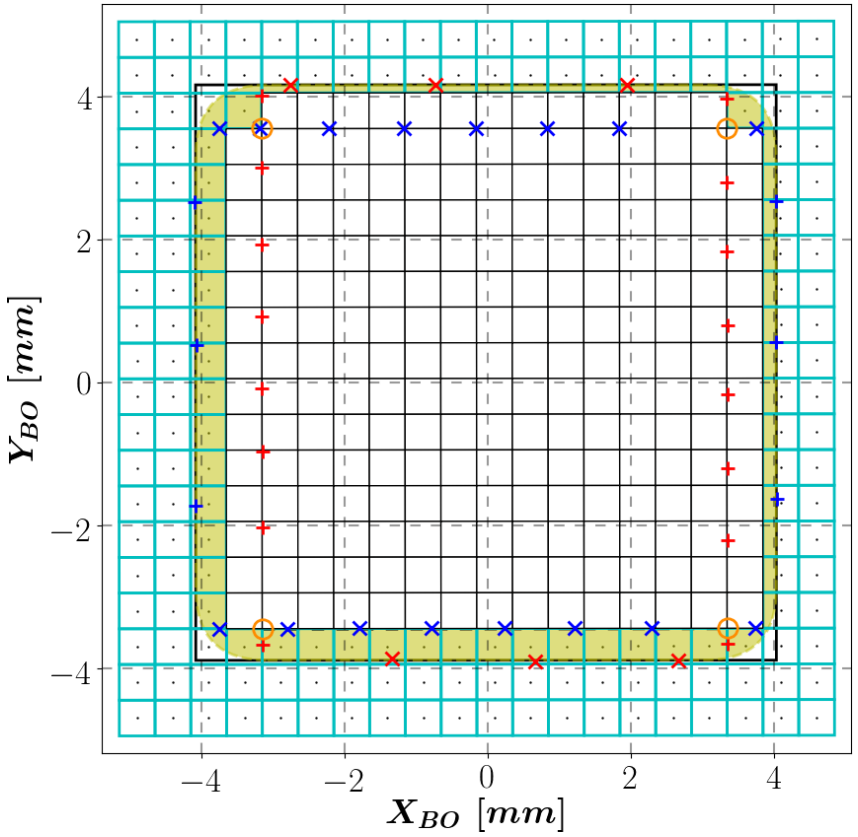


FIGURE 3.30 Représentation dans le repère du banc optique de la matrice centrale de μL complète. Elle est matérialisée par le quadrillage de couleur cyan. Celle-ci est reconstruite à partir des mesures réalisées à la machine Voyager. Pour cela, quatre segments de la grille de μL sont mesurés. Les segments choisis sont ceux à la fois les plus périphériques mais néanmoins inscrits à l'intérieur de la fenêtre du support sur laquelle la matrice de μL est collée. Les points relevés sur ces quatre segments sont indiqués par les croix rouges alignés verticalement et celles bleus alignés horizontalement. Les sommets du quadrilatère ainsi formé sont signalés par les marqueurs ronds oranges. Le cadre rectangulaire noir est reconstruit de la même manière à partir des quatre arêtes de la fenêtre du support. La fenêtre du support est reproduite plus fidèlement par le rectangle plein jaune aux sommets arrondis. Celui-ci sert de masque afin d'identifier les μL non obstruées et donc utilisables. Ces dernières sont visibles en carrés blancs.

Réglage par auto-collimation

Le réglage par auto-collimation est réalisé avec un miroir plan. Une photographie du montage est montrée figure 3.31. Ce miroir plan est placé au fond de son étui en appui sur trois ressorts disposés au sommet d'un triangle équilatéral. Une bague en plastique maintient le miroir au niveau de sa face avant réfléchissante en le comprimant contre les ressorts à l'aide de trois vis répartis à $120°$. Cette bague permet de régler l'orientation du miroir. Pour cela, la face plane arrière du support du miroir est posée sur la vitre de la machine Voyager. Trois points de référence mesurés à la surface du miroir et choisis au plus près de ces trois vis sont déplacés à altitude égale de la vitre en jouant sur les trois vis. Ainsi, la face réfléchissante du miroir est parallèle à la face arrière de son étui.

L'appui plan entre la face arrière de l'étui et la face arrière du support des grilles de μL est admis parfait. Or, la face arrière du support des grilles a été rectifiée assurant un parallélisme à mieux que $10\,\mu\mathrm{m}$ par rapport à sa face supérieure alignée avec le plan de référence du système pin-slot de la bride du banc optique et sur laquelle sont collées les matrices de μL. Par conséquent, le miroir plan est quasi-perpendiculaire à l'axe optique du cryostat.

Le réglage par auto-collimation se fait en agissant à la fois sur le miroir parabolique en translation le long des profilés et sur la lame amovible en rotation portant la fibre optique. Ce réglage est achevé lorsque, à l'appréciation de l'œil, le spot image retour se confond avec le point source et que la tache image est la plus ponctuelle possible. Ce réglage assure que la source est au voisinage du point focal du miroir parabolique et que l'axe optique de ce dernier n'est pas trop éloigné de l'axe optique du cryostat.

3.4.2 Flexion

La structure mécanique du banc optique est soumise à des déformations produites sous l'effet des forces qui s'appliquent sur elle. Parmi les contraintes mécaniques élémentaires définies en résistance des matériaux, celle de flexion doit être considérée ici. En effet, l'OAPM est reculé en arrière des matrices de μL afin de créer le faisceau d'éclairement. Pour cela, il est fixé sur une équerre optique, elle-même soutenue en bout des deux profilés en aluminium. Ces derniers supportent donc, en plus de leur propre poids, ceux du miroir et de l'équerre, et subissent par conséquent un fléchissement qui est accentué par leur géométrie allongée.

Le logiciel de conception mécanique à notre disposition propose un module d'étude de la résistance des matériaux. Néanmoins, en raison de ses fonctionnalités limitées et de la structure complexe de la section des profilés, le logiciel n'a pas été en mesure de générer un maillage raisonnable pour simuler le matériau. C'est pourquoi, un calcul analytique de la déformation des profilés a été mené dans le cadre du modèle poutre valide en régime linéaire et dans le

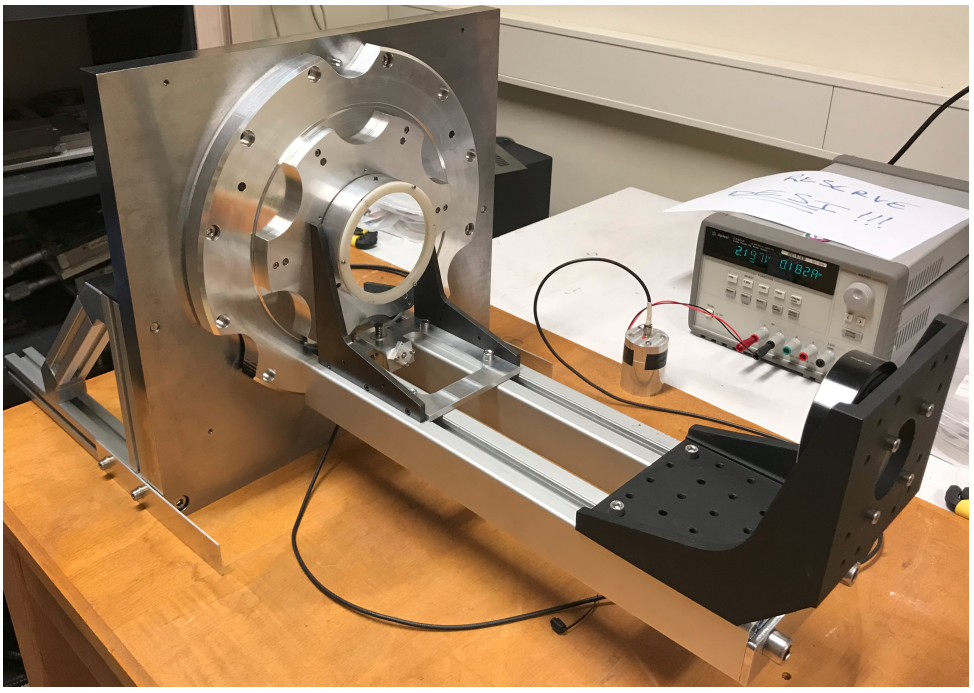


FIGURE 3.31 Photographie du banc optique en cours d'alignement par auto-collimation et maintenu horizontalement monté sur une platine. Le miroir plan d'auto-collimation assemblé au centre de la bride du banc optique et orienté face à l'OAPM est visible. Une source de type LED (*Light-Emitting Diode*) est connectée à l'entrée de la fibre optique.

cas de déformations élastiques. Autrement dit, le matériau reprend sa forme initiale lorsque la sollicitation disparaît. La loi de Hooke énonce que le matériau se déforme proportionnellement à l'effort appliqué. La déflexion d'une poutre est habituellement mesurée par la distance verticale entre la surface neutre de la position non chargée et la surface neutre de la position chargée. Cette déflexion est nommée flèche et sera notée fl. La pente notée θ, égale à la dérivée de la flèche, indique l'inclinaison de la poutre provoquée par son fléchissement. Le principe de superposition énonce que la flèche résultante en un point d'une poutre produite par plusieurs charges sollicitant simultanément cette poutre est égale à la somme algébrique des flèches en ce point dues à chacune de ces charges agissant séparément.

L'étude est menée en supposant une poutre de longueur notée L parfaitement encastrée à l'une de ses extrémités. La flèche et la pente en un point de la poutre repéré par son abscisse x dues à une charge uniformément répartie et appliquée sur toute la longueur de la poutre s'écrit d'après l'éq. 3.49 suivante :

$$fl_1(x) = -\frac{qx^2}{24EI}\left(x^2 - 4Lx + 6L^2\right) \tag{3.49}$$

$$\theta_1(x) = -\frac{qx}{6EI}\left(x^2 + 3L\left(L - x\right)\right) \tag{3.50}$$

où E est le module de Young du matériau et I le moment quadratique de la section de la poutre. q est le module de la charge uniformément répartie homogène à des $\left[\mathrm{N\,m^{-1}}\right]$. Son module est

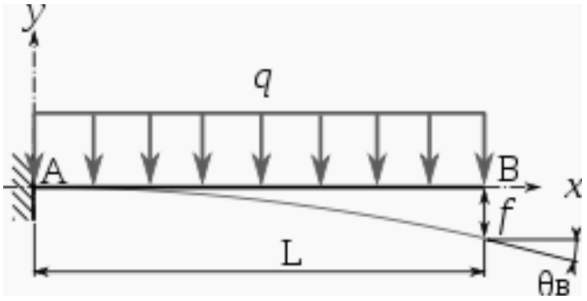
égal à $gL\rho_l$ avec g l'accélération de la pesanteur et ρ_l la masse linéique du matériau. Cette situation est représentée figure 3.32b. La flèche et la pente exprimées en fonction de x dues à une charge ponctuelle appliquée à l'extrémité de la poutre s'écrit selon l'éq. 3.51 suivante :

$$fl_2(x) = \frac{F}{6EI}\left(x^3 - 3Lx^2\right) \tag{3.51}$$

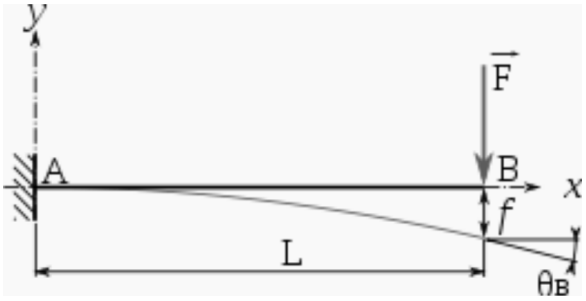
$$\theta_2(x) = \frac{F}{2EI}\left(x^2 - 2Lx\right) \tag{3.52}$$

où F est le module de la force ponctuelle appliquée (figure 3.32b). Par application du principe de superposition, la flèche et la pente, notées fl_{tot} et θ_{tot}, subies par chacun des deux profilés sont la somme de ces deux contributions.

FIGURE 3.32 Schémas illustrant les déformations subies par une poutre soumise à de la flexion dans deux situations différentes. La poutre est supposée parfaitement encastrée à une de ses extrémités, au point noté A. La flèche et la pente induites par la flexion sont respectivement notées f et θ et données par les éq. 3.49 et 3.51.



(A) Cas de figure où la charge de pression notée q est uniformément répartie et appliquée sur toute la longueur de la poutre.



(B) Cas de figure d'une charge ponctuelle concentrée de force notée $\vec{F}$ appliquée à l'autre extrémité de la poutre, au point noté B.

Le fléchissement des profilés est alors à l'origine d'un déplacement de l'OAPM de sa position initiale. En position 0 degré du banc optique, le miroir s'abaisse verticalement d'une quantité égale à fl_{tot}. De plus, le miroir tourne dans son plan de symétrie, approximativement autour de son point vertex, d'un angle θ_{tot}, relevant son point focal. Implicitement, le point vertex de l'OAPM est supposé assez proche de la surface neutre du profilé. Ce déplacement du miroir provoque un décalage vertical vers le haut, ϵ_{fl}, du motif de spots projetés sur le plan CCD. L'expression de ce décalage systématique est donné par l'éq. 3.53 ci-dessous :

$$\epsilon_{fl} = f_{\mu L}\left(\frac{fl_{tot}}{f_m} - 2\theta_{tot}\right) \tag{3.53}$$

Ce décalage est estimé pour $x = L$ et pour les valeurs numériques suivantes des paramètres libres intervenant dans les expressions précédentes : $L = 450\,\mathrm{mm}$, $E = 420\,\mathrm{N\,mm^{-2}}$, et d'après les données du fabricant $I = 11\,\mathrm{cm^4}$ et $\rho_l = 1.5\,\mathrm{kg\,m^{-1}}$ pour un profilé de section rectangulaire de $45\,\mathrm{mm} \times 45\,\mathrm{mm}$ de côtés. Le poids cumulé du miroir et de l'équerre optique est estimé à $2.2\,\mathrm{kg}$, à partager entre les deux profilés. Ce décalage est donc calculé dans le pire des cas,

c'est-à-dire pour une flexion de la poutre effective sur toute sa longueur, sans tenir compte par exemple des équerres et de la plaque de renfort situées à la base de la bride du banc optique, et avec le poids cumulé du miroir et de l'équerre appliqué ponctuellement à l'extrémité de la poutre. Les résultats obtenus sont : $fl_1 = -9.4\,\mu\mathrm{m}$ et $\theta_2 = -5''$ dues au poids propre du profilé, $fl_2 = -41.6\,\mu\mathrm{m}$ et $\theta_2 = -28''$ dues au poids cumulé du miroir et de l'équerre optique, soient $fl_{tot} = -51.0\,\mu\mathrm{m}$ et $\theta_{tot} = -33''$, d'où $\epsilon_{fl} = 6.5\,\mu\mathrm{m}$. La simulation retourne exactement la même valeur de ϵ_{fl} après déplacement et inclinaison du miroir conformément aux valeurs de flèches et de pentes totales qui viennent d'être calculées. Ce décalage est bien une systématique dans le sens où il survient toujours dans la même direction, y compris en position 180 degrés du banc optique. Par conséquent, on s'attend à ce que la translation CCD mesurée selon l'axe Y_{cryo}, à savoir $T_{y,ccd}$, soit sous évaluée à cause de la flexion de ϵ_{fl}. Des tests seront effectués dans le but d'estimer cette flexion expérimentalement. Ils sont présentés section 3.5.2.

3.5 Résultats

3.5.1 Spots images projetés

La figure 3.33 affiche l'extrait d'une image réelle acquise de la CCD bleue du cryostat SM08 sur laquelle sont projetées les grilles de spots images formées par les matrices de μL. Cette image constitue la première acquise au cours de la série de mesures dédiée à l'étude de répétabilité présentée section 3.5.3. La longueur d'onde sélectionnée pour les capteurs dans le bleu est $\lambda = 470\,\mathrm{nm}$. Le motif observé est comparable à celui attendu par simulation figure 3.21. Les rebonds successifs caractéristiques du profil d'éclairement décrit par la fonction RPI d'une μL sont à peine discernables. À la différence de la simulation, le motif est enveloppé dans un halo de lumière diffusée par la matrice de μL qui crée un signal de fond plus élevé. De plus, les taches déformées et les artefacts visibles en bord de l'image correspondent respectivement aux taches projetées et à la lumière diffractée par des μL tronquées par une arête de la fenêtre du support de la matrice de μL. Ces μL tronquées avaient été exclues de la simulation figure 3.21 par le masque reproduisant l'ouverture de la fenêtre du support et construit grâce aux mesures réalisées en salle blanche. Bien que cette zone soit située à l'intersection des quatre quadrants de la CCD, aucune discontinuité n'est remarquée visuellement à la frontière des quadrants.

Les taches images projetées par les μL qui sont produites sur les images CCD simulées et celles qui sont observées sur les images CCD réelles sont comparées figure 3.34. Les profils de différentes taches images toutes reconstruites dans un souci de cohérence à l'aide de l'outil *EPSFbuilder* [10] proposé par le package Python *photutils* [7] sont superposés. Une collection de patchs de 12×12 pixels contenant les taches images pixelisées extraites soit d'une image CCD simulée, soit d'une image CCD réelle, est fournie à l'*EPSFbuilder*. Ce dernier est ensuite

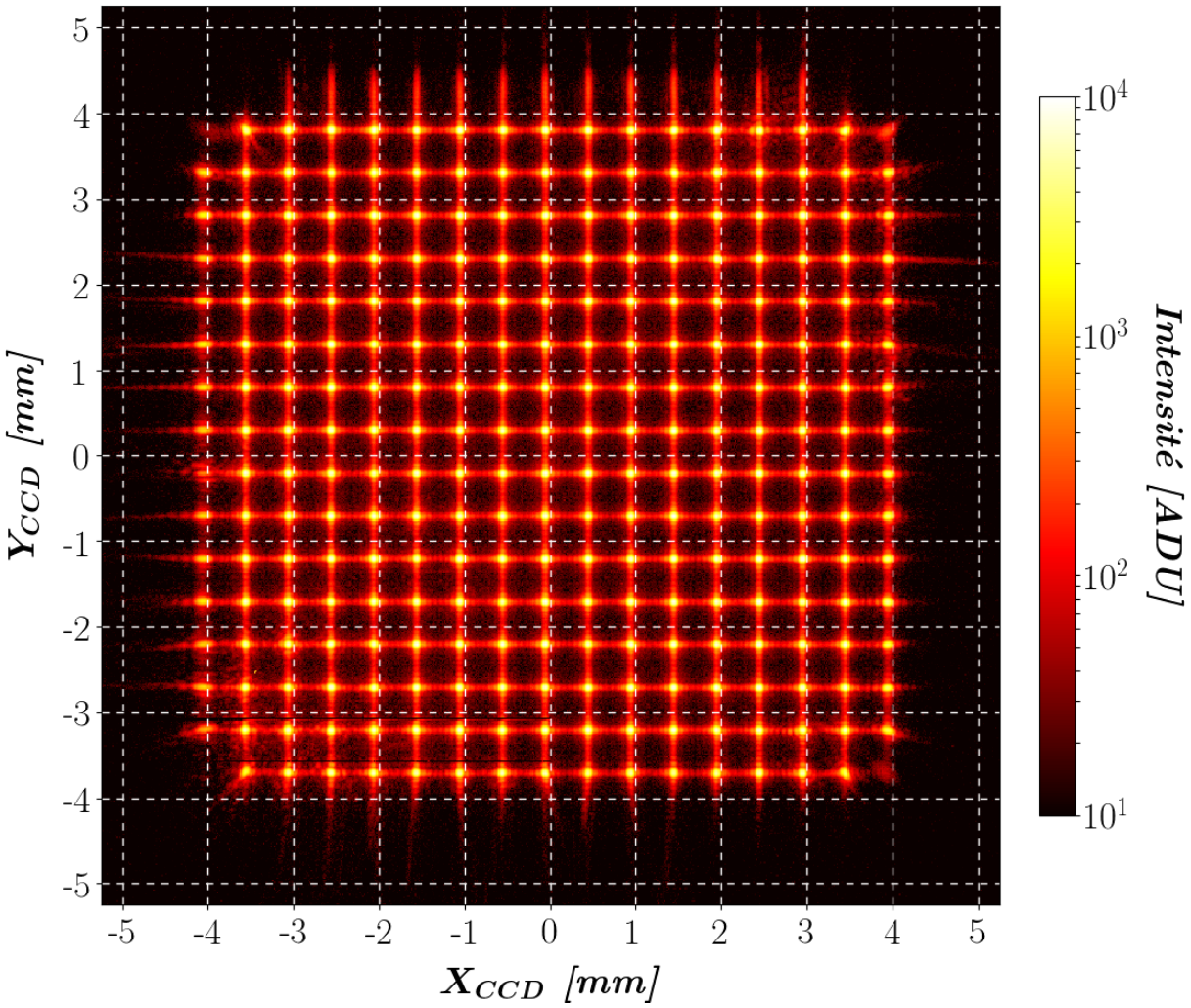


FIGURE 3.33 Extrait d'une image réelle acquise de la CCD bleue du cryostat SM08 et exposée à l'illumination du banc optique en position 0 degré. Seul le motif des spots images projetés par la matrice de μL centrale est affiché. Cette carte d'intensité est en échelle log.

chargé de créer à partir de cet assortiment de patchs un modèle de tache image déconvolué de la pixellisation, équivalent à une fonction RPI empirique [6]. Le profil d'une tache réelle en bleu et celui d'une tache simulée en rouge se confondent quasiment à ceci près que le signal de fond plus élevé sur l'image réelle dû au halo de lumière diffusée par la matrice de μL relève les oscillations périphériques du profil de la tache. Le modèle d'ajustement des spots images n'est pas idéal. Néanmoins, son profil en orange épouse parfaitement la forme centrale de la tache réelle et coïncide avec son pic, conditions requises afin d'avoir une définition précise du centroïde des spots images. La figure 3.35 représente dans le repère plan CCD la surface entière de cette dernière sur laquelle sont matérialisés les spots images détectés et identifiés à une μL des matrices.

6. L'emploi du terme RPI devrait en toute rigueur être réservé exclusivement pour désigner la réponse d'un système optique à une source infiniment ponctuelle et exempte de tout autre effet de nature non purement optique tel que la pixellisation par le détecteur.

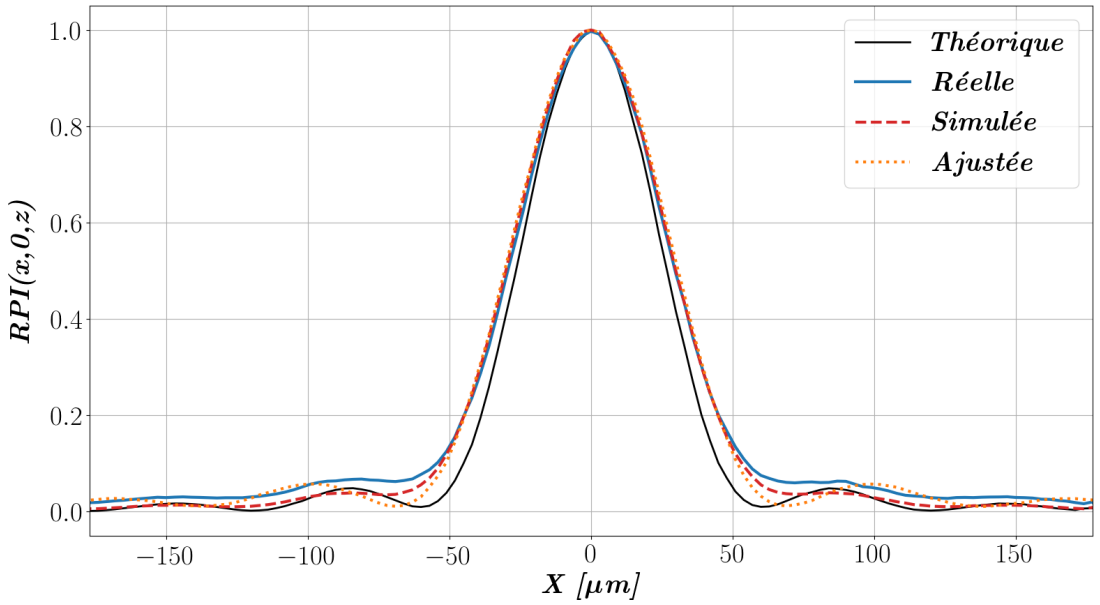


FIGURE 3.34 Comparaison du profil de différentes taches images reproduites l'aide de l'outil Python *EPSFbuilder*. Le sur-échantillonnage choisi ici correspond à une résolution de $3\,\mu\mathrm{m}$. La courbe noire représente le profil reconstruit à partir d'une image CCD simulée pour une source lumineuse parfaitement ponctuelle. Celui-ci est conforme au profil théorique de la RPI d'une μL. La courbe bleue affiche le profil reconstruit à partir de l'image réelle acquise de la CCD bleue du SM08 figure 3.33 et celle en rouge est obtenue à partir de l'image CCD simulée figure 3.21 pour une source étendue de diamètre $500\,\mu\mathrm{m}$. La courbe orange décrit le profil reconstruit à partir des résultats du modèle ajusté sur les spots images identifiés sur l'image CCD réelle afin d'affiner la définition de leur centroïdes. Les modèles ajustés ont donc été évalués au préalable pour appliquer l'*EPSFbuilder*. Toutes les images CCD sont obtenues pour une position du banc optique en position 0 degré et celles simulées sont en plus générées pour une configuration idéale du banc. Seuls les patchs des spots images projetés par la matrice centrale de μL sont exploités car celle-ci est très peu inclinée par rapport au repère pin-slot, donc également par rapport au repère CCD, étant donné que la rotation du capteur après son intégration est en réalité toujours très faible. Chaque profil est normalisé par sa valeur maximum atteinte.

3.5.2 Tests préliminaires

Les tests présentés ci-dessous visent à vérifier que certaines des propriétés du banc optique établies et évaluées théoriquement précédemment son conformes aux résultats observés expérimentalement.

Transformation affine

La figure 3.36 montre un exemple des résidus obtenus entre les positions des spots images identifiés sur une image de la CCD bleue du SM08 et les positions transformées des μL appariées à ces spots. La transformation appliquée est celle calculée après ajustement du modèle décrit éq. 3.44 sur les données afin de maximiser la correspondance entre les deux groupes de points. Ces données sont formées ici de la combinaison de celles extraites des deux premières

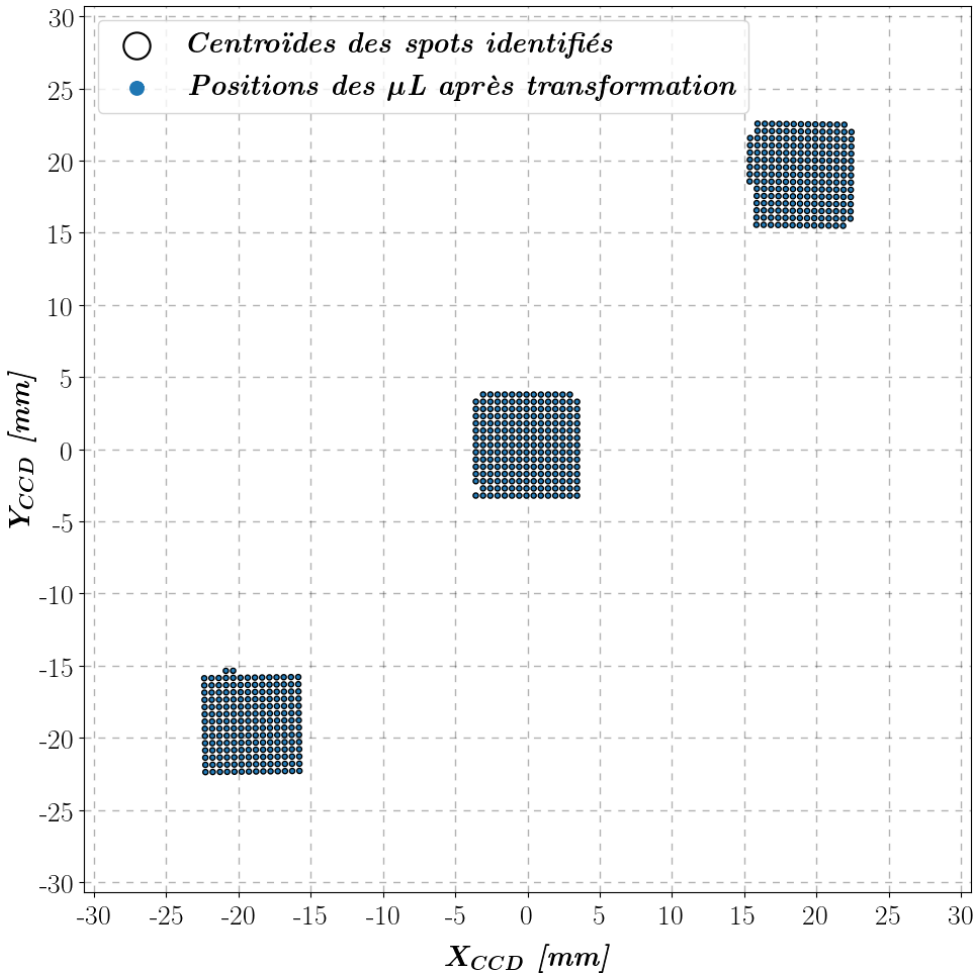


FIGURE 3.35 Affichage dans le repère lié au capteur CCD des centroïdes des spots images identifiés sur l'image réelle figure 3.33 et des positions des μL appariées avec ces spots. Les positions des μL ont subi la transformation calculée selon l'éq. 3.45 afin de maximiser la correspondance entre les deux groupes de points.

images acquises au cours de la série de mesures dédiée à l'étude de répétabilité section 3.5.3, l'une en position à 0 degré du banc optique, l'autre en position à 180 degrés. Les résidus sont projetés le long des deux axes du repère plan CCD. Trois groupes de points sont visibles, chacun associé à l'une des grilles de spots images projetée par l'une des trois matrices de μL. Les résidus sont centrés en zéro et compris en grande majorité entre $\pm 2\,\mu\mathrm{m}$ dans les deux directions. Certains points, parfois alignés, apparaissent clairement à l'écart de ces trois ensembles de points. Ces points marginaux correspondent à des spots images distordus, car projetés par des μL tronquées situées en bord des fenêtres du support des matrices de μL, faussant la définition de leur centroïde. Ces spots n'ont pas été filtrés ni par le masque des μL obstruées, ni par les seuils appliqués sur le χ^2 caractérisant la qualité de l'ajustement des spots images par notre modèle de tache image. De plus, le groupe central de points affiche un décalage inattendu de presque $2\,\mu\mathrm{m}$ de long de X_{CCD} par rapport aux deux autres ensembles de points. Deux explications sont proposées. Soit le modèle de transformation affine n'est pas suffisant. Néanmoins,

ce décalage n'a jamais été observé au cours des simulations réalisées dans différentes configurations du système optique. Soit il est dû à l'erreur de mesure de la position des matrices de μL à la machine Voyager. Ce décalage est aligné ici le long de l'axe X_{CCD}. En position 90° et 270°, ce décalage est observé aligné le long de l'axe Y_{CCD}. Cette dernière explication est donc privilégiée.

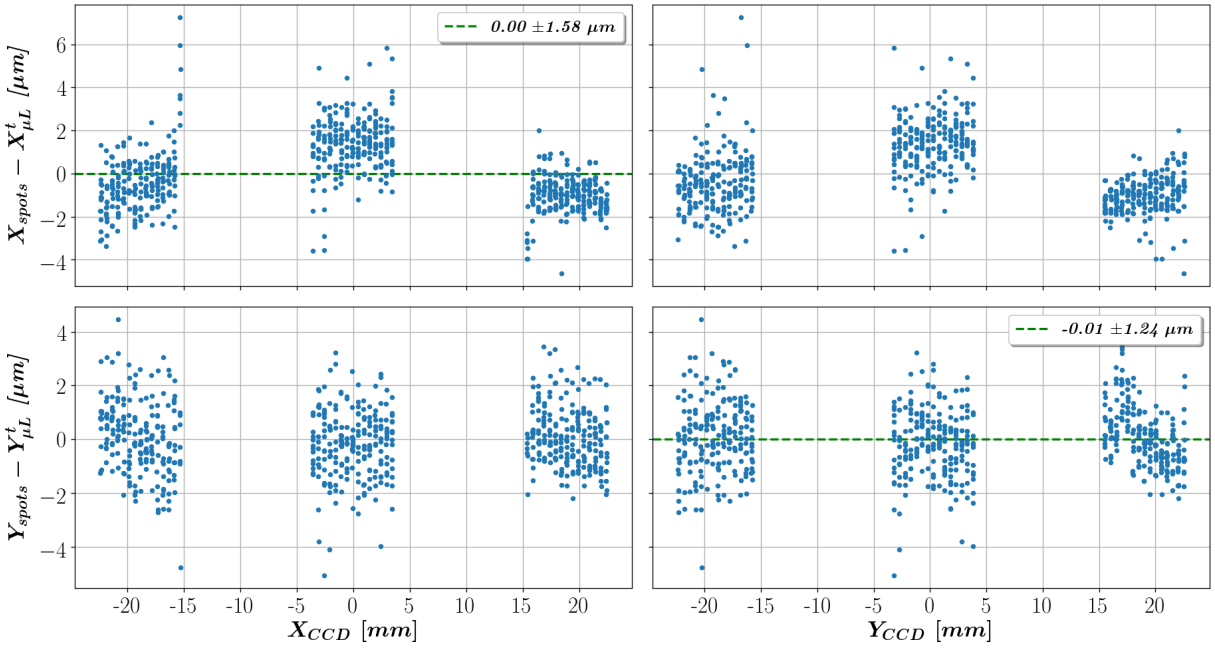


FIGURE 3.36 Affichage dans le repère plan CCD des résidus entre les positions des spots images identifiés sur une image de la CCD du SM08 et les positions transformées des μL appariées à ces spots. La transformation appliquée est celle calculée à partir des données formées de la combinaison de celles extraites des deux premières images acquises au cours de la série de mesures dédiée à l'étude de répétabilité section 3.5.3, l'une en position à 0 degré du banc optique, l'autre en position à 180 degrés. Seuls les résidus calculés entre les points en position à 0 degré du banc sont affichés. La valeur moyenne et l'écart type des résidus sont indiqués en légendes.

Précision de définition des centroïdes des spots images

La dispersion des mesures autour de la valeur moyenne des histogrammes de la figure 3.37 fournit une estimation de l'incertitude statistique due au bruit photonique sur la position mesurée des spots images après ajustement de ces derniers par notre modèle de tache image. Il faut tenir compte que ces distributions suivent une loi de Rayleigh. Cette estimation est égale à $\pm 0.1\,\mu\mathrm{m}$ en mode purement statique du banc optique. Les erreurs retournées par *iminuit* après ajustement des spots images par notre modèle de tache image sont aussi une estimation de cette incertitude et donnent $\pm 0.6\,\mu\mathrm{m}$. Cette dernière estimation est valable à condition de disposer d'une évaluation juste des erreurs sur les données fournies en entrée à *iminuit*, et évidemment que le modèle ajusté soit approprié et représentatif des données. Ces deux estimations sont en accord avec celles obtenues dans la simulation.

La dispersion des mesures autour de la valeur moyenne des histogrammes de la figure 3.38 fournit une troisième estimation de cette incertitude basée sur la relation éq. 3.46a qui indique que la quantité représentée sur ces histogrammes devrait tendre vers une seule et même valeur. Il faut tenir compte que le carré de cette quantité suit une loi du $\chi 2$ non centrée. Cette estimation de l'incertitude est égale à $\pm 0.7\,\mu\mathrm{m}$. Elle intègre le mouvement du banc et donc le déplacement des spots images et une pixellisation différente de ces derniers. C'est en ce sens qu'elle est plus réaliste que celle discutée figure 3.37. L'erreur sur la définition des centroïdes des spots images est fixée à $\pm 1\,\mu\mathrm{m}$. L'écart entre les différentes valeurs moyennes de la figure 3.38 est lui lié à la répétabilité des mesures qui est étudiée dans la section suivante 3.5.3.

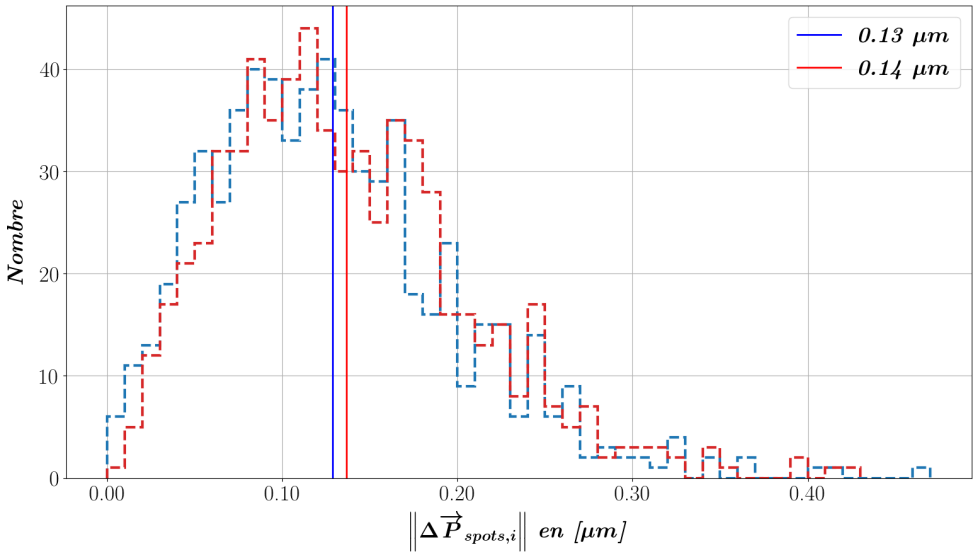


FIGURE 3.37 Distribution par intervalle de $0.01\,\mu\mathrm{m}$ de la quantité notée $\left\|\Delta\vec{P}_{spots,i}\right\|$. Celle-ci est égale à la distance entre deux spots appariés à la même μL et identifiés sur un couple d'images acquises directement l'une après l'autre sur la CCD bleue du SM08 pour une même position à 0 degré du banc optique. Deux réalisations successives correspondant chronologiquement aux histogrammes bleus et rouges sont représentées. Les valeurs moyennes sont indiquées par un trait vertical et inscrites en légende. L'écart type de chaque histogramme est au plus de $0.1\,\mu\mathrm{m}$. Environ 650 spots sont détectés et appariés pour chaque réalisation.

Robustesse de la mesure de la rotation CCD

La simulation nous enseigne que le paramètre de rotation de la CCD peut être mesuré à l'aide d'une seule position du banc optique étant donné que la déformation du motif de spots induite par un désalignement optique n'introduit pas de composante en rotation supplémentaire. Le tableau 3.15 affiche les valeurs des paramètres de transformation obtenus au fur et à mesure que le miroir parabolique, et donc le faisceau d'éclairement, sont soumis à différentes perturbations. Ces perturbations correspondent à des déplacements exagérés de l'OAPM impossibles après alignement du banc optique. Alors que tous les paramètres sont affectés sensiblement par ces perturbations, celui de la rotation CCD n'exhibe qu'une très faible variation, ici de $20''$,

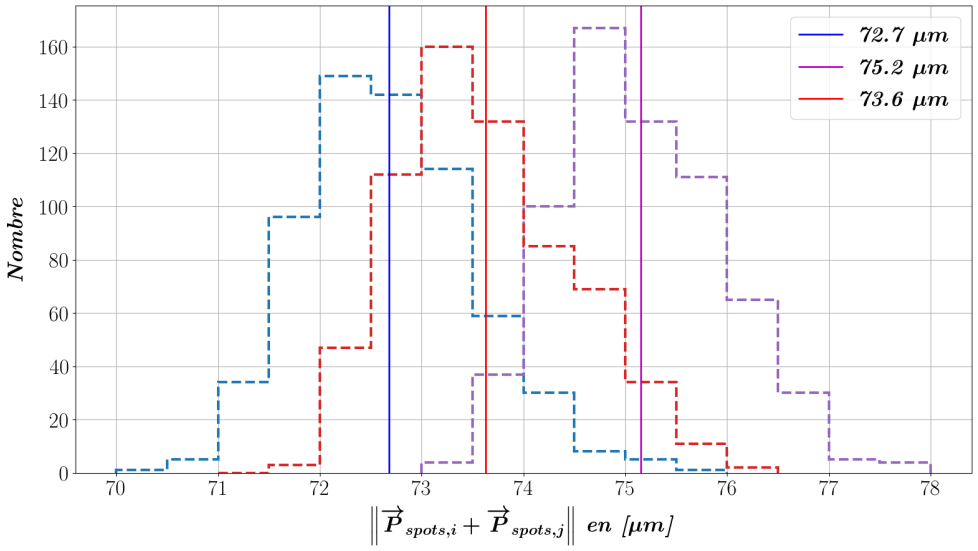


FIGURE 3.38 Distribution par intervalle de $0.5\,\mu\mathrm{m}$ de la quantité notée $\left\|\vec{P}_{spots,i} + \vec{P}_{spots,j}\right\|$. Celle-ci est égale à la norme de la somme des deux vecteurs positions associés aux spots appariés à la même μL et identifiés sur un couple d'images acquises directement l'une après l'autre sur la CCD bleue du SM08, la première pour une position à 0 degré du banc optique, la seconde pour une position à 180 degrés. Trois réalisations successives correspondant chronologiquement aux histogrammes bleus, violets et rouges sont représentées. Les valeurs moyennes sont indiquées par un trait vertical et inscrites en légende. L'écart type de chaque histogramme est au plus de $1\,\mu\mathrm{m}$. Environ 650 spots sont détectés et appariés pour chaque réalisation.

bien en deçà de la tolérance de positionnement en rotation des CCD autour de l'axe optique. Il a également été vérifié qu'un délogement de la source de son emplacement de $\sim 1\,\mathrm{mm}$ conduit à la même observation. Ces tests démontrent bien l'absence de rotation du motif de spots induite par l'optique et ainsi la robustesse de la détermination de $\theta_{z,ccd}$.

TABLE 3.15 Valeurs des paramètres de transformation obtenus pour différents déplacements, une translation et trois rotations, appliqués au miroir parabolique. Ces perturbations sont caractérisés par les quantités mentionnées dans ce tableau et exprimées dans le repère cryostat. Ces tests ont été effectués sur le SM06 NIR dans l'ordre chronologique indiqué dans ce tableau en position 0 degré du banc optique uniquement.

État du Banc Optique	$\boldsymbol{\theta_{z,ccd}}$	$\boldsymbol{T_{x,i}}$ [µm]	$\boldsymbol{T_{y,i}}$ [µm]	$\boldsymbol{\theta_{opt}}$	$\boldsymbol{k_1}$	$\boldsymbol{k_2}$
Référence	$-3'10''$	$+237$	-2	$+2°$	1.000 049	1.000 558
$\boldsymbol{\Delta_z = +5\,\mathrm{mm}}$	$-3'14''$	$+251$	-140	$-2°$	0.999 016	0.999 552
$\boldsymbol{\theta_y = +40'}$	$-2'58''$	-79	-37	$-11°$	0.999 756	1.000 288
$\boldsymbol{\theta_x = -40'}$	$-2'53''$	$+113$	-142	$-12°$	1.000 304	1.000 820
$\boldsymbol{\theta_z = +40'}$	$-3'12''$	$+188$	$+50$	$-2°$	1.000 034	1.000 509
Retour initial	$-3'08''$	$+151$	-1	$0°$	1.000 091	1.000 599

Flexion

L'effet de la flexion subie par les profilés du banc optique sur le déplacement du motif de spots projetés sur la CCD est évalué expérimentalement dans les quatre positions de l'outil en ajoutant un poids de $\sim 2.2\,\mathrm{kg}$ à l'extrémité des profilés, sous l'OAPM. Les résultats obtenus sont reportés tableau 3.16. La composante $T_{x,i}$ affiche un écart infime, au maximum de $1\,\mu\mathrm{m}$. À l'inverse, la composante $T_{y,i}$ présente comme attendu une variation plus élevée. Celle-ci est au maximum de $4\,\mu\mathrm{m}$, sans surprise pour les deux positions suivantes du banc, à 0 degré et à 180 degrés, où l'action séparée des deux profilés offre moins de rigidité qu'en position à 90 et 270 degrés. Cette valeur est en accord avec celle théorique de $6\,\mu\mathrm{m}$ estimée dans le pire des cas section 3.4.2. Un écart maximum de $1\,\mu\mathrm{m}$ subsiste une fois le poids retiré. La direction de ces déviations est cohérente entre les quatre positions et pour les deux composantes de $\overrightarrow{T}_i$. Les autres paramètres de transformation ne sont pas précisés car seule la translation globale est affectée de façon notable. Le poids ajouté a été choisi équivalent à celui de l'ensemble OAPM et équerres optiques. Ainsi, en se plaçant en régime linéaire, l'amplitude de la déformation exclusivement due à la charge extérieure soutenue par les profilés a doublé. A cette déformation, s'ajoute celle induite par le poids propre des profilés. La quantité ϵ_{fl} déjà introduite est fixée à $5\,\mu\mathrm{m}$.

TABLE 3.16 Résultats des tests de flexion exprimés comme la variation en $[\mu\mathrm{m}]$ des deux composantes de $\overrightarrow{T}_i$ entre l'état initial du banc optique, son état chargé par l'ajout d'un poids de $\sim 2.2\,\mathrm{kg}$ en bout de profilés et son état final une fois la charge ôtée, ceci dans les quatre positions possibles en rotation de l'outil. Ces tests ont été effectués sur le SM06 rouge dans l'ordre chronologique indiqué dans le tableau.

Positions Banc Optique	$T_{x,i}$ **[µm]**			$T_{y,i}$ **[µm]**		
	Initial	**Chargé**	**Final**	**Initial**	**Chargé**	**Final**
0 degré	+93.6	+92.5	+93.0	−25.4	−21.4	−24.8
180 degrés	−104.6	−103.8	−104.4	+22.4	+26.6	+23.6
90 degrés	+35.6	+34.6	+35.8	+106.0	+107.2	+105.8
270 degrés	−35.4	−34.8	−35.4	−138.2	−139.0	−138.4

3.5.3 Mesure de la position des CCD

Précision des mesures

Plusieurs facteurs affectent la précision statistique de l'estimation des paramètres cibles : l'incertitude sur la mesure de la position des μL à la machine Voyager, l'incertitude sur la définition des centroïdes des spots images, la fiabilité ou stabilité de la mécanique, des effets électroniques des capteurs CCD ... Les incertitudes sur ces deux premiers facteurs ont été déterminées respectivement à $\pm 2\,\mu\mathrm{m}$ et $\pm 1\,\mu\mathrm{m}$. L'ajustement par *iminuit* du modèle de transformation

sur des données produites de la combinaison de deux images acquises dans deux positions en rotation différentes du banc conduit à un χ^2 réduit compris entre 0.8 et 1.2. Les erreurs retournées sont : $\sigma\left[\theta_{z,ccd}\right] \sim 4''$, $\sigma\left[T_{x,ccd}, T_{y,ccd}\right] \sim 1\,\mu\mathrm{m}$, $\sigma\left[\theta_{rot}\right] \sim 4^\circ$ et $\sigma\left[k_1, k_2\right] \sim 3.0 \times 10^{-5}$. Ces erreurs sont optimistes. Par exemple, l'incertitude sur la position des μL ne tient pas compte telle que fournie à *iminuit* que la position du centre d'une matrice de μL est connue à mieux que $\pm 1\,\mu\mathrm{m}$ grâce à l'ajustement global des points relevés sur la matrice à la machine Voyager (voir section 3.4.1), mais que l'erreur liée à la rotation locale de la matrice est elle de $\pm 30''$. Ce point sera examiné plus en détail page 135. De plus, la mécanique souffre de certaines faiblesses, principalement dues à sa structure asymétrique qui n'est pas invariante par rotation. Elle est source d'une variabilité dans les mesures et constitue le facteur limitant la précision statistique de l'estimation des paramètres cibles.

La répétabilité des mesures, fonction de la stabilité de la mécanique, est étudiée en procédant à des cycles répétés de rotations successives du banc optique. Trois tours complets du banc ont été réalisés sur la CCD bleue du SM08. Le tableau 3.17 renseigne de la répétabilité de l'estimation des paramètres de transformation, estimation produite pour chaque position individuelle du banc. Par conséquent, seule la translation globale est évaluée. La matrice A_i reflétant la déformation optique du motif de spots est consistante entre les différentes positions. L'angle θ_{rot} et les deux coefficients k_1 et k_2 varient au maximum respectivement de 10° et de 6×10^{-5}. Ces variations restent modérées relativement à l'impact quantitatif qu'elles ont sur le déplacement des spots images. Les deux composantes de la translation globale diffèrent au plus de $10\,\mu\mathrm{m}$ et en moyenne de $5\,\mu\mathrm{m}$ au sein de chaque position du banc. Le paramètre de rotation CCD converge autour de la valeur de $1'$ avec un écart de $\pm 10''$. Ces résultats s'annoncent encourageant pour atteindre le niveau de précision requis afin de contrôler que les CCD respectent les tolérances de positionnement exigées par DESI.

Ensuite, la répétabilité de l'estimation de tous les paramètres de transformation est examinée à l'aide des figures 3.39, 3.40 et 3.41. Ces figures affichent la variation de ces paramètres en fonction de toutes les combinaisons possibles par couple de positions en rotation du banc optique, ordonnées dans l'ordre chronologique dans lequel les mesures ont été effectuées. Les combinaisons faisant intervenir la position à 270 degrés présentent systématiquement une dérive significative par rapport aux autres combinaisons trahissant une défaillance de cette position du banc. Il a donc été décidé d'éliminer les données acquises dans cette position pour toute la suite des mesures. Les valeurs des paramètres cibles de la CCD bleue du SM08, accompagnées de leur incertitude de mesure sont : $\theta_{z,ccd} = -70''$ avec une erreur $\sigma\left[\theta_{z,ccd}\right] = 10''$, $T_{x,ccd} = -29\,\mu\mathrm{m}$ et $T_{y,ccd} = -17\,\mu\mathrm{m}$ avec une erreur $\sigma\left[T_{x,ccd}, T_{y,ccd}\right] = 10\,\mu\mathrm{m}$. Ces incertitudes sont liées à la précision statistique des mesures. Elles sont légèrement surestimées pour englober les valeurs extremums. L'erreur systématique due à la flexion est raisonnablement admise intégrée dans l'erreur statistique $\sigma\left[T_{y,ccd}\right]$.

TABLE 3.17 Série de mesures réalisée sur la CCD bleue du SM08. Les images ont été acquises en procédant à des cycles répétés de rotations successives du banc optique dans les positions suivantes : 0, 180, 90 et 270 degrés. Trois séquences complètes, donc trois tours complets du banc, ont été effectuées, en plus d'une quatrième et dernière mesure à 0 degré.

Positions du Banc Optique	$\boldsymbol{\theta_{z,ccd}}$	$\boldsymbol{T_{x,i}}$ [µm]	$\boldsymbol{T_{y,i}}$ [µm]	$\boldsymbol{\theta_{opt}}$	$\boldsymbol{k_1}$	$\boldsymbol{k_2}$
0 degré	$-1'08''$	$+29$	-15	$+8°$	1.000 39	1.000 64
	$-1'09''$	$+27$	-15	$+8°$	1.000 41	1.000 66
	$-1'09''$	$+30$	-18	$+4°$	1.000 42	1.000 66
	$-1'07''$	$+16$	-12	$+3°$	1.000 43	1.000 68
180 degrés	$-1'07''$	$+33$	$+54$	$+9°$	1.000 41	1.000 65
	$-1'03''$	$+34$	$+58$	$+7°$	1.000 43	1.000 67
	$-0'58''$	$+32$	$+58$	$+3°$	1.000 44	1.000 67
90 degrés	$-1'15''$	$+64$	$+11$	$+10°$	1.000 41	1.000 66
	$-1'15''$	$+67$	0	$0°$	1.000 40	1.000 62
	$-1'19''$	$+61$	$+11$	$+8°$	1.000 46	1.000 68
270 degrés	$-0'52''$	-14	-11	$+9°$	1.000 41	1.000 65
	$-0'53''$	-9	-4	$+7°$	1.000 43	1.000 67
	$-0'54''$	-14	-10	$+6°$	1.000 45	1.000 67

La figure 3.42 montre la distribution des trois paramètres cibles de la CCD évalués sur les données associées aux matrices de μL prises individuellement puis toutes matrices réunies, et ceci pour toutes les combinaisons par couple de positions en rotation du banc optique incluses. Les mesures en position 270 degrés du banc sont désormais exclues. Les deux composantes en translation $T_{x,ccd}$ et $T_{y,ccd}$ concordent en moyenne à mieux que $1\,\mu\mathrm{m}$, respectivement à $-29\,\mu\mathrm{m}$ et $-18\,\mu\mathrm{m}$, avec un écart type semblable de $5\,\mu\mathrm{m}$. Ceci démontre aussi une bonne compatibilité des mesures des matrices de μL réalisées à la machine Voyager. Une déviation maximum de $\sim 20''$ sur le paramètre de rotation CCD est observée. La simulation section 3.3.4 correspond à une situation similaire où les trois matrices ont subi volontairement une erreur de rotation locale, autour de Z_{cryo} et de leur centre respectif, de $+20''$ par rapport à leur position connue mesurée à la Voyager. On sait que l'ajustement du modèle de transformation basé sur les données associées à une seule des trois matrices de μL capte la rotation locale de la matrice entachée de son erreur de mesure, confondue avec la rotation propre de la CCD. Le bénéfice de combiner les trois matrices de μL placées en diagonale est d'offrir un plus grand "bras de levier" qui atténue la sensibilité de la mesure de la rotation CCD à l'erreur de mesure à la Voyager de la rotation locale des matrices prises individuellement. À cet égard, l'incertitude sur le paramètre en rotation de la CCD est augmentée de $10''$, soit $\sigma\left[\theta_{z,ccd}\right] = 20''$.

Il convient enfin de tenir compte des deux erreurs systématiques intervenant selon des directions indéterminées et affectant exclusivement la translation CCD. Ces erreurs ont été évaluées précédemment. Il s'agit de celle liée à l'inclinaison et au défaut de parallélisme de la lame

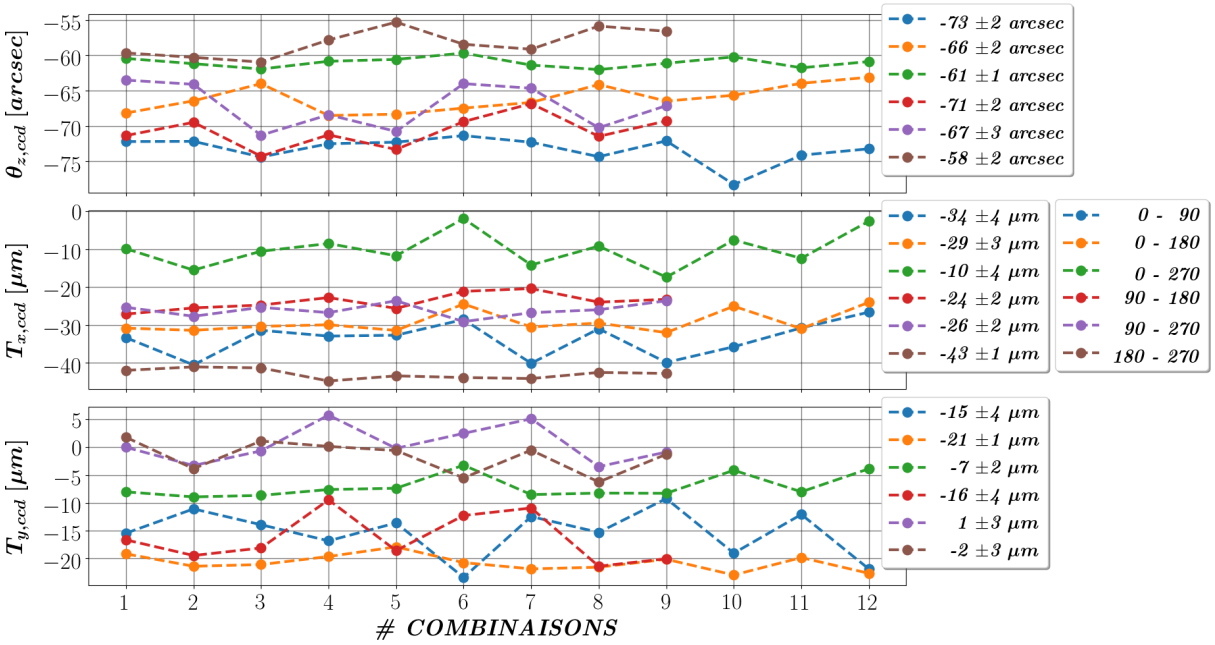


FIGURE 3.39 Variation de l'estimation des trois paramètres de transformation de la CCD, à savoir $\theta_{z,ccd}$, $T_{x,ccd}$ et $T_{y,ccd}$, en fonction des différentes combinaisons possibles par couple de positions en rotation du banc optique. Les données exploitées sont celles produites de la série de mesures dédiée à l'étude de répétabilité. Pour une combinaison donnée de deux positions en rotation du banc, une courbe est associée et couleur codée telle que spécifiée en légende. La valeur moyenne et l'écart type de chaque courbe sont indiqués en légende.

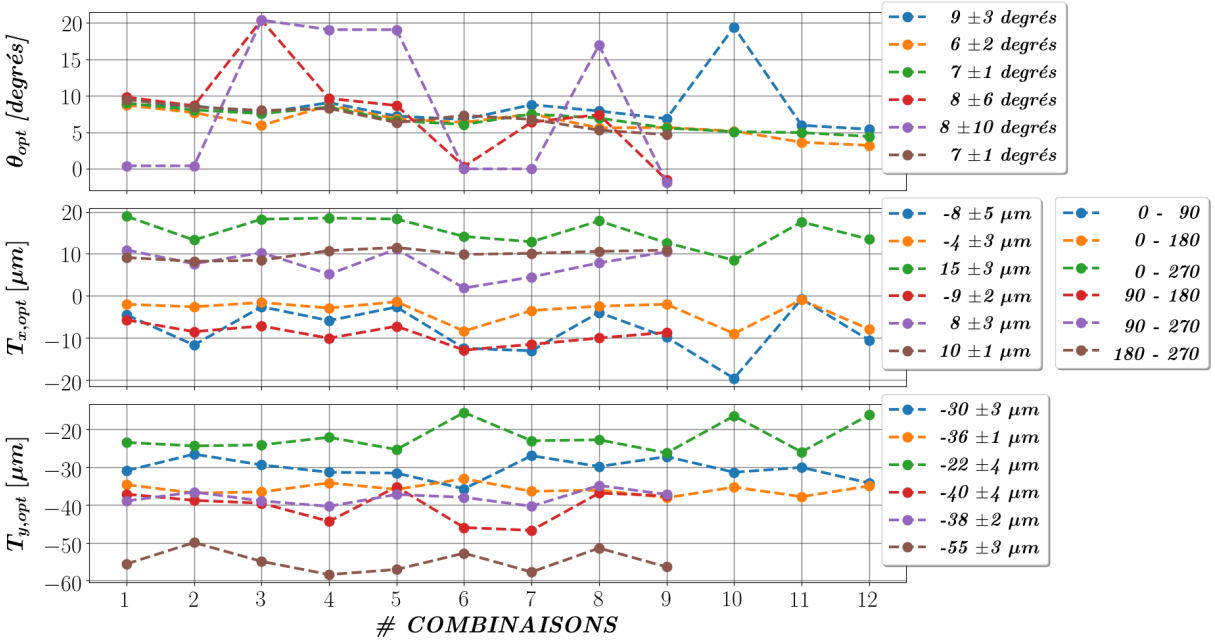


FIGURE 3.40 Variation de l'estimation de trois paramètres de la transformation induite par l'optique, à savoir $\theta_{z,opt}$, $T_{x,opt}$ et $T_{y,opt}$, en fonction des différentes combinaisons possibles par couple de positions en rotation du banc optique. Les données exploitées sont celles produites de la série de mesures dédiée à l'étude de répétabilité. Pour une combinaison donnée de deux positions en rotation du banc, une courbe est associée et couleur codée telle que spécifiée en légende. La valeur moyenne et l'écart type de chaque courbe sont indiqués en légende.

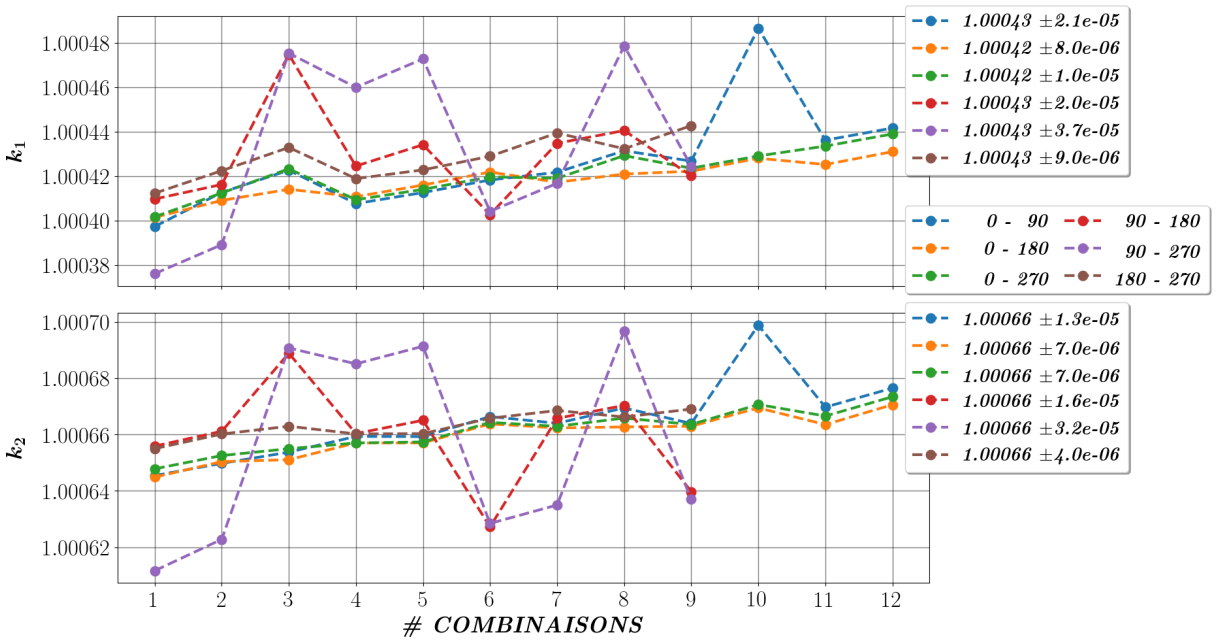


FIGURE 3.41 Variation de l'estimation de deux paramètres de la transformation induite par l'optique, à savoir k_1 et k_2, en fonction des différentes combinaisons possibles par couple de positions en rotation du banc optique. Les données exploitées sont celles produites de la série de mesures dédiée à l'étude de répétabilité. Pour une combinaison donnée de deux positions en rotation du banc, une courbe est associée et couleur codée telle que spécifiée en légende. La valeur moyenne et l'écart type de chaque courbe sont indiqués en légende.

plate à faces parallèles $\epsilon_{//} = \pm 3\,\mu\text{m}$ et de celle lié au défaut de parallélisme de la platine d'interface $\epsilon_{platine} = \pm 1.4\,\mu\text{m}$, soit une erreur systématique globale $\epsilon_{tot} = \pm 5\,\mu\text{m}$ à intégrer dans $\sigma\left[T_{x,ccd}, T_{y,ccd}\right]$. En résumé, les incertitudes définies dans cette section pour les trois paramètres cibles sont : $\sigma\left[\theta_{z,ccd}\right] = 20''$ pour la rotation CCD et $\sigma\left[T_{x,ccd}, T_{y,ccd}\right] = 15\,\mu\text{m}$ pour la translation CCD, équivalent à la largeur d'un pixel.

Les valeurs obtenues des paramètres de transformation optique renseignent de la qualité du réglage par auto-collimation, autrement dit de l'amplitude du désalignement optique. En particulier, les deux composantes $T_{x,opt}$ et $T_{y,opt}$ indiquent l'inclinaison globale du faisceau d'éclairement par rapport à l'axe optique du cryostat et les deux coefficients k_1 et k_2, du même ordre de grandeur que ceux observés dans la simulation, indiquent l'amplitude de la déformation du motif de spots due à l'optique. La composante $T_{x,opt}$ est proche de 0 tandis que celle $T_{y,opt}$ vaut environ $-40\,\mu\text{m}$, soit une inclinaison moyenne du faisceau autour de X_{cryo} de $\frac{T_{y,opt}}{f_{\mu L}} \sim -4.2'$, vérifiant au passage les conditions de validité de l'approximation de Fresnel. Le coefficient k_2 diffère au maximum de l'unité de $+7 \times 10^{-4}$, équivalent à une dilatation en bord de la région CCD de $+30\,\mu\text{m}$. Par conséquent, le faisceau d'éclairement est divergent et la source est avancée près du miroir par rapport au point focal.

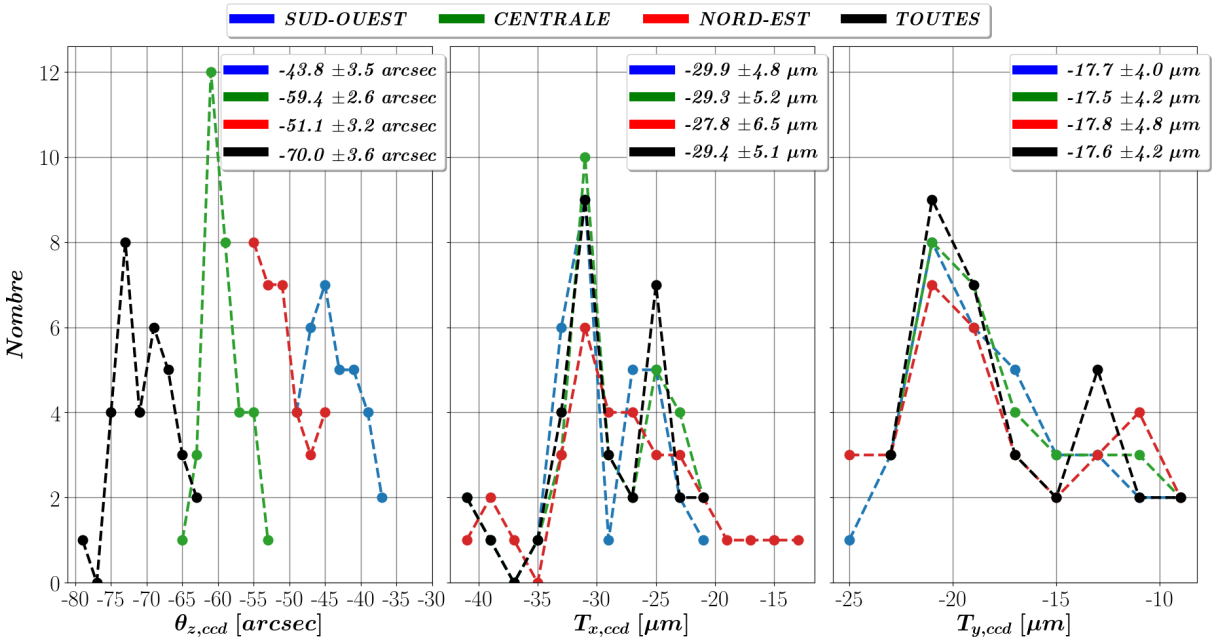


FIGURE 3.42 Nombre d'occurrences des valeurs des trois paramètres de transformation de la CCD, à savoir $\theta_{z,ccd}$, $T_{x,ccd}$ et $T_{y,ccd}$, estimés à partir des mesures associées aux trois matrices de μL prises individuellement puis de celles toutes matrices réunies. Les données exploitées sont celles produites de la série de mesures dédiée à l'étude de répétabilité, excepté celles acquises en position à 270 degrés du banc qui sont exclues car jugées peu fiables. Toutes les combinaisons possibles par couple de positions en rotation du banc optique sont confondues. Pour une matrice de μL donnée, la courbe correspondante est couleur codée telle que spécifiée en légende où la désignation fait référence à la position de la matrice en position 0 degré du banc optique. La valeur moyenne et l'écart type de chaque histogramme sont indiqués en légende.

Mesures des CCD du SM06

Le tableau 3.18 ci-dessous fournit les estimations des trois paramètres de transformation CCD mesurés pour chacune des trois CCD des cryostats du SM06. Les valeurs indiquées sont conformes aux spécifications de DESI dans les trois degrés de liberté contrôlés. De plus, les écarts types associés ainsi que les valeurs extremum sont en accord avec les incertitudes de mesure définies précédemment sur ces paramètres. Le lecteur a pu remarquer que ces résultats ne concordent pas avec les valeurs indiquées dans les tableaux de la section 3.5.2 relative aux tests préliminaires du banc optique. En effet, au moment de la réalisation de ces tests, un défaut mécanique, désormais corrigé, a été rencontré dû à une mauvaise fixation sur la bride du banc optique de la pièce en étoile solidaire du support des matrices de μL entraînant une rotation de l'ensemble autour de l'axe Z_{BO}. Cela ne change en rien les conclusions formulées quant à l'amplitude de l'effet du fléchissement des profilés et quant à la robustesse de la détermination de la rotation CCD. Les estimations des paramètres cibles pour les CCD rouges et NIR sont affectées du défaut électronique présenté section suivante.

TABLE 3.18 Estimation des paramètres cibles de transformation des trois CCD du SM06. Ces résultats sont obtenus en combinant par paire les mesures réalisées dans les différentes positions offertes par le banc optique, excepté celles acquises en position à 270 degrés du banc qui sont exclues car jugées peu fiables. La CCD bleue a bénéficié de trois mesures en position à 0 degré et de deux à 90 et 180 degrés, soit au total seize combinaisons possibles. Les CCD rouges et NIR ont bénéficié de deux mesures à 0 degré et une seule mesure à 90 et 180 degrés, soit au total 5 combinaisons possibles. La valeur moyenne et l'écart type des estimations des paramètres cibles issues de ces combinaisons multiples sont indiqués. De plus, sont renseignées entre parenthèses les valeurs maximum et minimum associées.

CAM	$\boldsymbol{\theta_{z,ccd}}$	$\boldsymbol{T_{x,ccd}}$ [µm]	$\boldsymbol{T_{y,ccd}}$ [µm]
B06	$-44'' \pm 2.6''$ $(-41'', -51'')$	$+15 \pm 3.2$ $(+11, +21)$	$+13 \pm 2.4$ $(+8, +17)$
R06	$-19'' \pm 6.6''$ $(-11'', -27'')$	$+18 \pm 2.7$ $(+15, +22)$	$+5 \pm 3.8$ $(0, +10)$
Z06	$+36'' \pm 3.4''$ $(+42'', +32'')$	$+8 \pm 9.4$ $(-5, +19)$	-16 ± 6.0 $(-22, -6)$

3.5.4 Défauts électroniques identifiés

La transformation affine connectant la position des μL à celle des centroïdes des spots identifiés sur les images CCD prédit que les intervalles évalués directement entre spots appariés à des μL associées soit à une même ligne, soit à une même colonne de la grille de μL sont identiques respectivement entre lignes et colonnes. La figure 3.43 affiche les intervalles mesurés entre spots sur une image produite d'une CCD bleue en fonction des deux axes du capteur. Ce résultat est aussi un bon moyen d'estimer la précision de définition des centroïdes des spots images : la majorité des points est toujours comprise entre $\pm 2\,\mu\mathrm{m}$ de la valeur médiane.

Ce test a permis d'identifier deux défauts électroniques. La figure 3.44 montre un défaut occasionnel survenant sur les capteurs CCD environ une image sur cent. Il se traduit par un décalage symétrique des spots de la valeur d'un pixel, soit de $-15\,\mu\mathrm{m}$, de part et d'autre de la frontière nord-sud des quadrants du capteur. En fait, les deux lignes de pixels situées de chaque côté sont omises lors de la lecture de la CCD. La grille de spots se resserrent virtuellement de $-30\,\mu\mathrm{m}$ verticalement au niveau de cette frontière nord-sud. Cette anomalie ponctuelle des capteurs CCD révélée grâce au banc optique a été signalée à la collaboration DESI. L'erreur dans la programmation de la FEE à l'origine de cette anomalie a été corrigée. La figure 3.45 montre un défaut systématique survenant uniquement sur les capteurs dans le rouge/-NIR. Il se traduit par un décalage symétrique des spots d'une valeur d'environ $2\,\mu\mathrm{m}$ de part et d'autre de la frontière est-ouest des quadrants du capteur. Les spots se rapprochent virtuellement d'environ $4\,\mu\mathrm{m}$ horizontalement au niveau de cette frontière est-ouest. Cette anomalie systématique des capteurs dans le rouge et dans le NIR, révélée grâce au banc optique, a été signalée à la collaboration DESI.

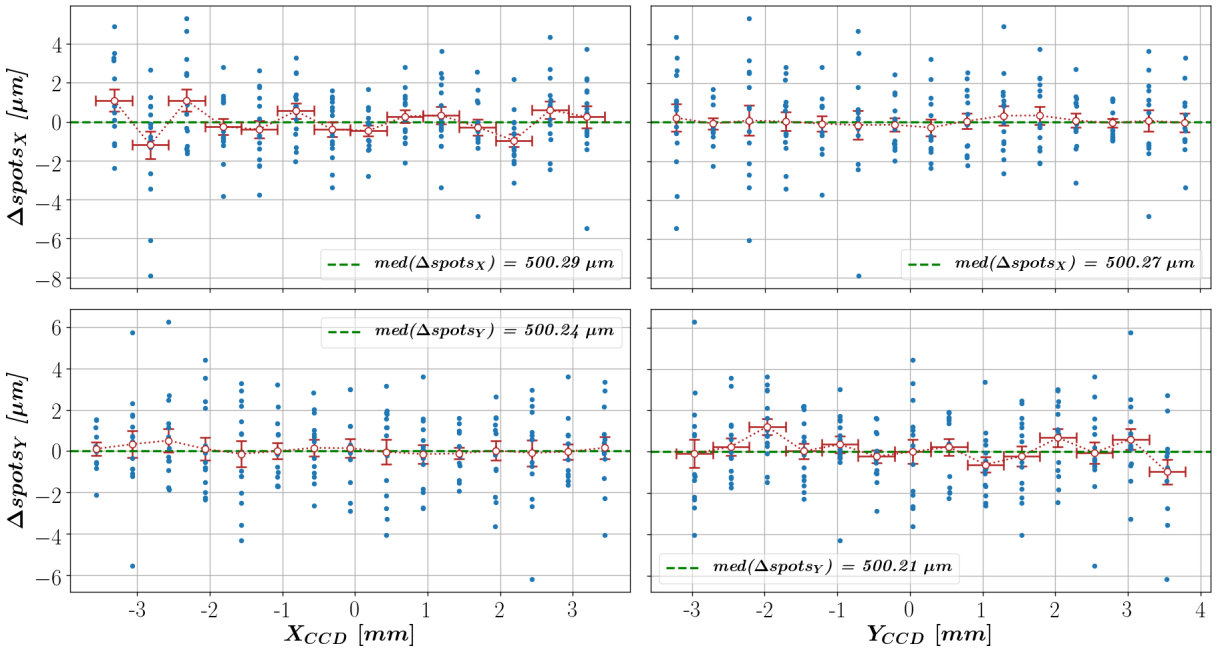


FIGURE 3.43 Affichage des intervalles mesurés entre les spots images identifiés sur l'image réelle figure 3.33 acquise de la CCD bleue du SM08 en fonction de leur position dans le repère plan de la CCD pour une position à 0 degré du banc optique. Seuls les spots projetés par la matrice de μL centrale, située à l'intersection des quatre quadrants du capteur, sont exploités ici. Ces intervalles sont matérialisés par les points bleus et sont soustraits d'une valeur médiane explicitée ci-après. Ils correspondent à l'écart calculé entre les centroïdes des spots appariés à deux μL plus proches voisines, donc espacées physiquement de $500\,\mu\mathrm{m}$ et de plus alignées soit parallèles avec les lignes, soit parallèles avec les colonnes de la grille de μL. Dans le premier cas, l'écart noté $\Delta spots_X$ est projeté le long de l'axe X_{CCD}. Dans le second cas, l'écart noté $\Delta spots_Y$ est projeté le long de l'axe Y_{CCD}. Les marqueurs rouges représentent la valeur moyenne des intervalles par groupe de spots plus proches voisins associés soit à une même colonne, soit à une même ligne de la matrice de μL, respectivement lorsque ces intervalles sont exprimés en fonction de X_{CCD} ou de Y_{CCD}. L'abscisse de ces marqueurs est donnée par la position moyenne du groupe de spots. Les deux extrémités de la barre horizontale de ces marqueurs indiquent les positions moyennes des spots situés de part et d'autre de la position moyenne du groupe de spots. La barre verticale indique l'erreur sur la valeur moyenne. La droite horizontale verte indique la valeur médiane, reportée dans la légende, des valeurs moyennes par groupe de points.

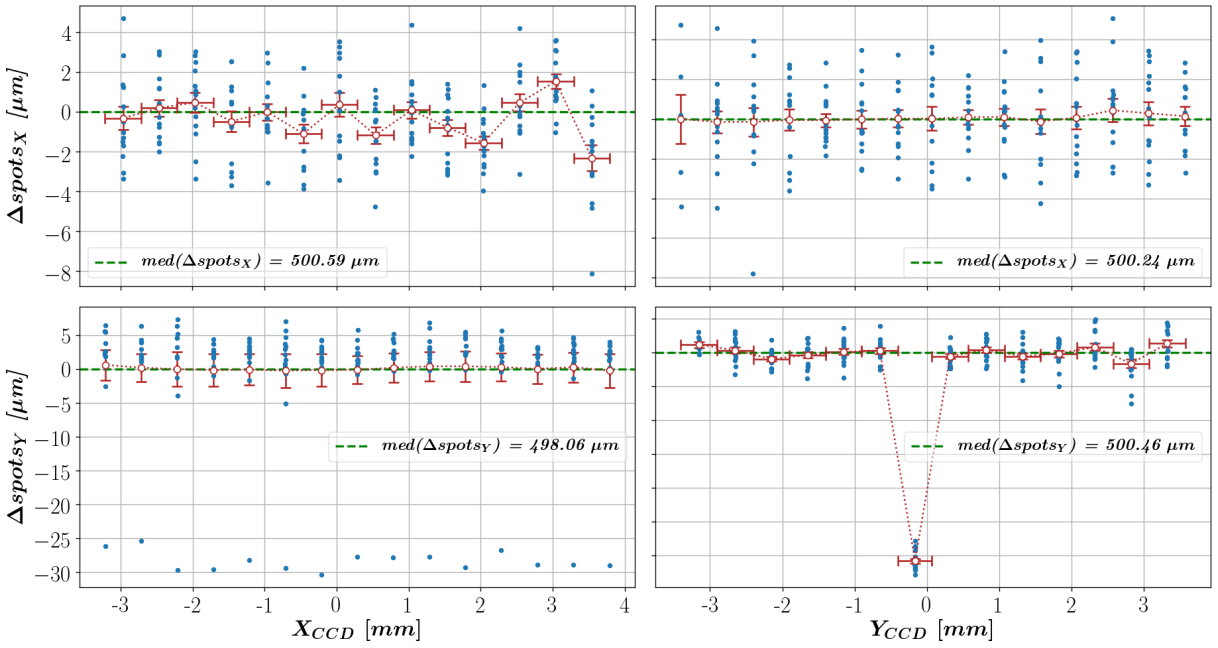


FIGURE 3.44 Figure analogue à celle 3.43. Ces résultats sont obtenus à partir d'une image réelle acquise de la CCD bleue du SM08 pour une position à 270 degrés du banc optique. Un défaut électronique survenant occasionnellement sur les capteurs CCD est ici clairement observé sur la sous-figure en bas à droite.

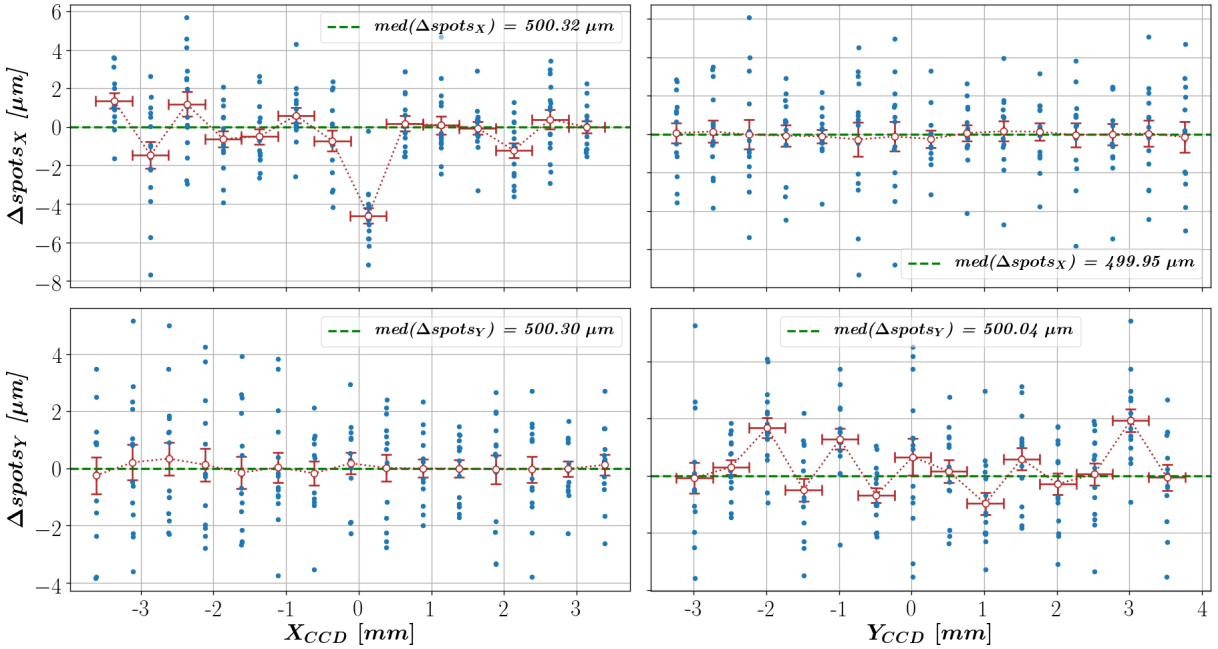


FIGURE 3.45 Figure analogue à celle 3.43. Ces résultats sont obtenus à partir d'une image réelle acquise de la CCD rouge du SM06 pour une position à 0 degré du banc optique. Un défaut électronique survenant systématiquement sur les CCD rouges et NIR est ici clairement observé sur la sous-figure en haut à gauche.

3.6 Conclusion

Le développement de ce dispositif de métrologie m'a amené à pratiquer plusieurs activités et a montré la synergie entre ces différents aspects du projet : conception et simulation numérique du système optique, conception de la structure mécanique responsable de l'alignement des composants optiques, mesure des matrices de μL en salle blanche et acquisition et traitement des images produites par les CCD.

Le prototype du banc optique mis au point constitue une preuve de concept. Les résultats obtenus ont démontré la robustesse de la mesure de la rotation de la CCD donnée à $\pm 20''$ et la capacité de l'outil à estimer les paramètres de translation de la CCD à $\pm 15\,\mu\mathrm{m}$, erreurs systématiques comprises. Ils ont aussi confirmé que les cryostats testés vérifiaient les spécifications de DESI. Les opérations de validation des spectrographes réalisées à Winlight (c.f. section 2.2.6) ont également toujours montré que les spectres projetés sur les CCD étaient entièrement collectés. De plus, cet outil s'est avéré très puissant pour identifier et caractériser des phénomènes électroniques subtils. Des décalages anormaux des spots projetés ont été observés, soient occasionnels de $30\,\mu\mathrm{m}$ sur tous les capteurs, soient systématiques d'environ $4\,\mu\mathrm{m}$ exclusivement sur les capteurs dans le rouge et le NIR. Ce premier défaut a pu être rectifié par la collaboration DESI. Ceci incite à étendre la surface couverte par les matrices de μL à toute la CCD.

Ce prototype de l'outil microlentilles a donc démontré des performances déjà très intéressantes pour contrôler l'alignement de capteurs et les caractériser en dépit d'un budget limité et d'une conception mécanique modeste. Une version plus perfectionnée est envisageable pour être mis à profit sur d'autres instruments comme le LSST [11]. Plusieurs pistes d'améliorations sont à considérer. Certaines faiblesses mécaniques sont à corriger comme la structure du banc non invariante par rotation en raison de son architecture asymétrique et sa position à 270 degrés inexploitable car jugée défaillante. Il serait aussi judicieux de déporter la fixation des équerres sur la bride du banc optique, donc hors de la pièce en étoile sur laquelle est maintenu le support des matrices de μL. Cette modification éviterait toute sollicitation mécanique exercée par les profilés et le miroir suspendu à leur extrémité, rien que par la charge soutenue, sur les pièces directement en contact avec les matrices de μL, ceci afin de garantir la stabilité de la position des μL. Les matrices de μL pourrait ainsi rester immobiles et seul le système d'éclairement pivoterait. Rappelons que cette étude est basée sur deux hypothèses fondamentales liés au système pin-slot. Le système pin-slot double de la platine d'interface est supposé aligner conjointement les deux brides, celle du cryostat et celle du banc optique, et offrir quatre positions en rotation bien maîtrisées, espacées idéalement de 90 degrés. De plus, le fonctionnement du banc optique repose sur la qualité de la reconstruction sur la machine Voyager du repère pin-slot dans lequel les matrices de μL sont mesurées et sur l'hypothèse de grilles de μL parfaitement régulières.

Bibliographie

[1] Joseph W. Goodman. *Introduction to Fourier optics*. 2005.

[2] Warren J. Smith. *Modern optical engineering. The design of optical systems*. 1966.

[3] Sellmeier. Zur erklärung der abnormen farbenfolge im spectrum einiger substanzen. *Annalen der Physik*, 219(6) :272–282, Jan 1871.

[4] Charles Lane Poor. The aberration of parabolic mirrors. *The Astrophysical Journal*, 7 :114, Feb 1898.

[5] Yosef Meller et al. Kaleidoscope homogenizers sensitivity to shading. *Solar Energy*, 88 :204–214, 02 2013.

[6] Peter B. Stetson. Daophot : A computer program for crowded-field stellar photometry. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 99 :191, Mar 1987.

[7] Larry Bradley et al. astropy/photutils : v0.6, Jan 2019.

[8] F. James et al. Minuit – a system for function minimization and analysis of the parameter errors and correlations. *Computer Physics Communications*, 10 :343–367, dec 1975.

[9] iminuit team. iminuit – a python interface to minuit. `https://github.com/scikit-hep/iminuit`. Accessed : 2018-03-05.

[10] Jay Anderson and Ivan R. King. Toward high-precision astrometry with wfpc2. i. deriving an accurate point-spread function. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 112(776) :1360–1382, Oct 2000.

[11] Željko Ivezić et al. Lsst : From science drivers to reference design and anticipated data products. *The Astrophysical Journal*, 873(2) :111, Mar 2019.

Chapitre 4

Sélection des quasars cibles

Sommaire

4.1 Relevés photométriques . . . 146
4.1.1 Spécifications des relevés au sol . . . 147
4.1.2 DECaLS (Dark Energy Camera Legacy Survey) . . . 150
4.1.3 BASS (Beijing-Arizona Sky Survey) . . . 150
4.1.4 MzLS (Mosaic z-band Legacy Survey) . . . 150
4.1.5 WISE (Wide-Field Infrared Survey Explorer) . . . 151
4.2 Les quasars . . . 152
4.2.1 Physique des quasars . . . 153
4.2.2 Spectre des quasars . . . 155
4.2.3 Vers la sélection des quasars . . . 157
4.2.4 Fonction de luminosité des quasars . . . 160
4.2.5 Catalogue de quasars . . . 161
4.3 Technique de sélection des quasars . . . 165
4.3.1 Collecte et préparation des données . . . 165
4.3.2 Machine learning et algorithme de classification . . . 173
4.3.3 Échantillons d'entraînement . . . 184
4.3.4 Échantillons de test et métriques . . . 186
4.4 Scénarios de sélection testés . . . 191
4.4.1 Méthode classique des coupures couleurs . . . 191
4.4.2 Techniques basées sur des *Random Forest* . . . 193
4.4.3 Résultats . . . 194
4.5 Conclusion . . . 207
Bibliographie . . . 209

Motivation

L'instrument DESI dispose d'un spectrographe multi-objet à fibres optiques auquel il faut donc fournir une liste de cibles à pointer. Chaque tête de fibre du plan focal est alors orientée par son positionneur en direction d'une cible afin d'en collecter la lumière reçue. Il serait irréalisable de mesurer le spectre de tous les objets visibles qui en outre ne présentent pas nécessairement d'intérêt pour la physique étudiée. Par conséquent, il est essentiel d'effectuer préalablement aux observations une sélection d'objets candidats dont le spectre sera ensuite mesuré à l'aide du spectrographe.

La densité de quasars est beaucoup plus faible en proportion de la densité d'étoiles ou de galaxies. Par exemple, en bordure de la région d'observation, au voisinage de la Voie Lactée, la densité stellaire peut être 1000 fois supérieure à la densité de QSO. Étant donné que les quasars sont des objets qui apparaissent ponctuels sur les images photométriques, tout comme les étoiles, leur sélection est donc particulièrement délicate. La sélection des quasars cibles conduit au développement de techniques de classification d'objets inédites pour DESI et qui font appel au domaine de l'apprentissage automatique, ou machine learning (ML). Le tableau 2.1 indique que la classe des QSO représente $260 \,/\, \mathrm{deg}^2$ candidats à pointer au sein de la région du ciel sondée par DESI de $14\,000\,\mathrm{deg}^2$, soit un budget total d'environ 3.6 millions de cibles. DESI exige en outre une pureté minimum de l'échantillon de quasars candidats de 65%, c'est-à-dire qu'au moins $170 \,/\, \mathrm{deg}^2$ sur les $260 \,/\, \mathrm{deg}^2$ cibles à observer soient des QSO confirmés, dont $50 \,/\, \mathrm{deg}^2$ à z > 2.1.

4.1 Relevés photométriques

Les relevés photométriques ont pour but de générer et fournir à DESI les données à partir desquelles seront sélectionnées les cibles à observer. Ces données sont issues de trois programmes dédiés d'imagerie au sol et dans le visible et réunis au sein du projet nommé Legacy Imaging Surveys [1]. Il s'agit des programmes DECaLS (Dark Energy Camera Legacy Survey), BASS (Beijing-Arizona Sky Survey) et MzLS (Mosaic z-band Legacy Survey). Ensemble, ils sondent les $14\,000\,\mathrm{deg}^2$ de la région du ciel couverte par DESI telle que représentée sur la figure 4.1 dans trois bandes photométriques notées g, r et z. Cette région du ciel observée, désignée aussi ci-après par le terme anglais *footprint*, est divisée en deux sous-régions, celle du North Galactic Cap (NGC) et celle du South Galactic Cap (SGC), qui sont situées de part et d'autre du plan galactique. De plus, s'ajoutent les données produites par le satellite WISE en proche-infrarouge (IR) et qui couvrent la totalité du ciel. Tous ces programmes d'imagerie sont résumés dans le tableau 4.1. DESI a exigé spécialement la mis en place de ces trois nouveaux programmes

d'imagerie étant donné qu'aucune donnée photométrique suffisamment profonde pour sélectionner les cibles de DESI et/ou couvrant une large région du ciel observable depuis le Kitt Peak n'étaient disponibles. Par exemple, les données SDSS [2] sont trop peu profondes, de l'ordre de 1 à 1.5 mag trop justes, tandis que celles de DES [3], certes assez profondes, ne couvrent que $1000\,\mathrm{deg}^2$ en commun avec le footprint de DESI.

TABLE 4.1 Résumé des télescopes utilisés pour les relevés d'imagerie.

Relevés/ Instruments	Bandes	Surface (deg^2)	Région du ciel	Statut
DECaLS/Blanco DECam	g,r,z	9k	NGC+SGC (Dec $\leqslant 32°$)	Terminé en janvier 2019
BASS/Bok 90Prime	g,r	5k	NGC (Dec $\geqslant 32°$)	Terminé en janvier 2019
MzLS/Mayall MOSAIC-3	z	5k	NGC (Dec $\geqslant 32°$)	Terminé en février 2018
WISE-W1	3.4	Ciel entier	Ciel entier	Terminé
WISE-W2	4.6	Ciel entier	Ciel entier	Terminé

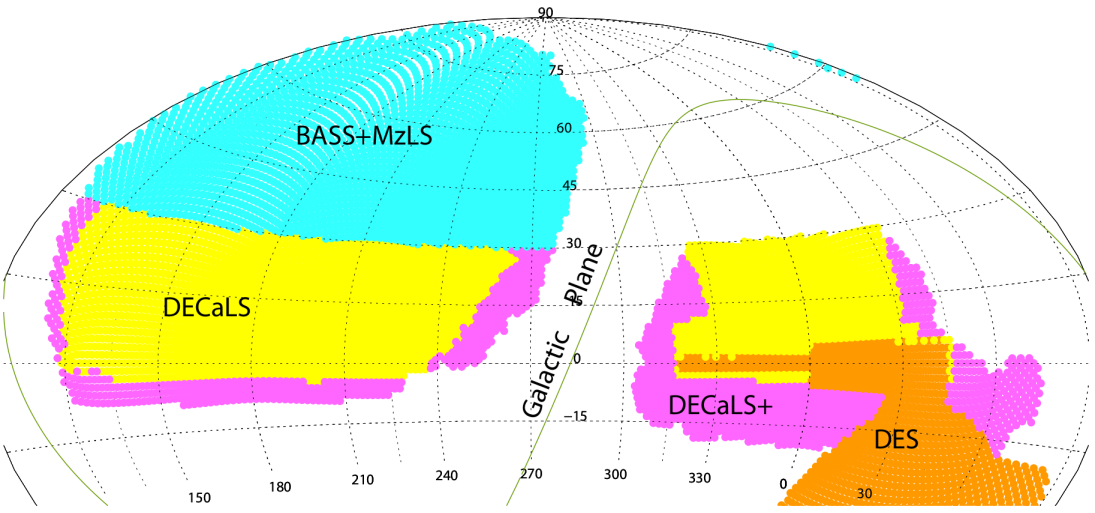


FIGURE 4.1 Régions du ciel imagées par les trois programmes du projet DESI Legacy Imaging Surveys. La région non contiguë située à DEC $\leqslant 32°$ est couverte dans les bandes g, r et z par les programmes DECaLS (Dark Energy Camera Legacy Survey, en jaune et violet) et DES (Dark Energy Survey, en orange) à l'aide de la caméra Dark Energy Camera (DECam) fixée sur le télescope Blanco de 4 mètres situé au Cerro Tololo Inter-American Observatory. L'imagerie de la région située exclusivement dans l'hémisphère galactique Nord à DEC $\geqslant 32°$ (en bleu) est assurée par le programme BASS (Beijing-Arizona Sky Survey) dans les bandes g et r à l'aide de la caméra 90Prime fixée sur le télescope Bok de 2.3 mètres et par le programme MzLS (Mosaic z-band Legacy Survey) dans la bande z à l'aide de la caméra MOSAIC-3 fixée sur le télescope Mayall de 4 mètres. Ces deux derniers instruments sont situés au Kitt Peak National Observatory. Figure extraite de [1].

4.1.1 Spécifications des relevés au sol

Les magnitudes sont toujours exprimées dans cette thèse dans le système de magnitude AB. De plus, les magnitudes limites indiquées et accessibles par l'instrument concerné sont définies

comme la magnitude de détection limite à 5σ d'un point source pour la bande photométrique considérée.

Le succès d'un projet d'imagerie pour les BAO tient à sa capacité à sonder une vaste région du ciel de manière homogène sur tout le footprint, à la fois en termes de qualité des images et de profondeur photométrique, notamment pour faciliter le développement des techniques de sélection des cibles, à l'aide d'un système offrant un grand champ de vue et ce même dans plusieurs bandes spectrales possibles. À cet égard, l'idéal serait de disposer d'une imagerie produite par un seul et unique instrument sur l'ensemble du footprint. Cependant, produire cette imagerie dans les trois bandes spectrales requises grz et couvrir l'intégralité du footprint très étendu de DESI en une période limitée d'environ trois ans, avec en plus l'absence de moyen performant d'imagerie grand champ pour sonder le NGC, représente un défi. La solution retenue a donc été de faire appel à la combinaison de trois plateformes d'observation toutes gérées par le National Optical Astronomy Observatory.

D'un point de vue des résultats cosmologiques, que le footprint présente des portions omises n'est pas dramatique à condition qu'un masque détaillé et bien caractérisé soit fourni afin d'être intégré dans l'analyse de clustering. En fait, la perte d'information est plus ou moins proportionnelle à la fraction du footprint perdue.

DECaLS étant le premier relevé des trois à démarrer, il a servi à établir la stratégie d'observation et a contraint les propriétés des filtres optiques passe-bandes grz des deux autres programmes, BASS et MzLS, afin d'obtenir des réponses spectrales des filtres au plus proche entre les trois relevés et ainsi des mesures photométriques comparables. Le tableau 4.2 donne les spécifications relatives à la profondeur d'imagerie et à la qualité de visibilité, ou *seeing* en anglais, dans les trois bandes grz pour les trois relevés au sol. La qualité de visibilité quantifie la dégradation de la résolution optique de l'instrument principalement due aux turbulences atmosphériques. Cette grandeur sert donc à caractériser la qualité optique du ciel. La figure 4.2 représente les transmissions dans les bandes grz des trois instruments terrestres mis en œuvre.

TABLE 4.2 Profondeur des observations et qualité de la visibilité pour les relevés d'imagerie.

Relevés	Profondeur (mag)			Qualité de visibilité (")		
	g	r	z	g	r	z
DECaLS	24.7	23.9	23.0	1.32	1.24	1.14
BASS	24.4	23.9		1.85	1.63	
MzLS			23.0			1.16

La stratégie d'observation adoptée consiste en trois passages qui parcourent à chaque fois l'intégralité du footprint. Ce dernier est segmenté en un pavage régulier légèrement décalé entre chaque passage afin d'atteindre la profondeur requise et de combler les espaces vides présents

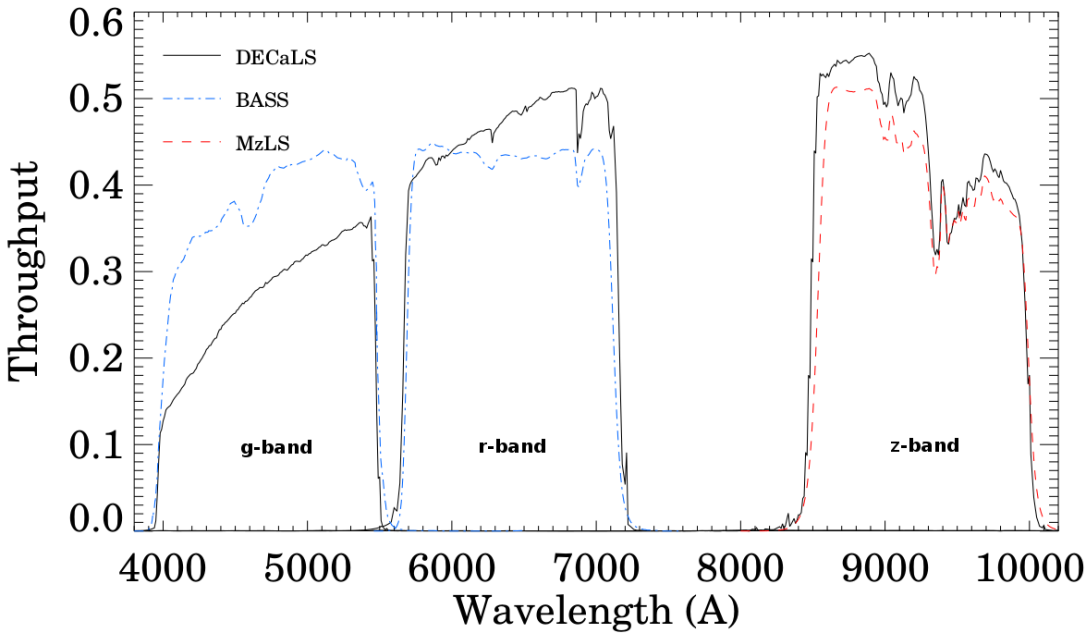


FIGURE 4.2 Transmission en fonction de la longueur d'onde des filtres passe-bandes utilisés pour le Legacy Imaging Surveys dans les trois bandes photométriques grz. Pour chaque combinaison considérée ; associée à DECaLS, BASS ou MzLS et conjuguant un télescope, un filtre et une caméra ; la transmission globale du système est représentée. Celle-ci intègre l'effet cumulé de la transmission nominale de l'atmosphère au lieu d'implantation de l'instrument, de la réflectivité et de l'obscuration du miroir primaire, de la transmission du correcteur, de la transmission du filtre dans la bande considérée g, r ou z et de l'efficacité quantique moyenne du capteur CCD. Figure extraite de [1].

entre les CCD des capteurs non jointes les unes aux autres. Au moins un des trois passages exige des conditions d'observation dites "photométriques" (transparence du ciel supérieure à 90% et ciel dégagé) et un seeing inférieur à $1.3''$ pour DECaLS et MzLS et inférieur à $1.7''$ pour BASS. De plus, les observations en bandes g et r ne sont permises qu'en l'absence de la lune. Enfin, $\sim 400\,\mathrm{deg}^2$ correspondent à des zones de recouvrement entre ces trois relevés de manière à réaliser un étalonnage croisé et déterminer ainsi les transformations à appliquer entre les différentes photométries pour convertir celles de MzLS+BASS vers celles de DECaLS, ou vice-versa. Ces $\sim 400\,\mathrm{deg}^2$ se décomposent en $\sim 100\,\mathrm{deg}^2$ distribués en plusieurs zones au sein du Stripe82 ainsi qu'en une bande de $\sim 300\,\mathrm{deg}^2$ à $32° < \mathrm{DEC} < 34°$ située le long de la frontière entre la sous-région du NGC observée par DECaLS et celle du NGC observée par les deux autres programmes, BASS et MzLS.

Ces relevés au sol bénéficient aussi d'une stratégie d'observation dynamique afin d'optimiser l'efficacité de l'imagerie et toujours dans un souci d'en garantir l'uniformité. Ainsi, le temps de pause nominal calculé initialement pour chaque exposition est réajusté et réévalué en temps réel pour tenir compte des conditions variables d'observation données entre autres par la mesure du seeing, de la transparence et de la luminosité du ciel à l'aide de l'analyse des images acquises et d'appareils de télémétrie de l'atmosphère.

La qualité d'imagerie au Mayall est considérablement meilleure que celle au Bok. C'est pourquoi les observations en bande z seront privilégiées pour la détection puis la détermination de la morphologie des sources extraites afin de tirer profit de la meilleure résolution, au sens de la PSF, dans cette bande.

4.1.2 DECaLS (Dark Energy Camera Legacy Survey)

Le Dark Energy Camera Legacy Survey (DECaLS) mobilise l'instrument constitué du télescope de 4 mètres Blanco situé au Cerro Tololo Inter-American Observatory au Chili et conjugué à la caméra Dark Energy Camera (DECam) [4]. Cet instrument offre un grand champ de vue de $3.2\,\mathrm{deg}^2$ et une sensibilité élevée sur une large plage spectrale, de 400 à 1000 nm. Au vu de ses qualités, il se révèle très efficace et idéal pour réaliser un relevé d'imagerie grand champ. C'est pourquoi DECaLS assure à lui seul l'imagerie de deux tiers du footprint de DESI, en fait deux des trois principales sous-régions à couvrir, et ce dans les trois bandes spectrales grz. Au total, ce sont $\sim 9350\,\mathrm{deg}^2$ du ciel observés partagés entre $\sim 3580\,\mathrm{deg}^2$ dans le SGC et $\sim 5770\,\mathrm{deg}^2$ dans le NGC. À cela s'ajoutent $\sim 1130\,\mathrm{deg}^2$ déjà explorés par DES dans le SGC, et non réobservés par DECaLS. Celui-ci a démarré sa mission en août 2014 qui s'est achevée en janvier 2019 après 145 nuits d'observation.

4.1.3 BASS (Beijing-Arizona Sky Survey)

Le Beijing-Arizona Sky Survey (BASS) [5] mobilise l'instrument constitué du télescope de 2.3 mètres Bok situé au Kitt Peak National Observatory en Arizona et conjugué à la caméra 90Prime [6]. Cet instrument offre un champ de vue de $1.12\,\mathrm{deg}^2$. Son filtre en bande r a été remplacé pour minimiser les différences en transmission avec celui de DECaLS. BASS est chargé d'imager au total dans les bandes gr $\sim 5600\,\mathrm{deg}^2$ du ciel partagés entre $\sim 100\,\mathrm{deg}^2$ dans le SGC et $\sim 5500\,\mathrm{deg}^2$ dans le NGC à DEC > 32°. BASS a démarré sa mission au printemps 2015 qui s'est achevée en janvier 2019 après 250 nuits d'observation. Suite à des dysfonctionnements de l'électronique de lecture de sa caméra, BASS a connu une interruption pour réparation en automne 2015.

4.1.4 MzLS (Mosaic z-band Legacy Survey)

Le Mayall z-band Legacy Survey (MzLS) mobilise l'instrument constitué du télescope de 4 mètres Mayall situé au Kitt Peak National Observatory en Arizona et conjugué à la caméra Mosaic3 [7]. Cet instrument offre un champ de vue inférieur à $1.1\,\mathrm{deg}^2$. Il a connu en 2015 une modernisation majeure de son plan focal désormais équipé de la nouvelle caméra Mosaic3 et

d'un nouveau filtre en bande z afin d'améliorer notablement son efficacité de transmission et minimiser les différences avec DECaLS. MzLS complète BASS en imageant la même région du ciel mais cette fois-ci observée dans la bande z. MzLS a démarré sa mission en février 2016 qui s'est achevée en février 2018 après 383 nuits d'observation. Depuis cette date d'arrêt, l'instrument subit des opérations d'aménagement et d'installation des équipements dédiés à DESI.

4.1.5 WISE (Wide-Field Infrared Survey Explorer)

Wide-field Infrared Survey Explorer (WISE) [8] est un satellite chargé de balayer l'ensemble du ciel dans l'infrarouge moyen, plus précisément dans quatre bandes photométriques notées W1, W2, W3 et W4 respectivement centrées en 3.4, 4.6, 12 et 22 $\mu\mathrm{m}$, avec une résolution moyenne de $6''$. WISE a connu plusieurs phases opérationnelles. Il a effectué une première mission de janvier 2010 jusqu'en septembre 2010, soit 9 mois au cours desquels il a produit un sondage complet du ciel dans les quatre bandes photométriques. Une seconde mission désignée NEOWISE [9] prolonge son activité d'octobre 2010 à février 2011, soit 4 mois additionnels exclusivement consacrés à des mesures supplémentaires en bandes W1 et W2 compte tenu de l'épuisement du liquide nécessaire au refroidissement de ses deux autres capteurs en bandes W2 et W3. Aujourd'hui, WISE est toujours actif depuis sa réactivation en décembre 2013 pour la mission nommée NEOWISE-Reactivated [10]. Ces nouvelles observations donnent lieu à une publication annuelle constituée des nouvelles expositions acquises ainsi que du catalogue actualisé AllWISE des sources extraites [11, 12]. La combinaison de ces observations répétées permet d'accroître la profondeur de l'imagerie et d'accéder à des magnitudes limites plus élevées. En moyenne, un gain de 0.5 magnitude est obtenu dans les bandes W1 et W2 par rapport aux images issues des deux premières missions, portant respectivement les magnitudes limites dans ces deux bandes environ à 20.5 et 19.8.

DESI exploite uniquement les données en bandes W1 et W2 pour la sélection des cibles LRG et QSO. DESI emploie sa propre méthode de détection des sources et d'extraction de leurs flux photométriques directement à partir des images WISE brutes sans faire appel au catalogue AllWISE. Cette méthode est décrite plus en détail dans la section 4.3.1. Les images WISE sont mises à disposition exprimées dans le système de magnitude Vega. Elles sont ensuite converties dans le système AB qui est l'unité de flux requise par le pipeline d'extraction des sources de DESI à l'aide des facteurs de conversion recommandés par la collaboration WISE.

4.2 Les quasars

Les quasars sont une classe d'objets extragalactiques dont les premiers, désignés 3C-273, 3C-48, 3C-47, 3C-147, ont été découverts dans les années 1970 par Schmidt (1963) [13], Greenstein et Matthews (1963) [14], Schmidt et Matthews (1964) [15], grâce leur puissante émission radio. Leur émission dans le visible, très faible et non-résolue par les instruments optiques de l'époque, apparaissait ponctuelle et semblable à une étoile. De plus, les premiers spectres mesurés de quasars affichaient des raies d'émission surprenantes et fortement décalées vers le rouge. En l'absence d'explication quant à leur nature, ils ont historiquement été dénommés sources radio quasi-stellaires, de l'anglais *quasi-stellar radio sources* (QSO), abrégée par la suite en quasars. Aujourd'hui, quasar et QSO sont employés indifféremment pour qualifier ces objets. Le premier terme fait référence à la détection initiale de ces objets par onde radio. Les QSO ont été observés à des distances cosmologiques extrêmes. En 2017, le quasar connu le plus éloigné était situé à $z = 7.54$ [16]. La lumière reçue de ce quasar a été émise lorsque l'Univers avait seulement 690 millions d'années alors que son âge actuel est estimé à 13.8 milliards d'années.

Les grands relevés d'imagerie ou spectroscopiques actuels et à venir ont pour objectif de cartographier les structures à grande échelle, ou *Large Scale Structure* (LSS), de l'Univers afin d'en extraire des contraintes sur les paramètres cosmologiques à l'aide de différents outils tels que celui du clustering des galaxies. Les galaxies sont donc un constituant de base pour sonder le champ de matière sous-jacent à ces LSS. Néanmoins, toutes les galaxies ne se valent pas pour assumer cette fonction de traceur de la matière. En effet, il s'agit de choisir les traceurs les plus appropriés pour favoriser leur observation et les plus pertinents pour traquer la présence de la matière. Or, les QSO exhibent des luminosités intrinsèques parmi les plus intenses des objets extragalactiques connus à ce jour. De plus, ils se trouvent à de très grandes distances cosmologiques. Les QSO constituent ainsi des "balises" cosmologiques privilégiées pour sonder et décrire la distribution de la matière au fil du temps cosmique à de très hauts redshifts, donc à des époques très anciennes de l'Univers. Ce sont des objets d'autant plus précieux qu'ils peuvent être exploités à double usage. Soit, ils sont utilisés comme traceurs directs de la matière à des redshifts $z < 2.1$. Soit, ils servent à des redshifts plus élevés à trahir la présence de la matière, et révéler sa composition, située sur le passage des photons qu'ils rayonnent le long de la ligne de visée de l'observateur.

De plus, les quasars sont eux-mêmes des objets d'intérêt pour l'étude de leur physique propre. Il est établi que les quasars sont une sous-catégorie de la famille des noyaux actifs de galaxie, ou *Active Galactic Nucleus* (AGN). Ces AGN abritent en leur centre un trou noir supermassif, *supermassive black hole* (SMBH). Les AGN représentent aujourd'hui un domaine de recherche important. En effet, les trous noirs semblent jouer un rôle capital dans le paradigme de formation et d'évolution des galaxies et sont probablement présents au centre de toutes les galaxies.

D'une part, l'amplitude du clustering des QSO est considérablement plus élevée que celui du champ de matière des autres galaxies inactives, et d'autre part, les QSO sont aussi distribués de manière plus éparse et beaucoup moins dense, ceci indépendamment du redshift considéré. Ainsi, générer un échantillon de quasars suffisamment fourni et fructueux pour la cosmologie impose certes d'explorer un volume très étendu de l'Univers mais invite surtout à développer les techniques de sélection de ces objets avec précaution. Par exemple, cette sélection doit produire un catalogue de cibles un maximum uniforme sur l'ensemble du footprint afin de ne pas biaiser l'analyse clustering réalisée à l'aide des QSO exploités directement comme traceurs de la matière. Elle ne doit pas non plus altérer la vision complète de la population de QSO si l'objectif est de construire la fonction de luminosité des quasars, ou *Quasar Luminosity Function* (QLF), décrite section 4.2.4. Néanmoins, une des priorités communes à ces techniques est de rejeter efficacement les étoiles car celles-ci dominent la densité de quasars, surtout à des magnitudes élevées. Privilégier une réjection optimum de la contamination stellaire se fait alors souvent au détriment de la construction d'un échantillon d'objets parfaitement représentatif de la population complète de QSO.

4.2.1 Physique des quasars

Les quasars exhibent une luminosité extrême, de dix à mille fois celle de la Voie Lactée, sur l'ensemble du spectre électromagnétique ; des ondes radios et infrarouges, de la lumière visible, des rayons ultraviolets (UV), X et mêmes gamma. Cela indique qu'une grande variété de mécanismes d'émission intervient. À la différence de la distribution spectrale d'énergie (DSE) d'une étoile, DSE décrite approximativement par celle du corps noir plus piquée et restreinte en longueurs d'onde, la DSE des QSO affiche des niveaux d'énergie rayonnée notablement proches sur tout le spectre. L'émission de ces quantités phénoménales d'énergie dégagées dans un volume très concentré indique que le processus à l'origine de ce rayonnement intense est beaucoup plus efficace que celui de la fusion nucléaire, moteur des étoiles. De plus, la majorité des QSO manifeste des variations de leur luminosité de l'ordre de 10% à 40% sur différentes échelles de temps, de quelques heures à plusieurs mois, preuve supplémentaire des phénomènes extrêmes mis en jeu. Il faut donc trouver un processus capable de produire une quantité aussi élevée d'énergie sur une longue période. En 1964, Edwin Salpeter [17] et Yakov Zel'dovich ont suggéré pour la première fois que les quasars appartiennent en fait à la famille des AGN. Au centre d'un AGN réside un SMBH responsable de la production de l'énergie émise par le QSO. La luminosité de l'AGN, contrairement à celle de sa galaxie hôte, ne vient pas du rayonnement d'étoiles mais plutôt de l'énergie libérée par conversion de l'énergie potentielle gravitationnelle de la matière environnante accrétée par le SMBH. Seul un objet très compact tel qu'un SMBH est en mesure d'extraire l'énergie potentielle gravitationnelle. Cet SMBH est compris entre quelques rayons solaires à 20 UA alors que sa masse est de l'ordre de centaine

de millions d'étoiles. Ce processus de conversion en radiation transforme la masse en énergie à hauteur de 6% à 28% à comparer au quelque 0.7% de la conversion masse-énergie ayant lieu au sein des étoiles. Aucun autre processus ne paraît capable d'expliquer l'immense énergie libérée par les QSO ainsi que la variabilité rapide de leur luminosité.

Cette variabilité de l'AGN appuie l'idée qu'il génère et émet son énergie dans une région peu étendue. En effet, un objet ne peut pas subir une perturbation simultanément sur sa totalité plus vite que le temps qu'il faut à la lumière pour se propager d'un bout à l'autre de cet objet s'il veut coordonner ses variations de luminosité. Sur des échelles de temps assez longues, tous les AGN manifestent une certaine variabilité [18, 19], rendant la sélection de ces objets basée sur cette propriété très complète et performante pour rejeter les étoiles. Cette méthode est d'ailleurs appliquée pour la sélection des QSO pour le relevé eBOSS et celle pour la construction de la QLF présentée section 4.2.4.

Les AGN sont constitués de différentes régions. Les caractéristiques singulières du spectre des QSO sont intimement liées aux mécanismes d'émission en œuvre dans chacune de ces régions telles qu'explicitées à la section suivante. La figure 4.3 détaille la structure d'un AGN avec ses différentes régions et comporte une échelle indiquant les tailles relatives entre celles-ci. La région compacte au centre est le cœur de l'AGN habité par le SMBH. Autour de ce dernier gravite un disque d'accrétion formé de matériaux froids. Cette matière en orbite perd du moment angulaire dû à certaines sources de viscosité au sein du disque et chute dans le puits gravitationnel du trou noir tout en libérant abondamment son énergie potentielle par friction. À la périphérie immédiate du disque d'accrétion se trouve la région notée sur la figure BLR (*Broad Line Region*). Cette dernière est elle-même enveloppée à la fois par un tore de poussière ainsi que par la région notée sur la figure NLR (*Narrow Line Region*). Deux jets collimatés de particules relativistes, canalisés par des lignes de champ magnétiques, sont éjectés dans des directions opposées depuis le centre du trou noir et sont alignés avec l'axe de rotation du disque d'accrétion. Les QSO résident en général dans des halos très massifs de matière noire.

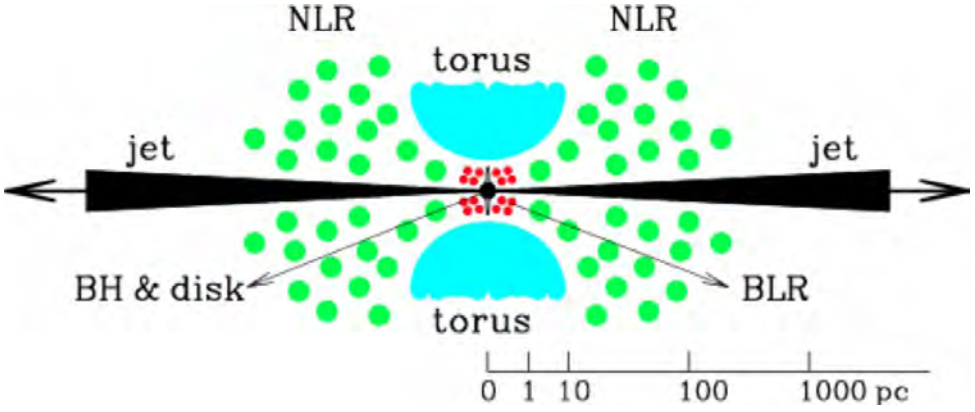


FIGURE 4.3 Les différentes régions d'un AGN. Figure extraite de [20].

Les AGN sont tributaires de leur environnement. Ceci explique pourquoi les quasars étaient probablement plus nombreux et courants dans l'Univers récent alors qu'ils sont inexistants proches de nous. Puisque les quasars aspirent et consomment le gaz et la poussière de leur disque d'accrétion, il arrive un stade où les ressources au voisinage du trou noir finissent par s'épuiser entraînant une chute de sa production d'énergie jusqu'à son interruption complète. Ainsi, vient l'hypothèse que la plupart des galaxies, y compris la nôtre, sont passées par cette phase manifestant un noyau actif et sont désormais au repos faute d'approvisionnement en ressources dédiées à nourrir leur trou noir central. Par conséquent, certaines galaxies, peut-être autrefois déjà active, pourraient connaître un démarrage, ou un redémarrage, de l'activité de leur noyau si tant est qu'il soit alimenter en matière.

4.2.2 Spectre des quasars

La figure 4.4 reproduit un spectre typique de quasar caractérisé par la présence de plusieurs raies d'émission intenses, en particulier la raie Ly-α de l'hydrogène située à 121.6 nm. Celle du carbone (CIV) et du magnésium (MgII) sont aussi visibles et sont associées à des niveaux de ionisation élevés. La mesure du décalage spectral de ces différentes raies d'émission sert à déterminer la distance entre le quasar et la Terre.

Déjà évoqués, divers mécanismes d'émission contribuent aux différentes composantes spectrales rayonnées par les QSO, illustrés figure 4.5 :

— émission continue dans l'UV et le visible : Les gaz présents dans le disque d'accrétion sont assez chauds pour rendre compte par émission thermique d'une partie du spectre continue émis dans l'UV et le visible.

— émission radio : L'accélération dans un champ magnétique des particules chargées des jets éjectés par le trou noir produisent par effet synchrotron des lobes radio à l'origine de la détection des premiers quasars. En fait, seuls 10% des QSO exhibent une émission radio notable.

— raies d'émission : Les radiations provenant du disque d'accrétion excitent les matériaux froids proches du trou noir. Ainsi, les gaz du BLR animés de vitesses d'écoulement élevées génèrent des raies d'émission larges tandis que les gaz du NLR animés d'une énergie cinétique plus modeste génèrent des raies d'émission étroites.

— émission IR : Le tore de poussière en absorbant le rayonnement primaire généré par l'AGN réémet par émission thermique dans l'IR.

— rayons X : Une couronne de matériaux chauds et d'électrons relativistes se forme au-dessus du disque d'accrétion et produit par diffusion Compton inverse des rayons X.

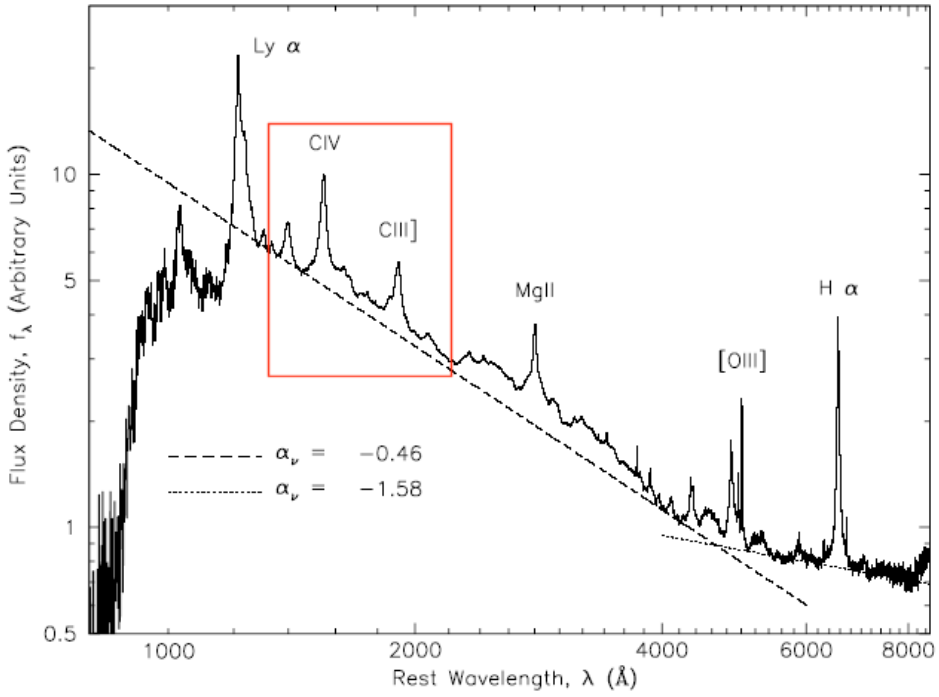


FIGURE 4.4 Spectre d'un quasar indiquant les principales raies d'émission utilisées pour leur identification.

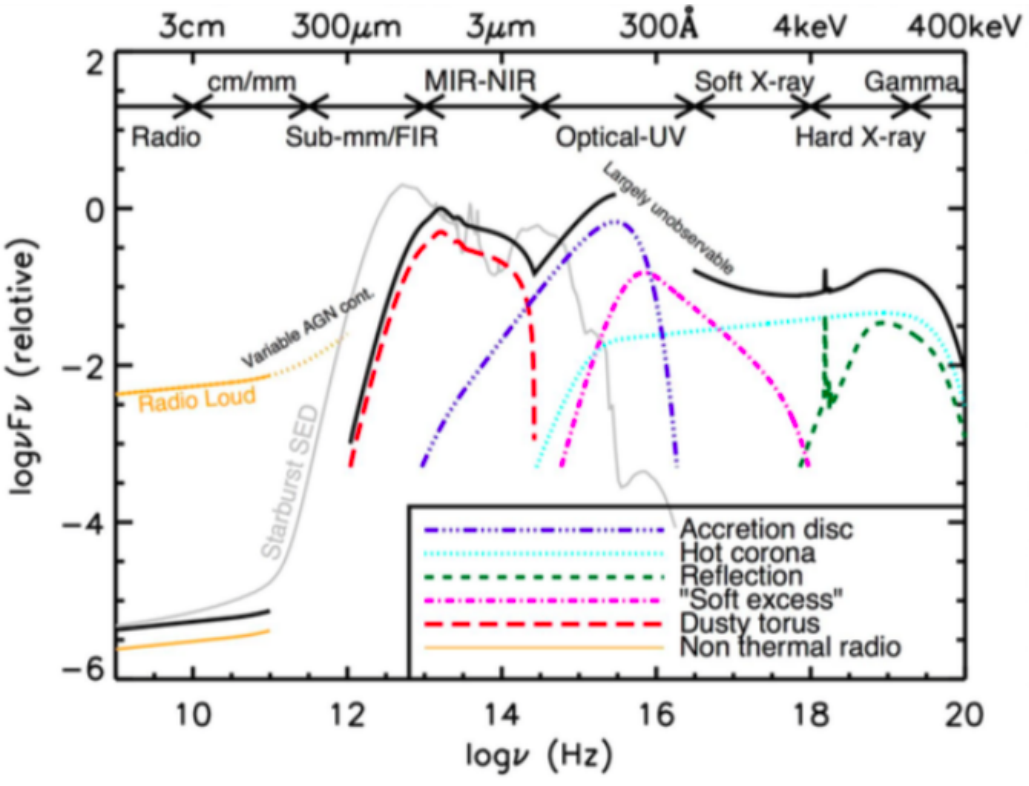


FIGURE 4.5 Décomposition en ses différentes composantes et mécanismes associés du spectre d'un quasar.

Au fil de leur propagation le long de la ligne de visée, les photons émis par les quasars, objets encore une fois extrêmement brillants et distants, passent à travers le milieu interstellaire intergalactique, ou *Interstellar Galactic Medium* (IGM), qui a pour effet de déposer sa signature dans le spectre des QSO situés en arrière-plan de l'IGM. L'information à extraire est encodée dans les raies d'absorption provoquées par la matière rencontrée sur le chemin des photons. Ces raies sont à identifier dans les spectres mesurés des quasars. L'étude de celles-ci a apporté les premiers indices directs de l'existence et des propriétés physico-chimiques de l'IGM, notamment ceux présents dans l'Univers jeune.

En particulier, la forêt Ly-α correspond à une séquence de raies d'absorption dans le spectre des QSO localisée en dessous du pic d'émission Ly-α. Ces raies sont principalement dues à la ligne Ly-α des nuages de gaz d'hydrogène neutre de l'IGM. Le terme de "forêt" se réfère à l'aspect de cette portion du spectre des QSO hachée par une série d'une centaine de raies d'absorption très nettes. Ce système d'absorption s'étend en une série de lignes car chacune d'elles est en fait décalée vers le rouge d'une quantité fonction de la position du nuage de gaz absorbant.

4.2.3 Vers la sélection des quasars

La méthode de confirmation d'un quasar par spectroscopie est la plus robuste. Cela dit, elle a ses limites. Elle est très coûteuse en temps d'observation car elle requiert de longs temps d'exposition du fait du flux typiquement faible de ces sources au regard de leur distance. C'est pourquoi d'autres méthodes ont été développées afin d'identifier les QSO à partir de données plus facilement accessibles, précisément celles produites par les relevés d'imagerie grand champ équipés de filtres à large bande spectrale.

Les AGN, en majorité trop petits pour être résolus par les instruments d'imagerie, émettent si fortement que leur rayonnement éblouissant éclipse la lumière diffusée par leur galaxie hôte. Les quasars sont donc en général vus comme des objets ponctuels dans le ciel. Cette propriété constitue un critère de sélection et de séparation galaxie/QSO très efficace. Toutes les sources résolues par l'instrument d'imagerie, c'est-à-dire celles décrites par un modèle de morphologie étendue spatialement, sont alors exclues. Par conséquent, les techniques de sélection des quasars font face principalement à une contamination des étoiles qui représentent la classe dominante d'objets ponctuels en concurrence avec les QSO.

En astronomie, le spectre des étoiles est souvent approximé par le spectre du corps noir. Un corps noir est par définition un système physique théorique qui absorbe toutes les radiations électromagnétiques incidentes, indépendamment de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence de ces radiations. De plus, un corps noir en équilibre thermodynamique, autrement dit à une température constante et uniforme, émet un rayonnement isotrope suivant une DSE

continue et caractéristique décrite par la loi de Planck. Le spectre du corps noir est entièrement déterminé en forme et en amplitude par la température du système quelles que soient sa géométrie et sa composition. Lorsque la température augmente, l'intensité en chaque longueur d'onde croît et le pic d'émission se décale vers les hautes fréquences. À chaque étoile peut être attribuée une température effective équivalente à celle pour laquelle un corps noir émettrait le même flux total d'énergie que cette étoile. Par exemple, le fond diffus cosmologique reproduit quasi parfaitement le rayonnement d'un corps noir à $2.728\,\mathrm{K}$.

Il est courant de représenter les étoiles dans des diagrammes couleur-couleur (CC). Les diagrammes CC sont dérivés historiquement du diagramme de Hertzsprung-Russell qui affiche la luminosité absolue des étoiles en fonction de leur température et a permis d'étudier les différentes populations d'étoiles et d'établir la théorie de l'évolution stellaire. La magnitude apparente d'un astre est liée au log de son flux intégré et mesuré dans un filtre spectral passe-bande. La couleur d'un astre est elle obtenue à l'aide de la différence entre deux magnitudes apparentes associées à cet astre. Elle se rapporte donc au rapport de deux flux mesurés dans deux filtres distincts. Or, prendre le ratio de deux flux d'une même étoile annule l'effet de la distance à laquelle elle est située. De manière caricaturée, l'intensité d'émission dans le rouge divisée par celle dans le bleu ne va pas changer avec la distance. Si l'étoile est plus éloignée, elle deviendra plus ténue à la fois dans le rouge et le bleu. À l'inverse, si l'étoile est plus chaude, ce rapport va changer tel que prévu par le spectre d'un corps noir. Les couleurs donnent donc une mesure de la température de l'étoile. Par convention, les couleurs sont toujours exprimées en prenant la magnitude la plus bleue moins celle la plus rouge. De cette manière, une couleur plus faible indique un objet plus bleu, en général plus chaud, et réciproquement. Les couleurs d'une étoile sont insensibles à la distance à laquelle elle se situe. Ceci est vrai car les étoiles résolues sont toujours situées à proximité de nous, au sein de la Voie Lactée. Leur spectre ne subit donc pas l'effet dû au redshift ce qui n'est plus valide pour les quasars. La population des étoiles forme sur les diagrammes CC une bande relativement étroite plus ou moins rectiligne. Celle-ci est représentée par les points bleus sur la figure 4.6. Cette région désignée en anglais par *stellar locus* décrit la séquence principale des étoiles. Cette région serait parfaitement rectiligne si les étoiles obéissaient exactement à l'émission du corps noir. La sélection des QSO, basée par exemple sur de simples coupures couleurs au sein de ces diagrammes CC, revient en fait à repérer et identifier des objets situés en marge du *stellar locus*.

La sélection des quasars basée sur leurs propriétés photométriques dans le bandes grz n'est pas sans difficulté. En effet, à $2 < z < 3$, les QSO tendent à occuper une région de l'espace couleurs également peuplée par une variété stellaire en grand nombre essentiellement constituée de naines blanches. Une naine blanche correspond à la forme résiduelle d'étoiles de la séquence principale et de masse inférieure à 10 masses solaires qui arrivent en fin de vie. Ce sont des astres très denses et surtout très chauds, autrement dit rayonnant une composante spectrale prononcée dans le bleu. Du fait de leur faible surface, les naines blanches sont peu lumineuses

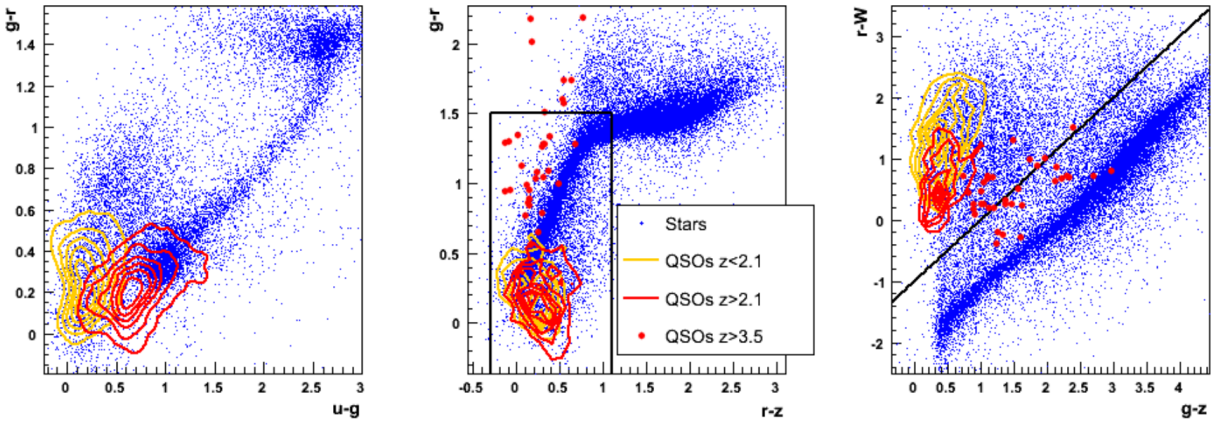


FIGURE 4.6 Diagramme couleurs dans les bandes optiques ugrz et IR d'objets classés étoiles (en points bleus) ou confirmés quasars par spectroscopie. W est une combinaison linéaire de W1 et W2. Les contours oranges indiquent la région peuplée par les QSO exploités comme traceurs directes de la matière, à $z < 2.1$. Ceux en rouge indiquent celle des QSO exploités comme traceurs Ly-α, à $z > 2.1$. Les points rouges représentent des QSO hauts redshifts situés à $z > 3.5$. Le panneau de gauche affiche des couleurs basées sur la photométrie de SDSS qui dispose de la bande u. Le panneau du centre et celui de droite affichent des couleurs basées sur la photométrie de DECaLS et WISE. Les lignes noires marquent les frontières des régions de sélection, régions établies à l'aide de simples coupures dans l'espace couleurs.

et se refroidissent très lentement. Or, à $2 < z < 3$, le redshift induit décale la forte émission de la raie Ly-α des QSO qui coïncide alors avec la bande g. Les quasars apparaissent donc aussi plus bleus. C'est ce recouvrement dans l'espace couleurs qui conduit à une confusion et donc à une déficience de la sélection des QSO à cet intervalle en redshift. Cette faiblesse à séparer quasars et étoiles dans les bandes grz peut être atténuée en tirant profit de certaines spécificités de la DSE des quasars dans d'autres zones spectrales. En particulier, l'émission UV intense des quasars permet d'écarter efficacement la région stellaire de celle des QSO à condition de disposer de mesures par exemple en bande u. Les quasars semblent alors plus bleus dans les couleurs ugr. En l'absence d'imagerie en bande u, comme dans DESI, l'introduction dans la sélection des QSO d'informations dans l'IR grâce aux données WISE dans les bandes W1 et W2 permet de distinguer les quasars de certaines étoiles et de galaxies à fort taux de formation stellaire. En effet, la DSE des étoiles, proche de celle d'un corps noir, montre une décroissance très rapide vers les grandes longueurs d'onde et donc un flux très faible dans l'IR. À l'inverse, celle des QSO s'étend et se maintient à un niveau encore élevé et constant dans cette plage spectrale suivant un profil assez plat. Ceci s'explique par le disque d'accrétion de l'AGN qui chauffe le tore de matière environnant à des températures plus grandes que celles rencontrées dans les étoiles. Les QSO sont environ deux magnitudes plus brillants dans l'IR, indifféremment du redshift considéré, comparés aux étoiles. Ainsi, pour un flux dans le visible identique, l'excès d'IR rayonnés par les quasars permet une séparation efficace des étoiles. D'une manière générale, le spectre des quasars a un profil beaucoup plus uniforme relativement à celui des étoiles qui similaire à celui du corps noir a donc l'allure d'une courbe en cloche nettement plus

piquée. Par conséquent, du fait de leur spectre assez plat, les couleurs des QSO tendent vers 0 au premier ordre. Les QSO se concentrent alors de préférence dans une région localisée au voisinage du point $(0, 0)$ dans les diagrammes CC. Toutes les propriétés évoquées précédemment sont illustrées sur la figure 4.6. La principale source de contamination de l'échantillon des quasars cibles reste d'origine stellaire à cause d'étoiles peu lumineuses qui migrent artificiellement en raison d'une dispersion de leurs mesures due aux erreurs photométriques dans la région peuplée par les QSO.

À faible redshift, environ à $z < 0.9$, la lumière diffusée par la galaxie hôte peut significativement perturber les couleurs des QSO les plus ténus et compromettre leur sélection. En réalité, ceci est sans importance pour DESI car d'autres catégories de traceurs, que sont les LRG et les ELG (cf. tableau 2.1), sont beaucoup plus appropriées et ainsi réservées pour couvrir la plage basse en redshift explorée par DESI, à savoir pour $0.4 < z < 1.6$. En effet, les quasars sont extrêmement rares à bas z, à l'inverse des LRG et ELG. Par ailleurs, le critère de morphologie mentionné plus haut exigeant des objets ponctuels va en plus éliminer une partie des QSO bas z.

4.2.4 Fonction de luminosité des quasars

La fonction de luminosité des quasars, ou *Quasar Luminosity Function* (QLF), décrit la distribution des QSO en fonction de leur magnitude, ici en r_{mag}, et de leur redshift z. L'hypothèse admise est donc que la statistique complète des quasars est entièrement définie par la donnée seule du couple (r_{mag}, z). Implicitement, la description de la distribution des QSO en fonction des autres propriétés photométriques, par exemple dans les bandes grzW1W2, est encodée ou intégrée d'une certaine manière dans la dépendance de la QLF en z. En effet, le redshift d'un objet est en général connecté à ses propriétés photométriques, c'est le principe du redshift photométrique.

La QLF a servi à dimensionner le budget de cibles alloué par DESI aux quasars compte tenu de la sensibilité du télescope au Mayall. Pour une magnitude limite fixée à $r_{mag} = 22.7$, la QLF annonce $190 \,/\, \mathrm{deg}^2$ QSO à $z < 2.1$ et $70 \,/\, \mathrm{deg}^2$ QSO à $z > 2.1$, soit au total $260 \,/\, \mathrm{deg}^2$ QSO, d'où un budget adopté de 260 cibles par deg^2. Elle sera également mise à profit dans la suite (c.f. section 4.3.4) afin d'estimer le nombre attendu de QSO par deg^2 sélectionnés par les différents scénarios de sélection testés.

L'évaluation de la QLF utilisée dans cette étude est celle présentée dans [21, 22] et réalisée à l'aide d'une technique de sélection des quasars basée sur leur variabilité [23]. Cette technique offre l'avantage d'être très efficace sur la totalité de la plage en redshift sondée, de $z = 0$ à $z = 5$, donc à $2 < z < 3$ inclus où la région occupée par les QSO et celle occupée par les étoiles dans l'espace couleurs se recouvrent. De plus, la complétude de cette technique de sélection

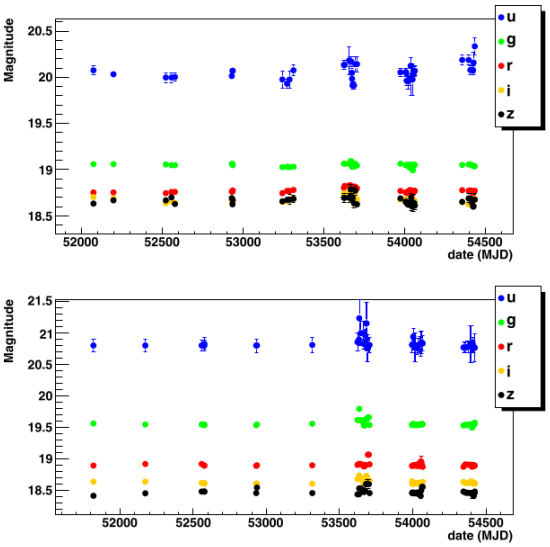
est assez bien maîtrisée et quantifiée afin de corriger le nombre de QSO observés en fonction de r_{mag} et de z. Quatre facteurs sont considérés dans le but de rectifier la statistique obtenue de l'échantillon de quasars. Il s'agit du critère de morphologie, de l'efficacité propre à la technique de sélection basée sur la variabilité, du taux de succès du relevé spectroscopique tenant compte des spectres collectés non exploitables et de la fraction de cibles pour lesquelles aucune fibre n'a pu être attribuée.

La QLF a été établie à partir d'une région du Stripe82 très profonde et imagée à de nombreuses reprises par SDSS dans les cinq bandes photométriques ugriz. La variabilité d'une source astronomique peut être décrite par la "fonction de structure" qui mesure l'amplitude de la variabilité observée en fonction du délai de temps entre deux observations. Cette fonction est modélisée par une loi de puissance paramétrée par l'amplitude moyenne de la variation de luminosité de l'objet sur une échelle de temps d'une année, notée A, et la pente logarithmique de la variation de cette amplitude par rapport au temps, noté γ. Cette fonction est ajustée sur chaque courbe de lumière dans les trois bandes gri seulement. Les figures 4.7 montrent des exemples de courbes de lumière typiques pour des étoiles à gauche et pour des quasars à droite. Celles des étoiles sont quasi plates alors que celles des quasars affichent des variations au cours du temps bien visibles. La figure 4.8 montre un exemple de fonctions de structure ajustées sur les courbes de lumière d'un quasar dans les bandes gri. En général, les QSO se distinguent des étoiles, y compris variables, par des valeurs élevées de A et de γ. En fait, un γ commun est ajusté simultanément dans les trois bandes gri. De plus, les courbes de lumière sont également ajustées dans les cinq bandes ugriz individuelles par un modèle de flux constant. La qualité de ces ajustements est représentée par la quantité du χ^2. Un χ^2 proche de un est attendu pour les objets non variables alors que les courbes de lumière des quasars tendent à être mal ajustée par un flux contant résultant en un χ^2 élevé. Tous ces paramètres extraits des courbes de lumière sont fournis à un réseau de neurones artificiel entraîné sur un échantillon de quasars et d'étoiles connus. Un objet de nature inconnue est alors testé par ce réseau de neurones qui produit en sortie une probabilité, notée $NNvar$, que cet objet soit un QSO en fonction des valeurs de ses paramètres associés. Le catalogue constitué des objets observés par SDSS et pour lesquels la quantité $NNvar$ est calculée est utilisé pour sélectionner les quasars cibles. Ceux confirmés par leur spectre forment l'échantillon de QSO à partir duquel la QLF est évaluée. Ce catalogue sera aussi mis à profit afin de nettoyer l'échantillon d'étoiles discuté section 4.3.3 requis pour l'entraînement de la technique de sélection des quasars développée dans cette thèse pour DESI en rejetant les objets associés à une probabilité $NNvar$ élevée.

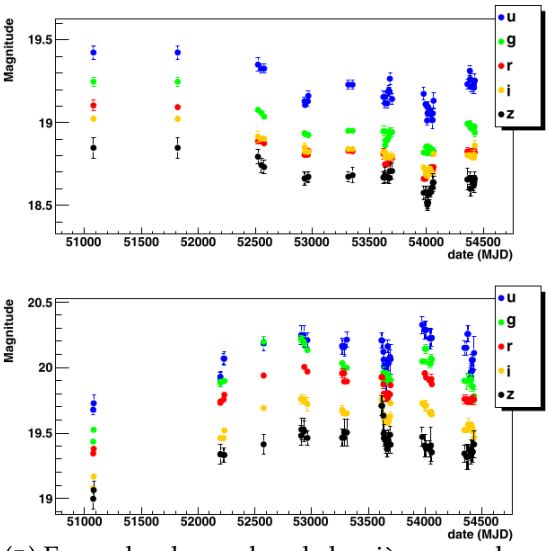
4.2.5 Catalogue de quasars

Certains algorithmes de machine learning, dits d'apprentissage supervisé, tels que celui employé pour la technique de sélection des QSO cibles de DESI et qui sera décrit section 4.3.2, ont

FIGURE 4.7 Exemples de courbes de lumière dans les cinq bandes photométriques ugriz de SDSS. Figures extraites de [23].



(A) Exemples de courbes de lumière pour deux étoiles.



(B) Exemples de courbes de lumière pour deux quasars.

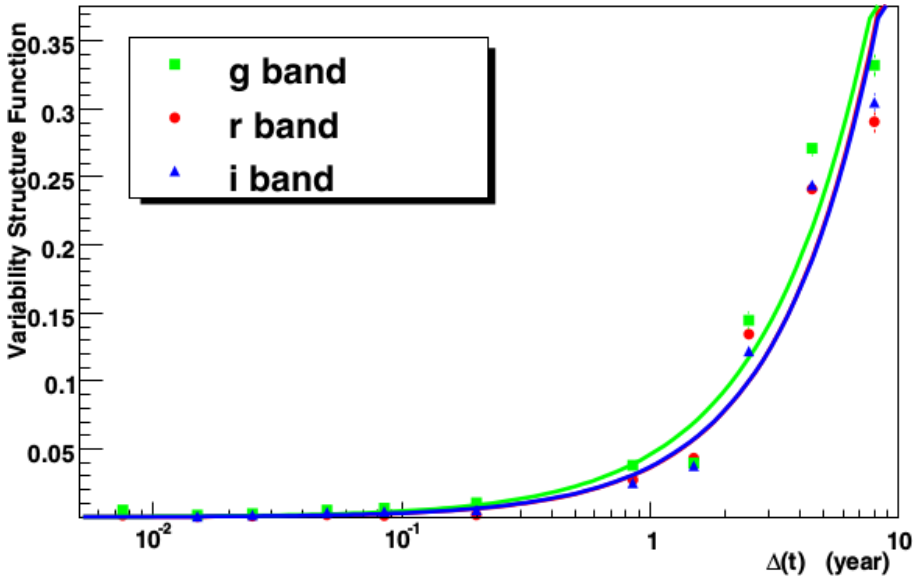


FIGURE 4.8 Fonctions de structure ajustées sur les courbes de lumière d'un quasar dans les trois bandes gri de SDSS. Figure extraite de [23].

besoin d'être entraînés sur des échantillons d'objets de nature déjà connue afin d'apprendre à les reconnaître. Dans cette étude, le catalogue utilisé de quasars confirmés par leur spectre provient de la publication de données DR14 [24] produites des relevés spectroscopiques précurseurs de DESI, essentiellement BOSS [25, 26] et eBOSS [27]. Ce catalogue sera désigné DR14Q. eBOSS a observé des QSO candidats sélectionnés à l'aide de techniques dédiées dans le but d'atteindre une densité requise d'environ 500000 quasars répartis sur une surface sondée de $\sim 7500\,\mathrm{deg}^2$. eBOSS exige en outre une densité de QSO confirmés $>58\,/\,\mathrm{deg}^2$ à $0.9 < z < 2.2$ alors que la densité totale de fibres attribuées pour ces objets est $<90\,/\,\mathrm{deg}^2$. Ces dernières sont distribuées parmi les 1000 fibres du plan focal de l'instrument de eBOSS [28, 29] couvrant $7\,\mathrm{deg}^2$ de champ de vue. En fait, la densité effective de QSO cibles est de $\sim 115\,/\,\mathrm{deg}^2$ à laquelle il faut soustraire les cibles comportant déjà une spectroscopie fiable des générations précédentes de SDSS qui ne seront pas ré-observées et économisent ainsi 25 fibres $/\,\mathrm{deg}^2$. Les fibres non allouées à une autre catégorie de traceurs, soit $\sim 20\,/\,\mathrm{deg}^2$, sont réservées à l'observation de QSO à haut redshift, à $z > 2.1$, consacrés à l'étude des forêts Ly-α.

Les techniques de sélection des quasars cibles pour BOSS et eBOSS sont détaillées respectivement dans [30] et dans [31]. Ces deux programmes ont exploité l'imagerie [32] produite dans le système ugriz [33] et acquise grâce aux relevés photométriques des générations précédentes de SDSS à l'aide de son instrument grand champ [34, 35]. La sélection des quasars cibles de SDSS I et II décrite dans [36] a étendu les coupures couleurs proches de la limite de détection de SDSS où les incertitudes de mesure des flux sont fortes. De plus, aux redshifts intermédiaires, autour de $z \sim 2.7$, la sélection des QSO est délicate à cause du recouvrement entre la région qu'ils occupent et celle des étoiles, en dépit du bénéfice apporté par le nombre de bandes photométriques mis à profit. Pour ces raisons, d'autres techniques de sélection ont été mises au point pour BOSS puis eBOSS. L'échantillon des QSO cibles de eBOSS est en fait divisé en deux sous-catégories. Premièrement, un échantillon principal est généré. Il est basé sur une unique technique de sélection dans le but de produire une densité dense et un maximum uniforme de quasars, en majorité utilisés comme traceurs directs de la matière à $0.9 < z < 2.2$. Pour cela, l'algorithme XDQSOz (Extreme Deconvolution) [37] a été développé. Il modélise les distributions des quasars, des étoiles et des galaxies. Cet algorithme estime la probabilité qu'un objet appartienne, en fonction de ses flux en ugriz, à l'une de ces trois classes, et dans la plage en redshift spécifiée pour les QSO. Les erreurs sur les mesures de flux sont directement prises en compte. Cet algorithme est combiné à des coupures couleurs dans les bandes optiques de SDSS et IR de WISE (W1 et W2). Cette sélection assure que $\sim 70\,/\,\mathrm{deg}^2$ et $\sim 7\,/\,\mathrm{deg}^2$ quasars jusqu'à $g < 22$ ou $r < 22$ soient observés respectivement à $0.9 < z < 2.2$ et à $z > 2.1$. Deuxièmement, à cet échantillon principal s'ajoute un échantillon bonus créé au moyen d'autres méthodes dédiées spécialement pour la sélection des quasars à $z > 2.1$ utilisés comme traceurs Ly-α. La densité de cibles de cet échantillon bonus peut donc être hétérogène. Ces méthodes incluent

l'utilisation de la variabilité des QSO [23] et de données supplémentaires dans d'autres longueurs d'onde, par exemple celles radio du télescope spatial Herschel [38]. La sélection par variabilité diffère de celle employée pour dériver la QLF : les courbes de lumière des objets sont établies seulement pour la bande r, en majorité à partir des données fournis par le programme Palomar Transient Factory (PTF) [39, 40], parfois complétées par celles de SDSS, et sans le besoin de recourir à un réseau de neurones. Cette sélection par variabilité contribue à augmenter le nombre de QSO observés de $\sim 3-4$ à $z > 2.1$ jusqu'à $g < 22.5$.

La distance des objets observés par spectroscopie est déterminée à partir de la mesure du redshift subi par leur spectre. Les spectres des quasars (cf. section 4.2.2) manifestent des caractéristiques très nettes, en particulier des lignes d'émission larges et bien visibles. Cependant, une grande variété de processus radiatifs sont mis en jeu dans la physique des QSO, tels que des écoulements violents de matières. Ces processus perturbent les raies d'émission, qui deviennent alors difficiles à localiser précisément, et provoquent des décalages systématiques de leur position. Cela induit des erreurs qui ne sont pas complètement maîtrisées et complique l'extraction du redshift exact de l'objet de celui directement mesuré. En outre, les contraintes cosmologiques déduites de l'analyse du clustering des quasars sont fortement affectées par ces systématiques.

L'augmentation considérable du nombre de quasars cibles à observer dans eBOSS proscrit l'inspection visuelle systématique décrite dans [41] de tous les spectres relevés, comme c'était le cas pour BOSS. Par ailleurs, le pipeline SDSS [42] ne peut être parfaitement fiable pour classer les QSO candidats puis estimer leur redshift, spécialement ceux avec un spectre mesuré souffrant d'un faible RSB [1]. C'est pourquoi une stratégie mixte a été adoptée. Le pipeline SDSS est relayé par l'inspection visuelle des spectres des quasars cibles pour lesquels l'identification automatique a échoué. Cette stratégie garantie que moins de 1% des QSO sélectionnés soient perdus lors de la procédure de classification et qu'il y ait moins de 1% d'objets contaminant dans le catalogue final de quasars.

Deux méthodes usuelles sont employées par le pipeline eBOSS pour estimer le redshift des objets observés à partir de leur spectre mesuré. Soit en ajustant des modèles de spectres entiers sur ceux mesurés, soit en localisant précisément la position de raies d'émission individuelles. Tout d'abord, le pipeline eBOSS [42] dispose d'une collection de modèles de spectres qui décrivent à la fois l'espace complet de toutes les classes d'objets observés par le relevé ; à savoir étoiles, galaxies ou quasars ; et la couverture spectrale totale du spectrographe d'eBOSS. Ces modèles de spectres sont établis à l'aide d'échantillons d'objets de nature et de redshift connus. En fait, les spectres des objets d'une même classe sont décomposés sur une base commune de vecteurs propres grâce à l'outil mathématique *Principal Component Analysis* (PCA). Seules les quatre premières composantes sont conservées pour former cette base linéaire sur laquelle

1. RSB : Rapport Signal sur Bruit

sont ajustés les spectres mesurés. Le meilleur ajustement entre les différents modèles testés est à l'origine de l'identification automatique de l'objet puis de l'estimation de son redshift. Il faut noter qu'un modèle de spectres, par exemple de ceux des QSO, est par construction qu'une représentation approchée de la population des quasars et ne capture donc pas les variations et spécificités des spectres uniques de chaque quasar. Enfin, seulement pour les objets identifiés QSO à l'étape précédente, deux autres estimations du redshift sont appliquées [41], l'une également basée sur une décomposition PCA et calibrée en utilisant comme référence la raie d'émission MgII, l'autre déduite à partir de la localisation du maximum de cette même raie d'émission. Ces trois estimations du redshift des quasars sont concordantes au pire à une valeur médiane de $60\,\mathrm{km\,s^{-1}}$.

Le catalogue DR14Q inclue tous les quasars confirmés par leur spectre depuis le début du projet SDSS, représentant au total 526356 quasars identifiés, dont 387223 par inspection visuelle et 139133 par la procédure automatique. SDSS-IV en a apporté 144046 nouveaux, soit une hausse de 40%. En moyenne, DR14Q forme une densité de QSO de $\sim 125\,/\,\mathrm{deg}^2$. La figure 4.9 montre la distribution des quasars de DR14Q en fonction de leur redshift.

4.3 Technique de sélection des quasars

DESI requiert que plus de 65% des quasars soit observé dans la gamme de magnitude accessible par l'instrument, ce qui exige une sélection des quasars cibles très efficace. Or, cette sélection se ramène en fait à un problème plus général de classification appliquée ici à des objets astronomiques. À cette fin, j'ai opté pour une approche orientée machine learning conduite à la lumière de mes connaissances en astronomie. Celles-ci sont indispensables pour extraire les propriétés des sources photométriques observées par les relevés d'imagerie, appréhender les spécificités des QSO, et ainsi préparer judicieusement les informations les plus pertinentes, garantes des performances de la sélection des QSO, à présenter à l'algorithme de ML chargé de la classification des objets.

Le diagramme 4.10 décrit l'architecture usuelle d'un processus de machine learning. Cette architecture modulaire est formée de fonctions chaînées agissant sur le flux des données brutes injecté en entrée de ce pipeline.

4.3.1 Collecte et préparation des données

Le point de départ clé d'un problème de classification consiste à identifier l'ensemble des sources d'informations pertinentes pour caractériser et classer les objets étudiés. Cette étape fait appel à la génération de ces données brutes si elles ne sont pas déjà disponibles, à leur

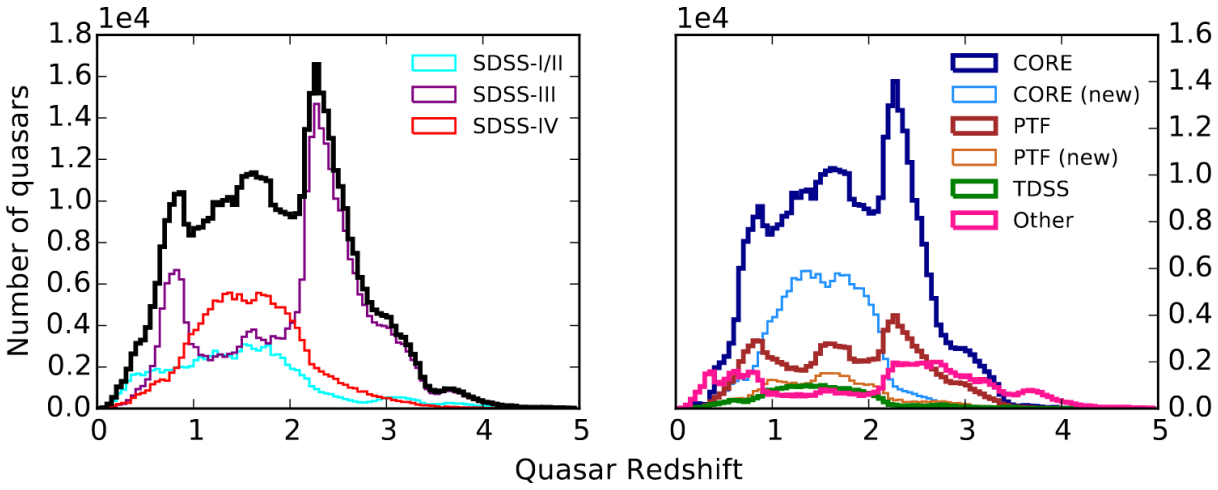


FIGURE 4.9 Distributions des quasars contenus dans le catalogue DR14Q en fonction de leur redshift. Le panneau de gauche affiche les distributions associées aux phases successives du projet SDSS. Chacune de ces phases était dédiée à des objectifs scientifiques distincts. Ces derniers ont donc influencé les spécifications des techniques de sélection des cibles et déposent de ce fait leur empreinte dans les distributions obtenues des quasars. SDSS-I/II a produit une population de QSO [43], d'environ 100000 individus et s'étalant sur $0 < z < 5.4$, consacrée à l'étude de la QLF et du clustering des quasars. Le profil de cette distribution est quasi-plat jusqu'à $z = 2.5$ puis s'ensuit une décroissance rapide à plus haut redshift. SDSS-III/BOSS s'est focalisé sur l'observation de QSO situés à $2.15 < z < 3.5$ pour la détection de l'échelle BAO inscrite dans les forêts Ly-α. Deux pics apparaissent à $z = 0.8$ et $z = 1.6$ dus à une dégénérescence dans la sélection des cibles de BOSS. SDSS-IV/eBOSS s'est consacré à contraindre les paramètres cosmologique à l'aide des QSO exploités à la fois comme traceurs directs de la matière à $0.9 < z < 2.2$ et comme forêts Ly-α à $z > 2.2$. Pour cela, SDSS-IV s'est employé à combler le déficit en quasars à $0.8 < z < 2.0$ présent dans les échantillons précédents de SDSS. La distribution complète de tous les QSO de DR14Q est représentée par l'histogramme en noire. Le panneau de droite distingue les distributions propres à chacun des sous-programmes d'observation de SDSS-IV, notamment celle du sous-programme Time Domain Spectrospcic Survey (TDSS) [44, 45]. Ces sous-programmes sont associés à des techniques de sélection différentes. Les distributions notées "new" correspondent à des quasars nouvellement observés par SDSS-IV. Certains QSO ont pu être sélectionnés et/ou observés plusieurs fois. Par conséquent, le nombre cumulé de quasars dans un seul intervalle en redshift peut excéder le nombre total de quasars présent dans cet intervalle. L'intervalle en z est de $\Delta z = 0.05$. Figure extraite de [24].

collecte, puis à leur traitement en vue d'obtenir les propriétés exploitables ou attributs de ces objets. Ce travail demande en partie une expertise en astronomie afin d'extraire, transformer et sélectionner ces attributs. En l'occurrence, il s'agit ici des propriétés photométriques et de morphologie d'objets astronomiques. La préparation des données a donc pour but de garantir une représentation utile des données et leur qualité avant toute analyse.

La génération des données est assurée par les relevés photométriques présentés précédemment qui produisent des images brutes du ciel transmises dans plusieurs bandes photométriques g,r,z,W1,W2 à différentes magnitudes limites. En outre, la résolution des images dans le visible est d'environ $1''$ alors que celle dans l'IR est de l'ordre de $6''$. De plus, leur provenance est multiple. Quatre instruments situés à des positions géographiques éloignées sont mis en œuvre, dont un depuis un satellite spatial. Les conditions de ces observations multi-époques varient

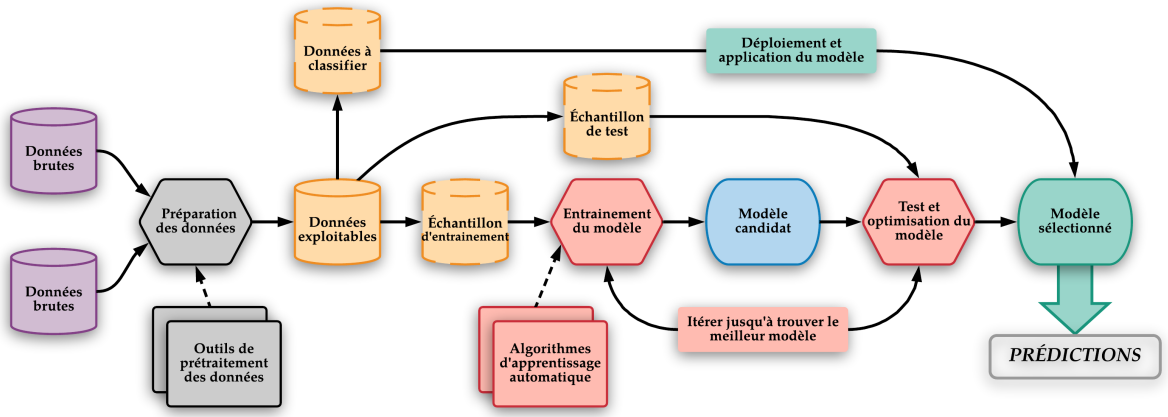


FIGURE 4.10 Étapes typiques d'un processus d'apprentissage automatique agissant sur le flux de données.

donc en termes de qualité, de transparence du ciel, de temps d'exposition... La mesure des propriétés d'objets astronomiques à partir de cette collection disparate d'images représente donc un défi majeur afin de tirer profit de toutes ces observations et produire un résultat cohérent.

Le traitement des images brutes passent alors par plusieurs opérations successives. Toutes ces opérations connectées en série ont été mises en œuvre sous forme d'un pipeline logiciel développé spécialement pour le projet DESI Legacy Imaging Surveys. Ces opérations sont décrites ci-après.

Étalonnage instrumental

Au préalable est effectuée la réduction classique des images brutes acquises en sortie des capteurs CCD au moyen du NOAO *Community Pipeline* (CP). Entre autres, un étalonnage astrométrique et photométrique est réalisé. Le premier permet notamment de corriger des distorsions atmosphériques et instrumentales affectant les positions relevées des objets observés, et le second de la transmission du système et de la transparence du ciel affectant les flux mesurés de ces objets. Pour cela, un échantillon d'objets de référence est construit. Il est constitué de sources ponctuelles sélectionnées à partir du catalogue Pan-STARRS (Panoramic Survey Telescope and Rapid Response System) [46]. Les coordonnées de ces sources sont remplacées par celles dérivées du catalogue Gaia [47] après correspondance des objets entre les deux catalogues. Leurs flux absolus dans les bandes grz sont donc connus précisément grâce aux observations multi-époques de Pan-STARRS. Ce sont ces objets de magnitude et de position très bien établies qui servent à l'étalonnage des images CCD. Une précision astrométrique d'environ 20 mas (milliarcsecond) et photométrique meilleure que 5 mmag est attendue.

Malgré les efforts d'employer des filtres optiques équivalents entre les imageries au Kitt Peak et celles au Cerro Tololo, des écarts résiduels de transmission subsistent. Ces différences de transmission entre instruments sont montrées figure 4.2. Ainsi, DESI applique les termes de correction suivant 4.1 donnés dans [1] afin d'uniformiser la photométrie entre DECaLS et MzLS/-BASS.

$$\begin{aligned} g_{\text{BASS}} &= g_{\text{DECaLS}} - 0.052 + 0.131(g-r)_{\text{DECaLS}} + 0.007(g-r)^2_{\text{DECaLS}} - 0.116(g-r)^3_{\text{DECaLS}} \\ r_{\text{BASS}} &= r_{\text{DECaLS}} + 0.006 + 0.034(r-z)_{\text{DECaLS}} + 0.003(r-z)^2_{\text{DECaLS}} \\ z_{\text{MzLS}} &= z_{\text{DECaLS}} - 0.004 - 0.007(r-z)_{\text{DECaLS}} \end{aligned} \tag{4.1}$$

Détection des sources et extraction de leurs propriétés

Pour chaque exposition individuelle, la PSF est calculée à l'aide de PSFEx [48]. Intervient ensuite la détection des sources à partir de ces images pré-traitées par le CP dans les bandes visibles exclusivement. Pour cela, toutes les images individuelles transmises dans les bandes grz sont d'abord convoluées avec leur modèle respectif de PSF. Puis, dans chaque bande individuelle grz, les images associées à une même portion du ciel sont assemblées pour former une image fusionnée. Enfin, ces images fusionnées subissent un simple algorithme de seuillage à 6σ détectant la majorité des sources, y compris celles à faibles magnitudes.

Un ingrédient fondamental de ce pipeline est chargé de compiler toutes ces images afin de construire les catalogues d'objets accompagnés de leurs propriétés. Il est basé sur une approche statistique rigoureuse développée et implémentée dans le code *The Tractor* par D. Lang [49] et destinée à utiliser avantageusement la diversité des données d'imagerie. Il comporte deux fonctions principales : l'appariement des sources détectées dans chaque bande puis l'extraction de leurs flux photométriques à l'échelle du pixel.

Dans un premier temps, le profil de lumière le plus approprié pour décrire chaque source détectée dans le visible est déterminé parmi différents types de modèle, ponctuels ou étendus. Pour une source donnée, un modèle unique dans toutes les bandes est sélectionné et ajusté à partir des images dans le visible seulement. Un modèle unique est utilisé de manière à minimiser les erreurs systématiques entre les flux mesurés dans chaque bande photométrique ce qui est crucial pour les algorithmes de sélection des cibles. Les flux photométriques de cette source sont alors extraits dans les bandes grz. Ce choix discret du type de modèle renseigne de la morphologie de cet objet. Un objet marqué de type "PSF" dans les catalogues indique un objet considéré ponctuel.

Dans un second temps, pour chaque source détectée dans les bandes grz, leurs flux photométriques sont extraits dans les bandes W1 et W2 en fixant à la fois la position et la forme du modèle de ces sources, forme convoluée par la PSF de WISE, à celles établies précédemment

dans les bandes visibles. Cette photométrie dite forcée est opérée sur les images fusionnées de WISE [50, 51]. Elle offre un double bénéfice par rapport à une simple correspondance des objets basée sur leurs coordonnées RA-DEC entre le catalogue AllWISE et celui du Legacy Imaging Surveys. En effet, elle permet de séparer certaines sources confondues se chevauchant ou ambiguës au voisinage d'un astre saturé ainsi que de repérer des sources situées en dessous du seuil de détection de AllWISE. Cette photométrie forcée augmente donc l'accès à des flux photométriques dans l'IR de sources hors de portée à partir des images WISE seules. Ce gain apporté est illustré figure 4.11 pour la bande W1. Ainsi, *The Tractor* tire profit des images dans le visible de plus hautes résolution et sensibilité afin de maximiser la valorisation des images dans l'IR.

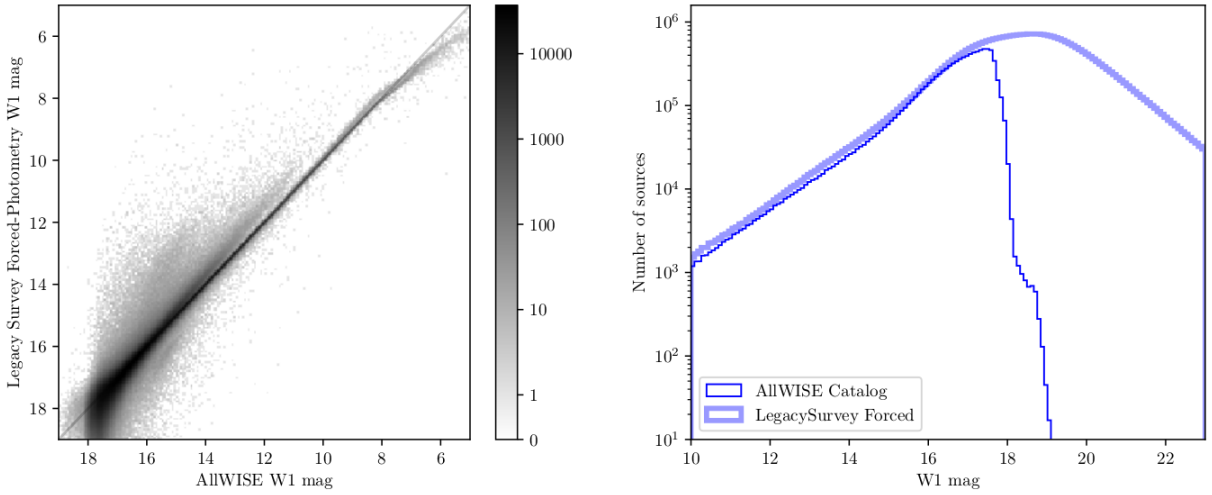


FIGURE 4.11 Comparaison des mesures de photométrie dans la bande W1 présentes dans le catalogue AllWISE, donc estimées uniquement à partir des données WISE, avec celles présentes dans le catalogue du Legacy Imaging Surveys et obtenues par photométrie forcée à l'aide de *The Tractor*. À gauche, est représentée en niveau de gris la densité relative des objets distribués en fonction de leurs deux mesures dans l'infrarouge. Pour les objets brillants, il apparaît que les mesures issues de la photométrie forcée concordent bien avec celles fournies dans le catalogue AllWISE. À l'inverse, au dessus de $W1_{mag} \sim 14$, la distribution des points se disperse car *The Tractor* traite les objets plus larges comme des sources réellement étendues grâce aux images dans le visible de plus haute résolution tandis que le catalogue AllWISE présuppose des sources ponctuelles. À droite, est représenté, pour ces deux catalogues, le nombre de sources détectées en fonction de leur mesure en W1. Le Legacy Imaging Surveys affiche une photométrie plus profonde, certes en contrepartie d'un RSB plus élevé, car *The Tractor* permet d'identifier des sources situées en dessous du seuil de détection de AllWISE, soit à des magnitudes $W1_{mag} \geqslant 18$. Figure extraite de [1].

The Tractor est crucial pour la sélection des quasars. En effet, les spectres des QSO exhibent des raies d'absorption (cf. section 4.2.2) qui réduisent potentiellement les flux mesurés avec les filtres passe-bandes larges employés. Par exemple, les flux des QSO à haut redshift ($z_{red} \geqslant 5.0$) chutent drastiquement en bande g en raison de l'absorption par l'hydrogène neutre intergalactique. Une mesure fiable de leurs flux dans les autres bandes est donc primordial.

Construction des catalogues d'objets

Au terme de ces opérations d'étalonnage et d'extraction des données, les catalogues d'objets astronomiques du Legacy Imaging Surveys sont composés des coordonnées célestes et des propriétés de ces objets, à savoir leurs flux photométriques dans les bandes grzW1W2 et leur type de morphologie, ainsi que des erreurs sur ces quantités. Dans cette étude, les catalogues d'objets utilisés sont ceux provenant de la sixième et septième publication de données, ou *Data Release* (DR), du Legacy Imaging Surveys. DR6 est la seconde publication des objets identifiés à partir des images dans les bandes gr de BASS acquises avant le 25 juin 2017 et de celles dans la bande z de MzLS acquises avant le 9 décembre 2017. DR6 représente environ 310 millions de sources uniques. DR7 est la cinquième publication des objets identifiés à partir des images dans les bandes grz acquises par DECam entre août 2013 et mars 2018. DR7 représente environ 835 millions de sources uniques. DESI inclue aussi les flux dans les bandes WISE obtenus par photométrie forcée à partir de toutes les images disponibles jusqu'à la quatrième publication comprise de NEOWISE-R. Les flux photométriques extraits dans les 5 bandes grzW1W2 des objets stockés dans ces catalogues sont exprimés en nanomaggy. Cette unité de flux linéaire est très commode car elle est clairement définie, y compris pour des sources lumineuses très faibles, et de plus les erreurs associées suivent en général une distribution très proche d'une loi normale. La conversion de ces flux en magnitude est donnée par la formule suivante :

$$M = 22.5 - 2.5 \times \log_{10}\left(\frac{\text{FLUX}}{\text{MW_TRANSMISSION}}\right) \tag{4.2}$$

Le terme au dénominateur noté "MW_TRANSMISION" sert à corriger les flux de deux composantes de transmission, celle de l'atmosphère, excepté pour WISE qui est dans l'espace, et celle de l'extinction galactique. Ce terme est différent pour chaque bande grzW1W2, toutefois en considérant que les filtres grz de MzLS et BASS sont complètement équivalents à ceux de DECaLS, et pour chaque objet observé. Les coefficients de transmission de l'atmosphère sont calculés pour une masse d'aire de 1.3 par Schlafly et al. (2011) [52] dans chaque filtre grz. "MW_TRANSMISION" est ensuite obtenu en multipliant ces coefficients par les valeurs présentes dans la carte de l'extinction galactique établie par Schlegel et al. (1998) [53] aux coordonnées de l'objet observé. L'extinction galactique est due à l'absorption et à la diffusion des photons au sein du milieu interstellaire de notre galaxie, la Voie Lactée. Ce milieu est constitué en majorité de gaz très ténu et ionisé, principalement de l'hydrogène et de l'hélium issus de la nucléosynthèse primordiale. Il affecte davantage les courtes longueurs d'onde du spectre et ainsi la lumière reçue semble plus rouge.

Chaque catalogue d'objets est distribué en une collection de plusieurs fichiers sous format "FITS" téléchargeables depuis les serveurs du National Energy Research Scientific Computing Center (NERSC). Les fichiers désignés "sweeps" sur NERSC sont une version plus sommaire

que les fichiers "tractor" produits directement en sortie de *The Tractor*. De plus, ces fichiers "sweeps" décrivent chacun les objets présents dans une région rectangulaire unique en RA-DEC du footprint de DESI avec un intervalle en RA de 10 degrés et en DEC de 5 degrés. Autrement dit, ces régions rectangulaires ne se chevauchent pas, et par conséquent aucun objet ne peut apparaître dans plus d'un fichier "sweep".

Présélection des objets

Une présélection des objets est ensuite réalisée. Le critère de morphologie a déjà été évoqué et justifié en 4.2.3. Ainsi, seuls les objets de type "PSF" sont retenus. Cela dit, à partir de DR7 de nombreux objets bien que classés "PSF" sont tout de même éliminés. Le catalogue Tycho-2 [54] contient 2.5 millions des étoiles les plus brillantes de la Voie Lactée, de magnitude inférieure à 12, construit à partir des observations du satellite Hipparcos de l'ESA. Ces étoiles très brillantes forment sur les images des relevés photométriques de larges halos lumineux difficiles et très gourmands en calcul à modéliser par *The Tractor* et donc indésirables. Toutes les sources situées à l'intérieur de ces tâches brillantes sont alors systématiquement classées "PSF" et signalées dans le catalogue DR7 par la variable "BRIGHSTARINBLOB". Ces sources improprement classées "PSF" polluent l'échantillon des objets réellement ponctuels et donc compromettraient la sélection des QSO. Pour cette raison, il a été décidé de masquer ces zones des images de DR7 affectées par ces artefacts. Ainsi, tous les objets du catalogue DR7 classés certes "PSF", mais aussi signalés "BRIGHSTARINBLOB" sont exclus. Ce masque de DR7 couvre environ 1% du footprint de DESI. Au total, 4% du footprint serait perdu s'il était décidé d'ajouter également le masque propre aux données WISE.

De plus, seuls les objets disposant de mesures valides, c'est-à-dire disponibles, dans les cinq bandes grzW1W2 sont conservés. D'autre part, la magnitude des objets dans la bande r est bornée telle que $17.5 < r_{mag} < 22.7$. La borne inférieure est motivée par la QLF, car d'après celle-ci les QSO à $17.5 < r_{mag}$ sont quasi inexistants, ou autrement dit, les objets plus brillants ont de forte chance d'être des étoiles. La profondeur limitée de la photométrie des relevés d'imagerie et la sensibilité maximum du télescope de DESI expliquent que la magnitude des objets soit également plafonnée. Cette borne supérieure a été fixée à 22.7. En effet, la variance ou erreur des mesures de photométrie pour les objets les plus ténus proches de la limite de sensibilité des instruments d'imagerie provoque une large dispersion des mesures. Cette dispersion altère la position de ces objets dans l'espace photométrique et rend difficile la caractérisation et la prédiction de ces objets par le modèle de classification. Au-delà de 22.7, les tests menés montrent que les performances de la sélection des quasars sont alors dégradées en faveur d'une contamination stellaire plus élevée.

Ces critères de présélection seront testés au cours de la phase dite de Survey Validation (SV) de DESI. Cette phase du projet devrait pointer ses premières cibles à partir de février 2020 pour une durée de 6 mois. Elle a pour mission d'éprouver, d'évaluer et de valider les techniques de sélection des cibles mises au point pour chaque catégorie de traceurs. À cette occasion, celles-ci seront révisées en des versions "élargies" au moyen de critères moins restrictifs, par exemple via des coupures moins strictes, afin de produire un budget de cibles augmenté, grosso modo doublé par rapport au budget nominal. Le SV permettra ainsi de garantir qu'il n'y ait pas de QSO omis par la technique de sélection nominale et qui pourraient possiblement être recouvrés.

Construction des attributs utiles

La préparation des données s'achève par l'opération de construction des "attributs utiles". Ces attributs dits utiles, propriétés décrivant les objets à classer, seront ceux réellement fournis à et exploités par l'algorithme chargé d'entraîner le modèle de classification puis de produire des prédictions. Certes, ces attributs doivent avoir un fort pouvoir prédictif, c'est-à-dire être vecteurs d'un maximum d'informations discriminantes entre les deux classes d'objets considérées. De plus, élaborer un ensemble de variables prédictives indépendantes, ou non corrélées, évite une redondance mutuelle d'information entre ces variables au profit d'une description synthétique et concise. Le choix de la représentation de ces attributs est aussi essentiel. En effet, il faut veiller à trouver la forme la plus expressive et adéquate pour le modèle adopté afin de mettre en exergue les propriétés des objets à classer, a fortiori celles discriminantes, et ainsi faciliter l'exploration, la découverte et donc l'apprentissage de ces propriétés par le modèle. La puissance de prédiction d'un classifieur tient beaucoup à la synergie entre la représentation choisie des données, d'une certaine manière la géométrie sous-jacente de ces données, et le modèle adopté couplé à ces données qui doit être en mesure de paramétrer cette représentation.

Les attributs utiles de nos objets, au nombre de 11, sont constitués de leur magnitude r_{mag} complétée par 10 couleurs résultant de toutes les combinaisons possibles de leurs 5 magnitudes dans les bandes g, r, z, W1 et W2, soient ($g_{mag} - r_{mag}$, $r_{mag} - z_{mag}$, $g_{mag} - z_{mag}$, $g_{mag} - W1_{mag}$, $r_{mag} - W1_{mag}$, $z_{mag} - W1_{mag}$, $g_{mag} - W2_{mag}$, $r_{mag} - W2_{mag}$, $z_{mag} - W2_{mag}$, $W1_{mag} - W2_{mag}$). Cette redondance d'information ne dégrade pas les performances du modèle de classification décrit section 4.3.2. La décision de recourir à des couleurs, à défaut directement des magnitudes, permet de s'affranchir du caractère brillant ou ténu des objets à caractériser. En effet, l'éclat des objets n'est pas une propriété discriminante. Cette décision vise aussi à minimiser les effets éventuels causés par la dérive de la luminosité des QSO due à la fois à une dispersion au sein même de la population des QSO mais aussi à la variabilité intrinsèque d'un seul QSO au cours du temps. r_{mag} est néanmoins inclus comme attribut utile car il jouera un rôle important lors de l'apprentissage du modèle de classification détaillé section 4.3.3.

4.3.2 Machine learning et algorithme de classification

Introduction

La communauté en astronomie a exprimé ces dix dernières années un intérêt croissant pour le machine learning à l'ère où le numérique est devenu indispensable. Cette tendance est motivée par trois facteurs. Tout d'abord, il y une véritable explosion des données disponibles en astronomie. Comme dans nombre d'autres disciplines, l'astronomie est entrée dans le régime du Big Data, terme utilisé pour désigner cette quantité gigantesque d'informations collectées. Ensuite, les ressources informatiques offrant des capacités de calcul toujours plus puissantes grâce à la parallélisation et au ferme de serveurs sont aujourd'hui très faciles d'accès. Cela dit, un ordinateur personnel suffit le plus souvent pour développer des outils de ML avant qu'ils soient déployés à plus grande échelle. Enfin, un choix très large de librairies performantes, open source et simples à prendre en main est proposé sur Internet. Ces librairies sont spécialement dédiées pour réaliser certaines des opérations spécifiques aux projets de ML. Cette interopérabilité entre l'astronomie et l'informatique est même devenue essentielle pour faire face aux nouveaux défis soulevés par la génération future d'instruments tels que DESI, LSST [55] et Euclid [56], qui destinés à sonder un très grand volume de l'Univers généreront des masses considérables de données à traiter et à analyser.

Considérons la sélection des QSO comme application du ML. C'est un problème de classification binaire donc à deux classes, autrement dit où les objets testés sont soit sélectionnés comme QSO, soit rejetés. Chaque objet à trier occupe dans un hyperespace à onze dimensions une certaine position qui est fonction des valeurs des onze attributs utiles de cet objet. Appliquer la méthode classique des coupures réalisées "à la main" dans un espace couleurs à N dimensions (N-d), N étant un entier assez grand (>10), devient extrêmement complexe dû aux difficultés à projeter un espace N-d dans un espace 2-d, à la limite 3-d, sans perdre de l'information. De plus, l'intuition humaine est mise à mal pour raisonner dans et échoue à manipuler ces hyperespaces pour lesquels certaines propriétés évidentes en 2-d et 3-d ne sont plus valides. En fait, ce problème fait écho au concept bien connu en ML du "fléau de la dimensionnalité". Le ML se propose alors de déléguer ce travail laborieux à des algorithmes chargés de déterminer par eux-mêmes les frontières de décision multidimensionnelles optimums décrivant les régions peuplées par les objets à sélectionner.

Le ML est basé sur le principe de l'apprentissage par induction, par opposition au principe de déduction, à partir de données issues d'observations qui servent d'échantillon d'entraînement (EE). L'induction est un procédé d'optimisation d'une fonction objectif, aussi appelée fonction de coût. Cette dernière quantifie à quel point les données sont représentées fidèlement par le modèle en cours de construction. Les paramètres libres du modèle sont ajustés au cours de sa

création de manière à minimiser la fonction objectif. Le ML est donc un outil puissant pour apprendre automatiquement un programme à partir de données expérimentales.

L'algorithme de classification (AC) utilisé dans cette étude est celui des *Random Forest* (RF) [57] implémenté en Python dans la librairie scikit-learn [58]. Il fait partie des algorithmes d'apprentissage dit supervisé car l'EE à fournir est constitué d'objets déjà "étiquetés", signifiant que la classe à laquelle ils appartiennent est connue. Par exemple, l'EE de QSO sera composé d'objets déjà identifiés et confirmés par leur spectre comme quasars. Chaque objet est caractérisé par un vecteur dont les composantes correspondent aux valeurs de leurs attributs utiles. Une fois qu'un modèle de classification entraîné, ci-après désigné par estimateur ou "classifieur", est évalué et jugé satisfaisant, il peut être mis a profit a posteriori et être appliqué à de nouveaux objets de nature inconnue, à condition bien sûr que ces objets possèdent les attributs utiles requis, dans le but de prédire à quelle classe ces objets appartiennent. Pour chaque objet à classer, l'AC reçoit donc en entrée les variables dites prédictives ou indépendantes, ceux sont nos attributs utiles, et retourne en sortie la variable dite prédite ou dépendante. Dans notre cas, le RF retournera pour chaque objet testé une valeur comprise entre 0 et 1 à interpréter comme la probabilité que cet objet soit un QSO. Ensuite, seuls les objets associés à des valeurs de sortie du RF situées au-delà d'un certain seuil de probabilité qui reste à fixer seront classés QSO et sélectionnés comme cibles. Ce seuil de probabilité sera principalement contraint par le budget de fibres alloué à l'observation des QSO, à savoir $260 \,/\, \mathrm{deg}^2$ (cf. tableau 2.1).

Le travail de l'AC sert donc à explorer la structure sous-jacente des données expérimentales de l'EE afin d'en extraire une fonction empirique décrivant la relation entre les variables prédictives des objets et la réponse du classifieur, à savoir à quelle classe ces objets appartiennent.

Biais et variance

Considérons un problème très général de classification où la variable à prédire, associée à la réponse d'un système quelconque, est notée Y. Y dépend, entre autres, des variables prédictives, ou paramètres de contrôle connus et mesurables du système, notées X. Supposons qu'il existe une relation entre X et Y donnée par la fonction notée f, a priori non accessible, telle que :

$$\mathrm{Y(X)} = \mathrm{f(X)} + \mathrm{e(X)} \tag{4.3}$$

Cette fonction f théorique, unique et déterministe permet de calculer Y, à l'erreur près notée e, à partir seulement des informations mis à disposition par X. Ensuite, un algorithme de classification est choisi. Celui-ci est entraîné sur un échantillon de données générées expérimentalement. Cet échantillon correspond donc à une réalisation statistique du comportement du système. Il est produit des mesures de Y pour différents paramètres d'entrée associés X

également mesurés. Le classifieur obtenu est entaché d'une erreur qui peut s'écrire :

$$\text{Err(x)} = \text{Erreur Irréductible} + \text{Biais}^2 + \text{Variance} \tag{4.4}$$

Cette erreur se décompose en une erreur dite irréductible, notée e précédemment, et en une seconde erreur somme des termes de biais et de variance du classifieur. Explicitons la nature de ces termes et leur origine.

L'erreur irréductible ne peut être minimisée comme son nom l'indique, même en créant un meilleur estimateur car elle est indépendante de l'algorithme choisi et de l'EE. En fait, cette erreur traduit l'aléatoire ou la variabilité naturelle inhérents au processus physique qui sous-tend le système modélisé. En effet, il est impossible de faire l'inventaire et de ce fait de tenir compte de tous les facteurs ignorés qui régissent le comportement du système, a fortiori ceux avec une influence subtile. Cette erreur est liée en quelque sorte à la quantité limitée d'informations contenue dans X qui ne peut par conséquent donner une description complète du processus en jeu. Cet effet stochastique doit être distingué du bruit présent dans les données de l'EE car issues d'une réalisation statistique de ce processus. Toutefois, l'ajout de propriétés nouvelles à l'ensemble des variables prédictives X des objets à classer peut permettre de diminuer cette erreur, à condition bien sûr que celles-ci apportent un pouvoir de discrimination supplémentaire. Dans le cas de la sélection des QSO, l'identification de la nature d'un objet basée sur son spectre est très robuste et sans équivoque. C'est à cet égard que le spectre d'un objet peut être considéré comme une source d'informations suffisante et nécessaire pour la classification de l'objet. Cependant, cette source d'informations très riche s'appauvrit lorsqu'elle est réduite en un petit nombre de propriétés photométriques résultant de l'intégration du spectre dans plusieurs fenêtres, ou filtres, à large bande spectrale. Cet appauvrissement de l'information provoque parfois une dégénérescence entre différentes classes d'objets qui occupent alors des régions communes de l'hyperespace des attributs.

À l'inverse, le biais et la variance constituent la composante de l'erreur du classifieur dite réductible. Ils dépendent de l'algorithme choisi et de l'EE. Tout projet de ML cherche à minimiser cette erreur afin d'atteindre les meilleures performances possibles du modèle adopté. Les notions abordées ci-après sont illustrées figure 4.12 et figure 4.13. Sur la figure 4.12, le centre des cibles représente la valeur vraie à prédire. Ainsi, plus les prédictions, matérialisées par des impacts sur la figure, s'éloignent du centre de la cible, plus l'erreur du classifieur devient grande. D'une part, un classifieur souffrant d'un biais élevé simplifie à l'excès la représentation des données de l'EE. Il est donc incapable de capturer la structure sous-jacente à ces données, notamment si l'EE est trop rudimentaire ou que le modèle est trop basique. Par exemple, un modèle linéaire appliqué sur des données fortement non linéaires ne sera pas en mesure de capturer la complexité de ces données. Un tel classifieur produit une erreur élevée à la fois sur l'EE et sur de nouvelles données. Le biais dénote à quel point l'estimateur reflète l'EE et de

combien s'écarte en moyenne ses prédictions de la valeur vraie. Cet effet dû à un biais élevé est appelé "underfitting" en ML et est illustré sur le graphe central de la figure 4.13. D'autre part, un classifieur souffrant d'une variance élevée mémorise à l'excès la structure spécifique des données de l'EE à l'origine de son apprentissage. Encore une fois, un EE n'est que le résultat d'une réalisation statistique d'un processus. Le classifieur capture donc trop précisément le bruit des données, par exemple causé par des fluctuations ou des erreurs dans les mesures de X et Y, et des choses aléatoires non pertinentes pour représenter le signal utile. Il donne des prédictions excellentes sur l'EE mais échoue à généraliser et à produire des prédictions satisfaisantes sur de nouvelles données. Un tel classifieur a tendance à osciller autour d'une certaine valeur centrale. La variance est en ce sens une mesure de son instabilité. Cet effet dû à une variance élevée est appelé "overfitting" en ML et est illustré sur le graphe de gauche de la figure 4.13.

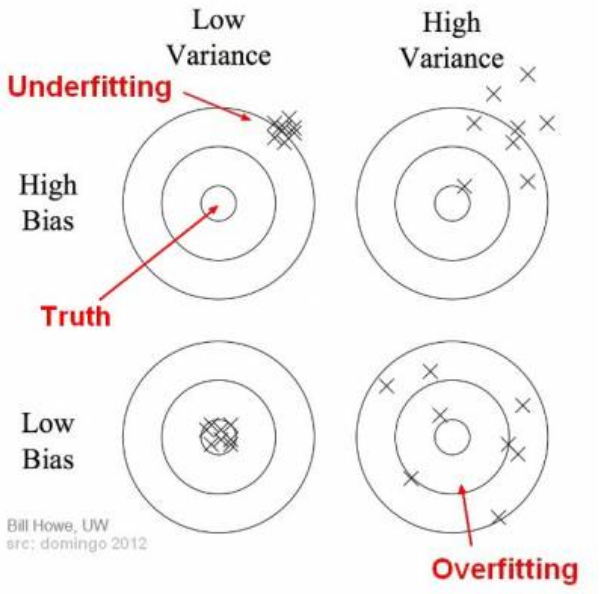


FIGURE 4.12 Diagramme illustrant les notions de biais et de variance en machine learning.

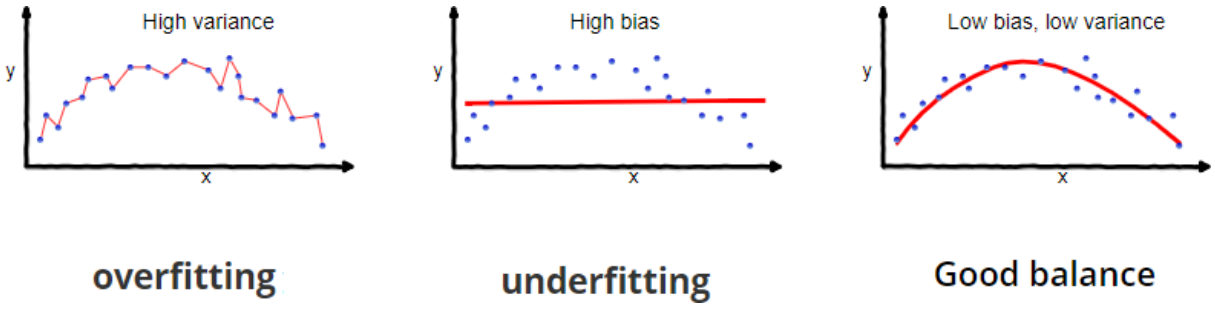


FIGURE 4.13 Diagramme illustrant les notions de biais et de variance en machine learning.

Idéalement, biais et variance doivent être minimisés simultanément. Dans la pratique, c'est plus compliqué car ces deux termes sont en général inversement corrélés. L'enjeu est donc

de trouver un bon équilibre entre ces deux contributions à l'erreur totale de l'estimateur tel qu'illustré sur le graphe de droite de la figure 4.13. Pour cela, chaque algorithme dispose de paramètres que l'utilisateur peut ajuster afin d'optimiser les performances du classifieur en fonction des spécifications de son application et de contrôler ce compromis biais-variance. Ces degrés de liberté sont différents des paramètres libres du modèle qui eux sont estimés lors de la construction du modèle par l'algorithme lui-même. Ainsi, ils sont appelés hyperparamètres pour les distinguer. Le choix optimum de ces hyperparamètres dépend encore une fois de la complexité des données et donc de celle de la frontière de décision à déterminer dans l'hyperespace des attributs. Par exemple, des valeurs trop lâches produiront un classifieur souffrant d'underfitting, et réciproquement. Ces paramètres de réglage affectent donc la flexibilité et l'adaptabilité du modèle ainsi que la capacité de généralisation du classifieur lorsqu'il est confronté à de nouvelles données. Certains algorithmes appliquent une procédure dite de régularisation afin de prévenir l'overfitting. Cette procédure consiste souvent à pénaliser la complexité de l'estimateur au cours de sa construction via l'ajout d'un terme, mesure du degré de complexité du modèle, dans la fonction objectif à minimiser. L'utilisateur peut modérer le poids de ce terme, qui a pour effet de "lisser" la réponse de l'estimateur, à l'aide d'un hyperparamètre de l'algorithme. Cette approche visant parallèlement à produire l'estimateur le plus performant tout en maintenant sa complexité au plus bas indique que le principe d'Ockham, ou de parcimonie, est également de mise en ML.

Une erreur courante en ML est de tester le classifieur sur le même échantillon que celui employé pour l'entraînement créant alors une illusion de succès en cas d'overfitting. Ainsi, une pratique absolument indispensable en ML est d'évaluer les performances du classifieur sur un échantillon clairement séparé et indépendant de celui d'entraînement, appelé échantillon de test (ET). Cette pratique permet de justifier que le classifieur a bien découvert les propriétés intrinsèques du problème et qu'il n'est pas en réalité, à cause de l'overfitting, sur-spécialisé spécifiquement pour reconnaître les caractéristiques propres à l'EE utilisé. L'EE et l'ET interviennent au cours des étapes successives aboutissant à l'adoption de l'estimateur définitif. Tout d'abord, l'EE sert à entraîner une collection d'estimateurs candidats générés pour différentes valeurs des hyperparamètres de l'algorithme. Ensuite, l'ET est mis à profit pour évaluer sur des données neuves les performances de ces estimateurs et ainsi les comparer en vue de décider in fine pour lequel opter. Cette procédure peut être assimilée à une stratégie de régularisation afin d'agir sur le compromis biais-variance. Elle permet de juger de l'aptitude du classifieur à produire des prédictions sur de nouvelles données exclues de celles exploitées lors de son apprentissage, de déceler des signes d'overfitting et de repérer des individus difficiles à classer. Elle procure donc des indices quant à la faculté du classifieur à généraliser et fournie une sorte de garantie statistique qui certifie que les performances du classifieur se situent dans un certain intervalle de confiance. La qualité de l'EE est aussi primordiale afin de minimiser le biais introduit par la sélection des individus constituant cet échantillon. De plus, les algorithmes

de ML apprennent sur la base de ce qui leur est présenté dans l'EE et sont donc en général très mauvais lorsqu'il s'agit de produire des prédictions en dehors du domaine couvert par les objets de l'EE, c'est-à-dire pour extrapoler.

Jusqu'ici, la qualité d'un classifieur a toujours été exprimée sous le terme très générique de performances. Il convient en fait de définir des grandeurs quantitatives et mesurables, ou calculables, afin d'évaluer les performances des classifieurs et donc aussi de les comparer. En ML, ces critères de performances correspondent à des métriques ou des fonctions de score qui dépendent en partie des spécifications de l'application à laquelle le classifieur est dédié. Dans le cadre de la sélection des QSO, ces critères de performances ainsi que les deux échantillons évoqués sont décrits dans les sections suivantes 4.3.3 et 4.3.4.

Déjà abordé dans la section 4.3.1, le choix des attributs utiles est fondamental. D'une manière générale, élaborer une représentation succincte qui capture les caractéristiques les plus saillantes des objets à sélectionner réduit la complexité et le risque d'overfitting du classifieur et facilite l'interprétation de ses résultats. Par exemple, un trop grand nombre d'attributs, dont certains à faibles valeurs prédictives, entrave la détermination par l'algorithme de la frontière de décision décrivant la région peuplée par les objets à sélectionner.

Choix de l'algorithme de classification

Aujourd'hui, un large éventail d'algorithmes d'apprentissage supervisé et dédiés à des fonctions de classification est proposé. Il est donc crucial de choisir le modèle qui satisfait au mieux aux spécifications du problème à traiter. En effet, il existe une limite théorique, connue en anglais sous le nom de *no free lunch theorem*, qui affirme qu'il n'y a pas de modèle ultime, ou d'algorithme magique, qui convienne à tous les problèmes et aurait la capacité de résoudre différentes tâches de nature très variée. Puisqu'un modèle est une représentation approximée de la réalité, il repose donc sur un certain nombre d'hypothèses plus ou moins dépendantes du problème considéré. Or, ces hypothèses sont différentes pour chaque type de problème. En d'autres termes, un algorithme de ML qui a du succès sur une catégorie particulière de problèmes sera en contrepartie et en moyenne moins performant sur d'autres types de problèmes. Par conséquent, il est indispensable dans tout projet de ML de procéder à l'opération nommée en anglais *model spot checking*. Cette étape implique de passer en revue une collection d'algorithmes aussi diverse que possible puis de prendre soin d'adopter celui qui démontre être le plus approprié au vu de ses performances pour le problème à résoudre.

L'EE est fourni sous la forme de N enregistrements décrivant N objets de nature connue. Chaque objet est représenté par un couple de données $(\mathbf{x}, y)$. $\mathbf{x}$ est un vecteur dont les composantes notées x_i telles que $x_i \in \mathbb{R},\ i \in [|1, n|]$ correspondent aux variables d'entrée de l'algorithme. Ce sont les n attributs utiles de l'objet. $y \in \mathbb{N}$ est la variable-cible à prédire par

l'algorithme, c'est-à-dire à quelle la classe l'objet appartient, en l'occurrence 0 si c'est une étoile et 1 si c'est un QSO.

Le modèle adopté pour la sélection des quasars cibles de DESI est celui du *Random Forest* défini en français par forêts aléatoires d'arbres décisionnels car les RF sont eux-mêmes bâtis sur un algorithme plus élémentaire appelé arbre de décision (AD) [59]. Un AD est un modèle de ML supervisé qui suit la structure d'un diagramme de flux de données en théorie des graphes. Cet estimateur prédit la classe des objets testés en apprenant un ensemble de règles de décision simples déduites de l'EE sous la forme d'instructions conditionnelles booléennes de type "si-alors-sinon".

La structure d'un AD se compose de nœuds et de branches telle qu'illustrée sur la figure 4.14. Les nœuds terminaux sont appelés feuilles pour les distinguer des nœuds internes ou intermédiaires de l'arbre. La construction d'un AD binaire démarre en divisant le nœud-racine situé au sommet de l'arbre et incluant l'EE complet. Pour cela, une des variables d'entrée des objets de l'EE est sélectionnée et un seuil de coupure est appliqué sur cette variable afin de partager tous les objets présents dans le nœud-racine en deux sous-groupes, et ainsi de suite. Un critère de segmentation est donc décrit par le couple noté $\theta_m = (j_m, c_m)$ et formé d'une variable prédictive, numérotée j_m, et du seuil de coupure associé, noté c_m, avec m le numéro du nœud courant. Ainsi, au cours de son expansion, un AD procède à des segmentations récursives de l'hyperespace des attributs en un nombre croissant de partitions de façon à ce que les individus d'une même classe soient rassemblés ou isolés au sein de sous-régions communes. À chaque nœud, une ramification des données est réalisée dans le but de créer deux nouveaux nœuds fils, chacun contenant un sous-ensemble des données, notés $Q_{m,gauche}$ et $Q_{m,droit}$ et comportant respectivement N_{gauche} et N_{droit} objets, dérivés de l'ensemble des données, noté Q_m et comportant N_m objets, du nœud parent. Cette formulation est écrite mathématiquement éq. 4.5. Cette procédure se poursuit jusqu'à ce que la pureté de chaque feuille soit égale à un, dans ce cas l'arbre est développé entièrement, ou alors qu'une condition d'arrêt soit positive. Les branches représentent donc les valeurs possibles que les attributs peuvent occuper dans chaque partition.

$$\begin{aligned} \theta_m &= (j_m, c_m) \\ Q_{m,gauche}(\theta_m) &= (\mathbf{x}, y) \in Q_m \mid x_j \leqslant c_m \\ Q_{m,droit}(\theta_m) &= Q_m \setminus Q_{m,gauche}(\theta_m) \end{aligned} \tag{4.5}$$

Chaque feuille fournit une prédiction de la variable-cible. En fait, cette prédiction est décrite par une distribution de probabilités des diverses valeurs possibles que peut emprunter la variable-cible. Pour une classe donnée et numérotée k, la probabilité associée, notée p_{mk}, est égale à la fraction d'objets appartenant à cette classe qui résident dans la feuille m, et s'écrit

selon l'éq. 4.6 suivante :

$$p_{mk} = \frac{1}{N_m} \sum_{(\mathbf{x},y)\in Q_m} I\left(y = k\right) \tag{4.6}$$

où I est la fonction identité qui retourne 1 si l'objet appartient à la classe k et 0 sinon.

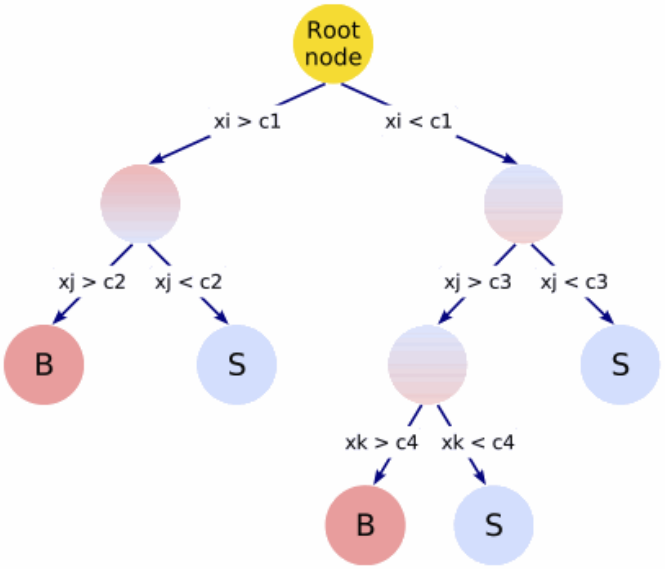


FIGURE 4.14 Graphe décrivant la structure d'un arbre de décision. Au sommet de l'arbre se trouve le nœud-racine marqué en jaune. De ce dernier résultent les ramifications successives qui débouchent sur les nœuds terminaux ou feuilles de l'arbre. En rouge sont indiquées les feuilles occupées à majorité par du bruit, donc par des objets non désirés. Ce sont les étoiles dans notre étude. En bleu sont signalées les feuilles occupées à majorité par du signal utile, donc par les objets d'intérêt à sélectionner. Ce sont les quasars dans notre étude.

Dans le cas de variables prédictives continues, le critère de segmentation optimum d'un nœud est déterminé en inspectant simplement tous les attributs des objets de l'EE. Ces objets sont ensuite triés en fonction de la variable prédictive scannée pour laquelle différents points de coupure sont testés en évaluant à chaque fois la qualité du critère de segmentation. La meilleure partition encourage la création de sous-régions où la majorité des objets appartienne à une seule et même classe. Différentes métriques mesurent la qualité d'une partition et caractérisent le gain en homogénéité des sous-ensembles obtenus. La métrique employée dans notre étude est celle de la réduction de l'impureté qui s'écrit selon l'éq. 4.7 suivante :

$$G\left(Q_m, \theta_m\right) = \frac{N_{m,gauche}}{N_m} H\left(Q_{m,gauche}\left(\theta_m\right)\right) + \frac{N_{m,droit}}{N_m} H\left(Q_{m,droit}\left(\theta_m\right)\right) \tag{4.7}$$

où H est une fonction qui mesure l'impureté présente dans des données constituées d'objets étiquetés de diverses classes k. Cette fonction est appelée index de Gini et est donnée par l'éq.

4.8 suivante :

$$H\left(Q_m\right) = \sum_k p_{mk}\left(1 - p_{mk}\right) \tag{4.8}$$

Le critère de segmentation optimum d'un nœud, noté θ^*, est donc celui pour lequel les paramètres minimisent la fonction de réduction de l'impureté tel qu'explicité à l'éq. 4.9 suivante :

$$\theta^* = argmin_\theta\, G\left(Q, \theta\right) \tag{4.9}$$

Cette stratégie de l'AD de déterminer à chaque nœud la meilleure coupure revient à faire étape par étape le choix d'un optimum local. En ce sens, l'AD suit le principe des algorithmes gloutons, ou *greedy algorithm* en anglais. Dans certains cas, cette approche conduit à un optimum global mais en règle général c'est une heuristique. Ce dernier terme désigne une méthode de calcul qui fournit rapidement une solution réalisable, mais pas nécessairement exacte, à un problème d'optimisation difficile. Un optimum local est souvent préféré en ML car un optimum global pourrait être synonyme d'overfitting.

Les prédictions sont réalisées par l'AD conformément au schéma suivant. Un nouvel objet part du sommet ou nœud-racine de l'arbre. Il parcourt ensuite la structure de l'AD au gré des différentes redirections qu'il subit au fur et à mesure de son passage par les nœuds de l'arbre. Ces redirections sont fonction des valeurs des attributs de cet objet et des coupures appliquées à chaque nœud. L'itinéraire de l'objet prend fin lorsqu'il rencontre une feuille de l'arbre où plus aucune bifurcation n'est alors possible. Ainsi, l'objet progresse au sein de l'AD en décrivant un chemin unique le long de ses nœuds et branches, trajet dont le point de départ est le sommet de l'arbre et la destination une feuille de ce dernier. L'objet testé atterrit donc exactement dans un seul nœud terminal qui renseigne de la classe prédite pour cet objet. Si un objet tombe dans la feuille correspondant à la sous-région notée R_m de l'hyperespace des attributs, alors la probabilité qu'il soit de la classe k est notée $\hat{y}_k$ et s'écrit selon l'éq. 4.10 suivante :

$$\hat{y}_k = \sum_m p_{mk} I\left(\mathbf{x} \in R_m\right) \tag{4.10}$$

où I est la fonction identité qui retourne 1 si l'objet appartient à la sous-région R_m et 0 sinon.

Les AD possèdent plusieurs avantages. L'architecture et la logique d'un arbre sont assez simples à visualiser avec ses nœuds et branches associés aux coupures successives. Ceci favorise la compréhension de l'AD et son interprétation. De plus, un AD n'impose rien quant aux valeurs des attributs des objets à classer. Ces dernières ne sont pas contraintes d'obéir à une loi normale par exemple ou d'être du même ordre de grandeur. L'AD est aussi très peu sensible à l'inclusion d'attributs dépourvus d'un vrai pouvoir de discrimination. Il réalise ainsi implicitement une sorte de sélection des attributs réellement pertinents pour produire les prédictions.

Enfin, le coût en calcul des AD est raisonnable et croît de façon logarithmique avec le nombre d'individus utilisés pour l'entraînement.

Néanmoins, un AD pâtit de plusieurs inconvénients. Un AD seul est instable dans le sens où une faible variation de l'EE peut conduire à la génération d'un AD radicalement différent. Ceci est assez intuitif. Chaque ramification dépend de celle précédente. Ainsi, si un critère de segmentation différent est appliqué à un nœud, la structure entière de l'arbre est modifiée en aval de ce nœud. Les AD souffrent donc d'une variance forte avec un risque élevé de produire des classifieurs très complexes enclins à l'overfitting. C'est pourquoi un seul AD est souvent référé en anglais comme un *weak learner*, ou "classifieur faible". Ce paragraphe fait écho aux notions évoquées dans la section précédente et relatives à l'arbitrage entre biais et variance d'un classifieur. En pratique, un arbre dont toutes les feuilles sont peuplées de sous-ensembles de données totalement pures n'est pas recommandé. Un tel arbre ne commet alors aucune erreur sur l'EE car il en épouse toutes les caractéristiques, mais il n'est pas généralisable à un autre échantillon. À nouveau, l'enjeu en ML est de parvenir à saisir l'information utile encodée dans la statistique de la population de l'EE tout en faisant abstraction des caractéristiques spécifiques et non pertinentes de ce jeu de données. Dans cette optique, l'AD propose une stratégie de régularisation qui se traduit par différentes conditions d'arrêt intervenant au cours de la phase d'expansion de l'arbre. Ces conditions évitent de fractionner exagérément les données en des sous-ensembles sans réalité statistique. Cette stratégie est connue en anglais sous le nom de *pruning*, ou "élagage". En particulier, la profondeur maximum de l'arbre et son nombre maximum de feuilles sont deux conditions d'arrêt qui servent à maîtriser la complexité de l'AD.

Cependant, le *pruning* reste le seul moyen de régularisation et s'avère souvent insuffisant pour procurer aux AD une puissance prédictive satisfaisante. Cette faiblesse d'un AD unique peut être corrigée en ayant recours à une approche de ML appelée *ensemble learning* (EL). Cette approche consiste à combiner une collection d'estimateurs, ou de *weak learner*, tous entraînés à partir d'un même modèle de base et suivant une procédure d'apprentissage commune. Une prédiction du classifieur final est ensuite obtenue en conjuguant les décisions multiples réalisées par les estimateurs individuels. L'EL est une solution très simple pour améliorer la stabilité et la précision par rapport à un seul estimateur sans qu'il soit nécessaire d'adapter le modèle de base. Cette approche repose sur la philosophie suivante : mieux vaut prendre une décision à plusieurs après consultation de divers experts plutôt que sur l'avis d'un seul spécialiste.

Les RF constituent une variante d'EL et sont basés sur une collection d'AD. La procédure d'apprentissage des AD mise en œuvre par les RF fait appel à deux méthodes qui intègrent chacune une composante aléatoire. D'une part, est exploitée la méthode dite du *bagging*. Pour chaque AD individuel du RF, un EE secondaire est spécialement généré et dédié à son apprentissage.

Cet EE secondaire est obtenu en sous-échantillonnant l'EE de départ à l'aide d'un tirage aléatoire avec remise. Autrement dit, certains individus de l'EE initial peuvent être sélectionnés et donc apparaître plusieurs fois dans l'EE secondaire. Ce dernier est de taille égale à l'EE initiale dont il est dérivé. Cette technique d'échantillonnage avec remise, dite *bootstrap*, cherche à renforcer l'exploration par le RF de l'intégralité de la distribution de l'EE, y compris celle des objets les plus rares de l'échantillon. D'autre part, pour chaque AD individuel du RF, un sous-groupe des propriétés décrivant les objets est sélectionné aléatoirement au sein de tous les attributs utiles disponibles. Les critères de segmentation de l'AD sont donc désormais déterminés parmi un nombre restreint d'attributs qui n'inclue pas forcément celui optimum. Cette méthode vise à déceler des structures subtiles au sein de l'EE qui sont plus facilement révélées lorsque les AD peuvent se concentrer sur des groupes réduits d'attributs. Un RF est représenté figure 4.15. La probabilité produite par le RF, noté ψ, que l'objet testé soit de la classe k résulte de la moyenne des probabilités retournées après évaluation de l'objet par chacun des M AD, notés φ_i, constituant le RF. Ceci s'écrit selon l'éq. 4.11 suivante :

$$p_\psi\left(Y = k \mid X = \mathbf{x}\right) = \frac{1}{M}\sum_{i=1}^{M} p_{\varphi_i}\left(Y = k \mid X = \mathbf{x}\right) \tag{4.11}$$

où $p_{\varphi_i}\left(Y = k \mid X = \mathbf{x}\right)$ est donnée par l'éq. 4.7.

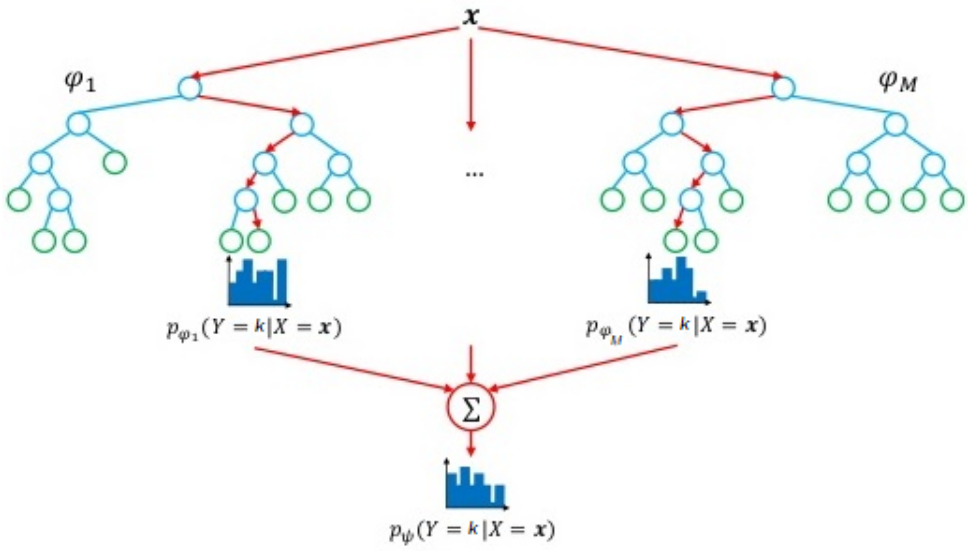


FIGURE 4.15 Graphe décrivant le fonctionnement d'un RF. L'objet testé est décrit par ses attributs notés $\mathbf{x}$. Il est injecté dans chacun des arbres de décision, notés φ_i, constituant le RF noté ψ. La probabilité produite par le RF que l'objet testé soit de la classe k résulte de la moyenne des probabilités retournées après évaluation de l'objet par chacun des M AD.

Cette procédure d'apprentissage contribue à maximiser la diversité au sein de la collection d'AD constituant le RF, ceci au détriment d'une légère hausse du biais largement compensée par la baisse drastique de la variance du classifieur final. Le principe directeur des RF est

donc de construire plusieurs estimateurs partiellement indépendants via l'introduction d'une dimension stochastique. Les RF ont été éprouvés dans une variété de situations pour lesquelles ils ont prouvé leur capacité à produire de bons résultats. L'aléatoire favorise aussi la robustesse des RF face aux individus marginaux et au bruit présents dans l'EE, par exemple dus à des objets mal étiquetés. De plus, les RF sont clairement parallélisables à l'échelle de chaque AD qui peut être évalué séparément. En résumé, à l'instar des coupures couleurs basiques faites "à la main", un RF élabore automatiquement une série de coupures plus sophistiquées.

En général, les RF fonctionnent mieux avec des AD entièrement développés. Le comportement d'un RF s'éloigne donc sensiblement de celui d'un AD unique bien que ce dernier en soit la brique élémentaire. En effet, les RF sont un outil de régularisation très puissant qui rend de fait le *pruning* des AD quasi-optionnel. Toutefois, il est toujours judicieux d'ajuster les hyperparamètres du RF dans le but d'optimiser le classifieur créé. En plus des deux cités précédemment et hérités de ceux de l'AD, à savoir la profondeur maximum des arbres et leur nombre maximum de feuilles, le nombre d'arbres constituant la forêt est un paramètre clé. L'ajout d'AD supplémentaires au RF apporte un gain de performances, au prix toutefois d'une hausse du coût d'évaluation du RF. Cela dit, au-delà d'un certain nombre d'arbres, les performances cessent de s'améliorer notablement et atteignent un plateau car d'une certaine façon toutes les variantes d'AD possibles ont été produites par *bagging* et ainsi toutes les frontières de décision ont été générées. Un autre degré de liberté des RF est le nombre des attributs à sélectionner aléatoirement. Ce nombre a été fixé dans cette étude à une valeur par défaut, établie empiriquement et qui a fait ses preuves pour les problèmes de classification, égale à la racine carrée du nombre total d'attributs, soit pour nous trois attributs par AD.

4.3.3 Échantillons d'entraînement

Les deux catalogues d'entraînement dédiés à l'apprentissage des RF, à savoir celui d'étoiles et celui de QSO, sont construits à partir des données de DR7, donc sont basés uniquement sur la photométrie de DECaLS dans les trois bandes grz, et des données de WISE dans les deux bandes W1 et W2. La présélection commune aux deux EE a été abordée section 4.3.1. Seuls les objets ponctuels, donc de type "PSF", non signalés "BRIGHSTARINBLOB", et disposant d'informations valides dans les cinq bandes grzW1W2 sont conservés. De plus, leur luminosité est bornée à $17.5 < r_{mag} < 23.0$. La borne supérieure est donc relâchée au titre du SV de façon à laisser la liberté aux RF de sélectionner des QSO à des magnitudes plus élevées.

QSO

L'EE des quasars est construit à l'aide des QSO connus du catalogue DR14Q. L'appariement d'objets entre le catalogue DR7 et celui DR14Q a été réalisé en cherchant le plus proche voisin

dans un rayon RA-DEC de 1.4 arcsec. Des critères de sélection supplémentaires sont appliqués aux QSO localisés en dehors de la région du FatStripe82. Pour rappel, la région du FatStripe82 correspond à l'union de deux sous-régions, celle située à $0° < \text{RA} < 45°$ et $-5° < \text{DEC} < 5°$ avec celle située à $317° < \text{RA} < 360°$ et $-2° < \text{DEC} < 2°$. Tous les QSO du FatStripe82 sont donc conservés. À l'inverse, ceux localisés en dehors du FatStripe82 sont conservés à condition qu'ils vérifient une qualité photométrique suffisante traduite par un nombre minimum d'observations supérieur ou égale à 2 et une erreur photométrique strictement inférieure à 0.02 mag, ceci seulement dans les bandes optiques grz de DR7. Toutefois, la région exploitée ultérieurement comme zone de contrôle et donc utilisée pour former l'échantillon de test de DR7, décrit dans la section suivante 4.3.4, est exclue. Ainsi, les quasars présents dans cette région de test ne sont pas intégrés à l'EE.

Étoiles

L'EE d'étoiles, donc de la classe d'objets à rejeter, peut facilement être construit en sélectionnant aléatoirement dans le catalogue DR7 des sources ponctuelles, donc de type "PSF", et en retirant bien entendu au préalable tous les objets déjà identifiés quasars. De plus, tous les objets affichant une correspondance avec un objet du catalogue de variabilité évoqué en section 4.2.4 sont également retirés s'ils sont associés à une valeur $NNvar > 0.5$. L'appariement d'objets entre le catalogue DR7 et celui DR14Q, ou celui de variabilité, a été réalisé en cherchant le plus proche voisin dans un rayon RA-DEC de 1.4 arcsec. Cette procédure de sélection présente tout de même une très faible probabilité que l'EE d'étoiles soit contaminé par des QSO, mais alors en proportion extrêmement négligeable étant donné que les étoiles prédominent largement les objets ponctuels du catalogue. De plus, les RF sont reconnus pour être robustes et très peu sensibles au bruit causé par l'introduction d'individus mal étiquetés dans l'EE, au moins pour des fractions raisonnables. Les objets de l'EE d'étoiles ont été prélevés au sein d'une sous-région du FatStripe82, située à $320° < \text{RA} < 360°$ et $-1.25° < \text{DEC} < 1.25°$.

Rééquilibre des distributions

Toutefois, tels quels, les deux EE, de quasars et d'étoiles, souffrent de trois défauts qui pourraient nuire à l'entraînement du modèle et donc aux performances de prédiction du classifieur :

— Le premier défaut concerne la disproportion très importante du nombre d'objets entre les QSO et les étoiles. En effet, le réservoir d'étoiles est quasi infini relativement à celui des quasars connus. Sous-échantillonner l'EE d'étoiles de façon à rééquilibrer les deux catalogues d'entraînement est une option pour y remédier.

— Le second inconvénient est lié à la disparité entre la distribution des QSO au sein de l'EE produit par spectroscopie et celle des QSO telle qu'elle sera réellement rencontrée dans

l'échantillon photométrique sur lequel sera appliqué à terme le classifieur pour sélectionner les cibles à observer. C'est en ce sens par exemple que les échantillons de test décrits dans la section suivante sont jugés réalistes. Cette disparité s'explique simplement par les limitations déjà exposées auxquelles sont sujets les relevés spectroscopiques. Complexes et coûteux, ils favorisent souvent l'observation des objets les plus brillants, désavantageant par la même occasion les QSO à haut redshift. De ce fait, la forme des deux distributions, spectroscopiques et photométriques, diffère. Autrement dit, la distribution des quasars au sein de l'EE n'est pas représentative de celle décrite par la QLF. Une solution évidente, mais peu satisfaisante et réalisable, serait de compenser ces lacunes par de nouvelles mesures spectroscopiques.

— Le troisième défaut, conséquence des deux premiers, est que la région des objets les plus ténus, environ à $r_{mag} > 20.0$, est donc fortement dépeuplée de QSO et a contrario dominée par les étoiles. Or, c'est dans cette plage en magnitude que la QLF annonce un pic de quasars à sélectionner. La solution adoptée a été de sous-échantillonner l'EE d'étoiles afin que sa distribution dispose du même nombre d'objets par tranche de r_{mag} en 0.2 que celle de l'EE des QSO. Procéder ainsi favorisera la construction d'un RF spécialisé par tranche de r_{mag} afin de contrebalancer la non-représentativité de la distribution des QSO au sein de l'EE et son profil intrinsèquement inégal en fonction de r_{mag} tel que décrit par la QLF. De plus, ceci évitera que r_{mag} soit prise comme une variable discriminante.

Ces deux EE sont composés chacun de ~ 154300 objets. La figure 4.16 affiche la distribution en fonction de r_{mag} de l'EE d'étoiles avant d'être ré-échantillonnée et celle de l'EE final des quasars. Après ré-échantillonnage, la distribution de l'EE d'étoiles réellement utilisé est calquée sur celle des quasars. La distribution de l'EE d'étoiles et celle des QSO sont donc à terme complètement identiques et confondues. En outre, un troisième histogramme montre quelle serait la distribution de l'EE des QSO si celle-ci était parfaitement en accord avec la QLF, pour un nombre total identique d'objets. La figure 4.17 indique les régions du ciel couvertes par les objets constituant ces deux catalogues d'entraînement.

4.3.4 Échantillons de test et métriques

Échantillons de test

Deux régions de contrôle sont définies afin d'éprouver la technique de sélection des QSO cibles. Celles-ci sont à l'origine de la formation des deux échantillons de test. Le premier est extrait d'une région du NGC, il est donc basé sur la photométrie de DR6, qui est située à $140° <$ RA $< 220°$ et $45° <$ DEC $< 55°$, couvrant $\sim 515\,\mathrm{deg}^2$. Le second est extrait d'une région du SGC, il est donc basé sur la photométrie de DR7, qui est située à $30° <$ RA $< 45°$ et

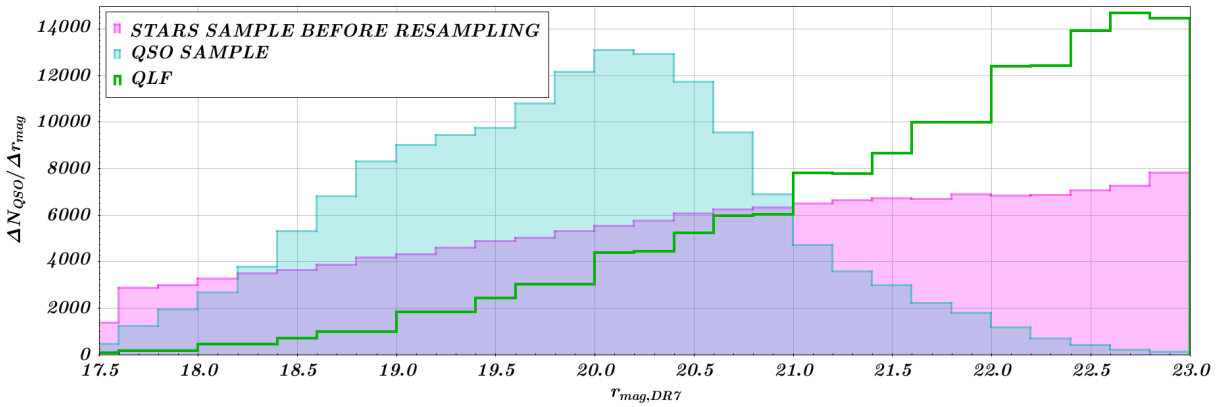


FIGURE 4.16 Distribution en fonction de r_{mag} de l'EE d'étoiles (en magenta) avant d'être ré-échantillonnée et celle de l'EE final des quasars (en cyan). L'histogramme en vert montre la distribution décrite par la QLF intégrée entre $0 < z < 5$. Ces trois histogrammes représentent un nombre identique de ~ 154300 objets.

$-5° <$ DEC $< 5°$, couvrant $\sim 150\,\mathrm{deg}^2$. Les termes de correction donnés éq. 4.1 seront appliqués afin de convertir la photométrie de DR6 vers celle de DR7. Ces deux régions de test doivent couvrir une surface assez étendue et contenir un nombre suffisant de QSO connus et à sélectionner de façon à fournir des résultats statistiquement pertinents. De plus, elles doivent être clairement séparées des deux EE. Les tableaux 4.3 et 4.4 indiquent le nombre total d'objets et de quasars contenus dans ces deux EE filtrés au gré de l'application successive des différents critères de la présélection principale. L'enjeu est donc de sélectionner $\sim 260\,\mathrm{deg}^2$ cibles qui ont le plus de probabilité d'être des QSO parmi plus de $\sim 3000\,\mathrm{deg}^2$ objets conservés au terme de la présélection. La figure 4.17 indique les régions du ciel couvertes par les objets constituant ces deux catalogues de test.

TABLE 4.3 Statistique de l'échantillon de test de DR6 couvrant une région de $515\,\mathrm{deg}^2$. Réduction du nombre d'objets et de quasars filtrés après application successive des différents critères de la présélection principale.

	#Objets	**#QSO connus**	
Tous	29446099	36226	
+ *Mesures valides dans les cinq bandes grzW1W2*	17379470	35840	
+ $17.5 < r_{mag} < 22.7$	8517248	35382	
+ *Sources ponctuelles (de morphologie type "PSF")*	1480902 (2880 / deg^2)	32550 (63.2 / deg^2)	
		20840 (40.5 / deg^2)	11710 (22.7 / deg^2)
		$z_{red} < 2.1$	$z_{red} \geqslant 2.1$

TABLE 4.4 Statistique de l'échantillon de test de DR7 couvrant une région de $150\,\mathrm{deg}^2$. Réduction du nombre d'objets filtrés après application successive des différents critères de la présélection principale.

	#Objets	**#QSO connus**	
Tous	16297716	9614	
+ *Mesures valides dans les cinq bandes grzW1W2*	7037711	9477	
+ $17.5 < r_{mag} < 22.7$	2499516	9308	
+ *Sources ponctuelles (de morphologie type "PSF")*	520302	8734	
+ *Non "BRIGHSTARINBLOB"*	469573 ($3130\,/\,\mathrm{deg}^2$)	8616 ($57.5\,/\,\mathrm{deg}^2$)	
		5246 ($35.0\,/\,\mathrm{deg}^2$)	3370 ($22.5\,/\,\mathrm{deg}^2$)
		$z_{red} < 2.1$	$z_{red} \geqslant 2.1$

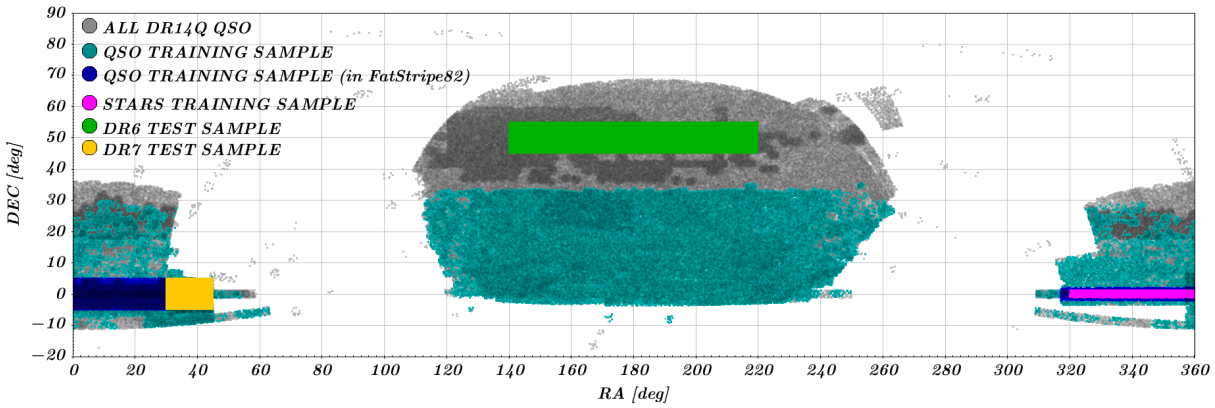


FIGURE 4.17 Régions du ciel couvertes par les QSO du catalogue DR14Q (en gris), par les objets de l'échantillon d'entraînement (noté "training sample") des quasars (en cyan et bleu foncé) et de celui des étoiles (en rouge) et par les objets des échantillons de test (notés "test sample") de DR6 (en vert) et de DR7 (en jaune). Ces deux ET couvrent respectivement $515\,\mathrm{deg}^2$ et $150\,\mathrm{deg}^2$.

Fonctions de score

Les critères de performances permettent d'évaluer la technique de sélection et de juger de sa capacité à être utilisé avec un risque d'erreur maîtrisé dans des conditions réelles où les données ne sont pas connues à l'avance. Deux métriques usuelles sont employées en ML pour des problèmes de classification, appelées précision et rappel. La précision compte la proportion d'items d'intérêt, ici les quasars, parmi tous les items sélectionnés. Le rappel compte la proportion d'items d'intérêt sélectionnés parmi tous les items d'intérêt sélectionnables. Ces deux métriques équivalent donc respectivement à la pureté et à la complétude de l'échantillon de

cibles produit. Dans le cas de la sélection des QSO, ces deux métriques sont contraintes simultanément par le budget de cibles alloué aux quasars qui est fixé à $260 \,/\, \mathrm{deg}^2$. Néanmoins, elles ne sont pas vraiment appropriées et directement applicables à notre situation car tous les quasars présents dans les régions de test mentionnées précédemment n'ont pas été observés, toujours faute de relevés spectroscopiques complets. De plus, la sélection des cibles doit fournir une distribution 2d de QSO fonction de la magnitude r_{mag} et du redshift z, ou discrétisée en intervalles notés (r_i, z_j), conforme aux spécifications de DESI et au plus près image de la QLF. Ceci incite à faire des compromis, par exemple en vue de favoriser les quasars à haut redshift précieux pour la cosmologie. Ainsi, plusieurs grandeurs décrites ci-après sont examinés en parallèle afin de décider à terme quel sera le meilleur scénario de sélection des QSO candidats, compliquant quelque peu le choix de ce scénario final.

Le nombre brut de QSO connus sélectionnés, noté $N^S_{r_i,z_j}$, est déjà un bon indicateur. N_{r_i,z_j} désigne le nombre total de quasars sélectionnables au sein de l'ET. Cela dit, la QLF, avec $M_{r_i,z_j} = QLF_{r_i,z_j}$, est mise à profit afin de calculer une estimation, dite corrigée de la QLF, notée $N^{S,eff}_{r_i,z_j}$, du nombre attendu de QSO sélectionnés par deg^2, dans le sens où cette estimation tient compte des quasars non connus présents dans l'ET. $N^{S,eff}_{r_i,z_j}$ est calculé à l'aide de l'efficacité de la sélection, notée ε_{r_i,z_j}, pondérée par la QLF, d'après les éq. 4.12 suivantes :

$$\varepsilon_{r_i,z_j} = \frac{N^S_{r_i,z_j}}{N_{r_i,z_j}} = \frac{N^S_{r_i,z_j}}{N^S_{r_i,z_j} + N^{NS}_{r_i,z_j}} \tag{4.12a}$$

$$N^{S,eff}_{r_i,z_j} = \varepsilon_{r_i,z_j} \times M_{r_i,z_j} \tag{4.12b}$$

où $N^S_{r_i,z_j}$ et $N^{NS}_{r_i,z_j}$ sont supposés être deux variables aléatoires et indépendantes obéissant à une loi de poisson conduisant aux expressions, données par les éq. 4.13 ci-dessous, de la variance, ou des erreurs, sur ces quantités :

$$\left(\sigma_{N^{S/NS}_{r_i,z_j}}\right)^2 = N^{S/NS}_{r_i,z_j} \tag{4.13a}$$

$$\left(\sigma_{\varepsilon_{r_i,z_j}}\right)^2 = \frac{\varepsilon_{r_i,z_j}}{N_{r_i,z_j}} \times \left(1 - \varepsilon_{r_i,z_j}\right) \tag{4.13b}$$

$$\left(\sigma_{N^{S,eff}_{r_i,z_j}}\right)^2 = \left(M_{r_i,z_j}\right)^2 \times \left(\sigma_{\varepsilon_{r_i,z_j}}\right)^2 \tag{4.13c}$$

À partir de cet histogramme 2d en $N^{S,eff}_{r_i,z_j}$, il est intéressant de déterminer le nombre total attendu de QSO sélectionnés par deg^2 et corrigé de la QLF, en fonction soit de r_{mag}, soit de z, et notés $N^{S,eff}_{r_i}$ et $N^{S,eff}_{z_j}$. Ces deux distributions marginalisées 1d résultent de la somme des $N^{S,eff}_{r_i,z_j}$ dans la direction transverse, c'est-à-dire respectivement en z ou en r_{mag}, comme

explicitées par les éq. 4.14 suivantes :

$$N_{r_i}^{S,eff} = \sum_{z_j} N_{r_i,z_j}^{S,eff} \text{ et } N_{z_j}^{S,eff} = \sum_{r_i} N_{r_i,z_j}^{S,eff} \tag{4.14a}$$

$$\left(\sigma_{N_{r_i}^{S,eff}}\right)^2 = \sum_{z_j} \left(\sigma_{N_{r_i,z_j}^{S,eff}}\right)^2 \text{ et } \left(\sigma_{N_{z_j}^{S,eff}}\right)^2 = \sum_{r_i} \left(\sigma_{N_{r_i,z_j}^{S,eff}}\right)^2 \tag{4.14b}$$

Enfin, la complétude de la sélection des QSO exprimée en fonction soit de r_{mag}, soit de z, et notées C_{r_i} et C_{z_j}, est dérivée des quantités précédentes selon les éq. 4.15 suivantes :

$$C_{r_i} = \frac{N_{r_i}^{S,eff}}{\sum\limits_{\substack{z_j \\ N_{r_i,z_j}>0}} M_{r_i,z_j}} \text{ et } C_{z_j} = \frac{N_{z_j}^{S,eff}}{\sum\limits_{\substack{r_i \\ N_{r_i,z_j}>0}} M_{r_i,z_j}} \tag{4.15a}$$

$$\left(\sigma_{C_{r_i}}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_{N_{r_i}^{S,eff}}}{\sum\limits_{\substack{z_j \\ N_{r_i,z_j}>0}} M_{r_i,z_j}}\right)^2 \text{ et } \left(\sigma_{C_{z_j}}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_{N_{z_j}^{S,eff}}}{\sum\limits_{\substack{r_i \\ N_{r_i,z_j}>0}} M_{r_i,z_j}}\right)^2 \tag{4.15b}$$

Par exemple, la valeur de la complétude C_{r_i} est égale au nombre total attendu de QSO sélectionnés par deg^2 et corrigé de la QLF $N_{r_i}^{S,eff}$ divisé par la somme totale des QSO annoncée par la QLF dans ce même intervalle r_i.

À noter que la valeur N_{r_i,z_j} représente le nombre de QSO conservés une fois les objets filtrés par les critères de la présélection principale, hormis celui de morphologie requérant des objets de type "PSF", donc n'exigeant plus que des données valides dans les cinq bandes grzW1W2, $17.5 < r_{mag} < 22.7$ et des objets non marqués "BRIGHSTARINBLOB". De plus, dans les éq. 4.15, la valeur de la QLF M_{r_i,z_j} est prise en compte dans la normalisation à condition seulement que l'ET dispose de quasars dans l'intervalle correspondant (r_i, z_j), autrement dit que $N_{r_i,z_j} > 0$. Ainsi, il est aussi possible d'estimer le nombre maximum de quasars sélectionnables par deg^2 et corrigé de la QLF, noté N_{tot}^{eff}, au sein de chaque ET, calculé d'après l'équation 4.16 suivante :

$$N_{tot}^{eff} = \sum_{\substack{r_i,z_j \\ N_{r_i,z_j}>0}} M_{r_i,z_j} \tag{4.16}$$

Il vient qu'au maximum $250 \,/\, \mathrm{deg}^2$ QSO et $247 \,/\, \mathrm{deg}^2$ QSO sont sélectionnables respectivement dans l'ET de DR6 et celui de DR7, à comparer aux $260 \,/\, \mathrm{deg}^2$ QSO cumulés de la QLF complète. Ces résultats sont obtenus en intégrant la QLF bornée et discrétisée en magnitude et en redshift telle que $17.5 < r_{mag} < 22.7$ et $0 < z < 5$ avec des intervalles $\Delta r_{mag} = 0.2$ et $\Delta z = 0.2$.

4.4 Scénarios de sélection testés

Trois scénarios de sélection des quasars cibles sont testés et comparés à la fois sur la photométrie de DR6 et celle de DR7. En plus de la méthode classique construite sur des coupures couleurs et présentée à la section suivante 4.4.1, deux scénarios exploitant des RF sont considérés. Une première technique fondée sur un unique RF sera évaluée. Cependant, celle-ci pâtit d'une lacune à sélectionner des QSO à haut redshift, à savoir à $z > 3.0$. C'est pourquoi une troisième stratégie à deux RF sera également développée. En fait, en plus du RF de base responsable de la sélection des quasars sur la couverture complète en redshift, est ajouté un RF secondaire entraîné spécifiquement pour identifier des QSO hauts redshifts et donc dédié spécialement à leur sélection. La contribution de ce "RF HighZ" au budget final de cibles, toujours fixé à $260 \,/\, \mathrm{deg}^2$, revient à réaffecter une partie de ce budget à hauteur de $\sim 15 \,/\, \mathrm{deg}^2$ consacrée aux objets pour lesquels le RF HighZ retourne une forte probabilité d'être des QSO à grand redshift.

4.4.1 Méthode classique des coupures couleurs

La technique de sélection des quasars cibles développée dans cette étude, basée sur un algorithme sophistiqué de machine learning, est comparé à une méthode plus traditionnelle bâtie sur un jeu de coupures couleurs optimisé de façon heuristique. Ce jeu de coupures, conjugué à des conditions exigeant un rapport signal sur bruit (RSB) minimum dans les bandes W1 et W2, est décrit par les éq. 4.17 ci-dessous, auquel il faut ajouter les critères de la présélection principale déjà mentionnés à plusieurs reprises précédemment. Ces coupures sont illustrées figures 4.18.

$$grz_{mag} > 17.0 \tag{4.17a}$$

$$g_{mag} - r_{mag} < 1.3 \tag{4.17b}$$

$$r_{mag} - z_{mag} > -0.3 \tag{4.17c}$$

$$r_{mag} - z_{mag} < 1.1 \tag{4.17d}$$

$$(grz_{mag} - W_{mag} > (g_{mag} - z_{mag}) - 1.0 \tag{4.17e}$$

$$RSB_{W1_{mag}} > 4 \tag{4.17f}$$

$$RSB_{W2_{mag}} > 2 \tag{4.17g}$$

$$W1_{mag} - W2_{mag} > -0.4 \tag{4.17h}$$

où grz_{mag} et W_{mag} sont les magnitudes converties des flux grz_{flux} et W_{fux}. Ces derniers, combinaisons linéaires des flux dans les cinq bandes grzW1W2, sont calculés d'après les éq. 4.18

suivantes :

$$grz_{flux} = (g_{flux} + 0.8 \times r_{flux} + 0.5 \times z_{flux})/2.3 \tag{4.18a}$$

$$W_{flux} = 0.75 \times W1_{flux} + 0.25 \times W2_{flux} \tag{4.18b}$$

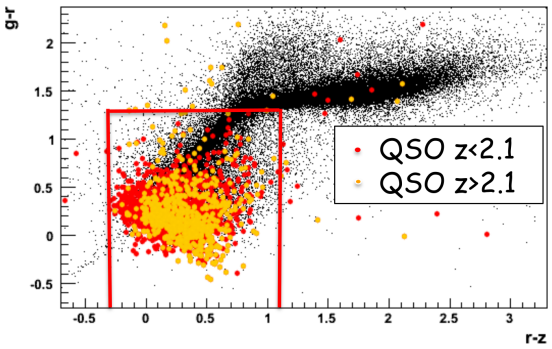
Une contamination stellaire encore importante subsiste. Celle-ci peut être réduite en excluant les objets situés dans une région de l'espace couleurs en optique qui est associée au *stellar locus* de la séquence principale des étoiles. Cette région proscrite de l'espace couleurs, combinée à une coupure plus stricte dans les bandes WISE, est représentés figure 4.19 et est définie par les éq. 4.19 suivantes :

$$g_{mag} - r_{mag} > 0.2 \tag{4.19a}$$

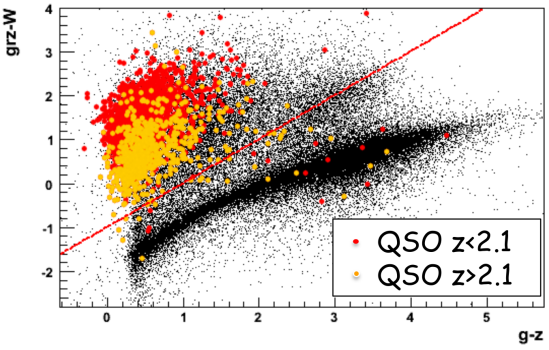
$$abs((g_{mag} - r_{mag}) - 1.5 \times (r_{mag} - z_{mag}) - 0.175) < 0.100 \tag{4.19b}$$

$$W1_{mag} - W2_{mag} < 0.3 \tag{4.19c}$$

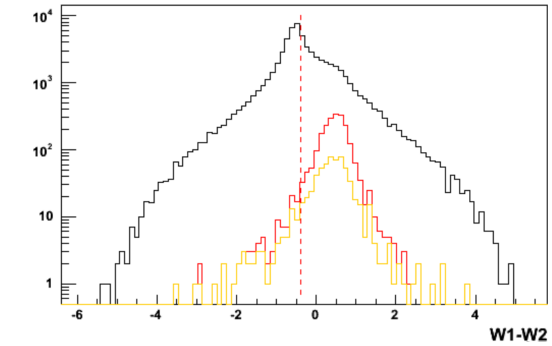
FIGURE 4.18 Illustration du jeu de coupures défini par les éq. 4.17 pour isoler et sélectionner les quasars. Ces derniers sont représentés par les points, ou l'histogramme, en rouge pour ceux bas redshifts ($z < 2.1$) et en jaune pour ceux hauts redshits ($z > 2.1$). Le reste des objets ponctuels en majorité de nature stellaire, donc à rejeter, est matérialisé en noir. La bande foncée formée par le *stellar locus* sur les diagrammes CC 4.18a et 4.18b est clairement visible.



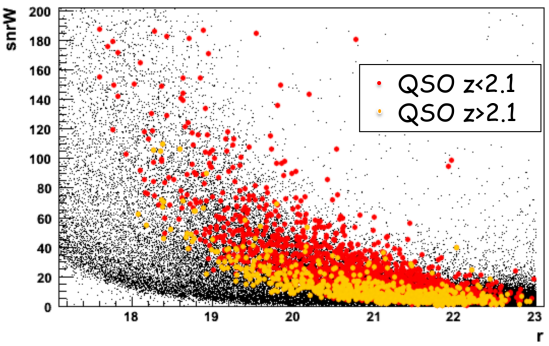
(A) Diagramme CC montrant la boîte de sélection associée aux coupures des éq. 4.17b, 4.17c et 4.17d.



(B) Diagramme CC indiquant la frontière de sélection donnée par l'éq. 4.17e.



(C) Histogrammes en $W1_{mag} - W2_{mag}$ motivant la coupure de l'éq. 4.17h.



(D) Représentation du RSB dans les bandes WISE en fonction de r_{mag} conduisant aux coupures des éq. 4.17f et 4.17g.

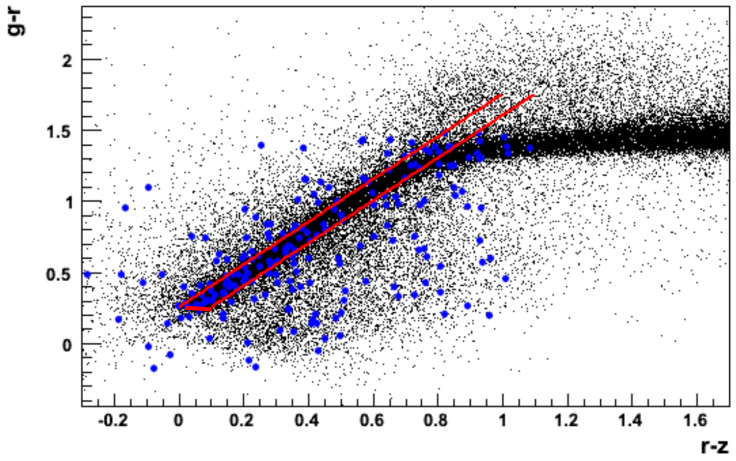


FIGURE 4.19 Diagramme CC illustrant la région de l'espace couleurs décrite par les éq. 4.19a et 4.19b et enclose à l'intérieur des lignes rouges. Cette région inclue une partie du *stellar locus* matérialisé par la bande foncée et est proscrite de la sélection afin de limiter la contamination stellaire. Les points bleus correspondent à certains objets sélectionnés précédemment par le seul jeu de coupures décrit par les éq. 4.17.

4.4.2 Techniques basées sur des *Random Forest*

Deux scénarios exploitant des RF sont considérés. Une première technique est fondée sur un unique RF de base. Un seconde technique repose sur la combinaison de deux RF. Au RF de base précédent est conjugué un second RF conçu spécialement pour privilégier la sélection de quasars à grand redshift, situés à $z > 3$. Le meilleur compromis quant au partage du budget total de cibles, fixé à $260 \,/\, \mathrm{deg}^2$, entre ces deux RF a été établi tel que $\sim 245 \,/\, \mathrm{deg}^2$ cibles sont attribuées au RF de base et $\sim 15 \,/\, \mathrm{deg}^2$ cibles sont attribuées au RF HighZ. Ces deux techniques disposent de plusieurs paramètres libres qui nécessitent d'être configurés pour maximiser leur performance. La procédure d'optimisation est conduite en deux étapes successives décrite ci-après.

Dans un premier temps, le choix des hyperparamètres optimums du RF de base et de celui HighZ est réalisé via une approche empirique dite *grid search*. Pour rappel, les hyperparamètres sur lesquels il a été décidé de jouer dans cette étude sont la profondeur maximum des AD, le nombre maximum de feuilles des AD et le nombre d'arbres constituant les RF. L'approche mentionnée consiste à discrétiser l'espace des hyperparamètres de manière régulière, donc ici en une grille 3-d, pour chacun des deux RF. Chaque dimension de la grille est bornée dans un certain intervalle de valeurs au sein duquel l'hyperparamètre associé est autorisé à varier. Un point de la grille correspond donc à une combinaison des trois paramètres libres du modèle. Les fonctions de score sont évaluées en chacun de ces points afin de parcourir et explorer la grille intégralement. En fait, deux métriques sont principalement surveillées. Il s'agit du nombre attendu de QSO sélectionnés par deg^2 et corrigé de la QLF en fonction du redshift ainsi que du nombre brut de QSO sélectionnés. Les deux RF sont entraînés sur l'EE de DR7

puis sont testés sur l'ET de DR7. Ces deux RF seront également les mêmes employés pour la sélection des cibles sur la photométrie de DR6 après application au préalable des termes de correction donnés par les éq. 4.1. Est d'abord construit le RF de base optimisé pour le scénario à RF unique. Ensuite seulement, est optimisé le RF HighZ, combiné à celui de base construit précédemment, afin de maximiser les métriques pour le scénario à deux RF. Pour cela, de simples seuils de coupure constants en r_{mag} sont définis en procédant à un balayage croissant de différents seuils jusqu'à parvenir aux densités de cibles souhaitées que doivent fournir les deux RF pour chaque scénario. Les meilleurs résultats ont été obtenus avec le RF HighZ entraînés sur l'EE de QSO réduits à ceux tels que $z > 3.2$. La tableau 4.5 renseigne des hyperparamètres choisis pour ces deux RF pour lesquels le nombre d'arbres a été limité à 500. Au-delà, les performances ne progressent plus et les modèles deviennent inutilement très volumineux. De nouveau, augmenter le nombre d'arbres a pour but de renforcer la généralité du modèle tandis que réduire la profondeur maximum et le nombre maximum de feuilles des AD vise directement à maîtriser le risque d'overfitting.

TABLE 4.5 Choix des hyperparamètres optimisés du RF de base et de celui HighZ.

	RF de base	**RF HighZ**
Profondeur maximum des AD	28	45
Nombre maximum de feuilles des AD	850	500
Nombre d'arbres des RF	500	500

Dans un second temps, sont définis les seuils de coupure qui seront réellement appliqués sur les probabilités produites en sortie des RF pour la sélection des quasars candidats. Ces seuils sont déterminés séparément sur chaque ET, donc ajustés spécifiquement à la fois pour la photométrie de DR6 et pour celle de DR7. Ils sont en fait réglés plus finement en fonction de r_{mag} de manière à maximiser encore une fois les fonctions de score, générer une distribution de cibles qui reflète celle des QSO décrite par la QLF, en particulier avec une densité croissante vers les magnitudes élevées, tout en respectant un budget total de cibles fixé à $260 \,/\, \mathrm{deg}^2$.

4.4.3 Résultats

Dans cette section, les résultats obtenus pour les trois scénarios testés sur la photométrie de DR6 puis de DR7 sont présentés et comparés, en termes du nombre brut de QSO sélectionnés au sein de l'ET et du nombre attendu de QSO sélectionnés et corrigé de la QLF. Ces fonctions de score sont évaluées et exprimées à la fois en fonction du redshift et de la magnitude r_{mag}. Les définitions de ces métriques ont été données en section 4.3.3. Les seuils de coupure adoptés et appliqués sur les probabilités produites en sortie des RF sont précisés pour chaque RF et chaque photométrie, DR6 et DR7. À noter encore une fois que le budget total de cibles est

toujours fixé à $260\,/\,\mathrm{deg}^2$ et ce quel que soit le scénario considéré. L'ET de DR6 couvre une région de $515\,\mathrm{deg}^2$ et celui de DR7 une région de $150\,\mathrm{deg}^2$.

Test sur la photométrie de DR6

Les tableaux 4.6 et 4.7 ci-dessous indiquent les seuils de coupure adoptés pour les deux scénarios basés sur des RF. La figure 4.20 montre comment le seuil de coupure influence la sélection des quasars candidats en fonction de r_{mag} dans le cas du scénario à RF unique. Les objets situés à grande magnitude présentent des probabilités retournées par le RF qui tendent à se disperser. Par conséquent, les seuils de coupure sont relâchés à grande magnitude et décroissent en fonction de r_{mag}. Ce choix vise à maintenir une efficacité de sélection au mieux constante en r_{mag} et privilégier ainsi la collecte d'un maximum des QSO en contrepartie du risque acceptée d'une contamination stellaire possiblement plus élevée.

TABLE 4.6 Définition pour le scénario à un seul RF du seuil de coupure, fonction par morceaux de r_{mag}, à appliquer sur les probabilités produites en sortie du RF pour la photométrie de DR6.

RF de base : $\mathbf{Proba_{seuil} = 0.56}$

$\mathbf{r_{mag,seuil}}$	**pente**
20.0	0.10

TABLE 4.7 Définition pour le scénario à deux RF des seuils de coupure, fonctions par morceaux de r_{mag}, à appliquer sur les probabilités produites en sortie des RF pour la photométrie de DR6.

(A) *RF de base* : $\mathbf{Proba_{seuil} = 0.60}$

$\mathbf{r_{mag,seuil}}$	**pente**
20.0	0.08

(B) *RF HighZ* : $\mathbf{Proba_{seuil} = 0.42}$

Le tableau 4.8 détaille la répartition des cibles et des QSO connus sélectionnés par le scénario à deux RF en différents sous-ensembles afin de souligner la participation de chaque RF au budget total. Les figures 4.21 et 4.22 affichent les distributions relatives à certains de ces sous-ensembles respectivement en fonction du redshift et de r_{mag}. L'histogramme en bleu de la première figure révèle que les quasars apportés exclusivement par le RF HighZ sont situés en grande majorité à haut redshift ce qui met clairement en évidence le bénéfice d'ajouter ce RF spécialisé. L'histogramme en vert de la seconde figure montre que la forme de la distribution des cibles générée par la technique de sélection tend bien à reproduire celle de la QLF.

Les tableaux 4.9 et 4.10 fournissent pour chaque scénario et pour différents intervalles en redshift respectivement le nombre brut de QSO sélectionnés dans l'ET de DR6 et le nombre attendu de QSO sélectionnés par deg^2 et corrigé de la QLF. Ces résultats confirment que les trois techniques de sélection vérifient les spécifications exigées par DESI. Ils démontrent aussi

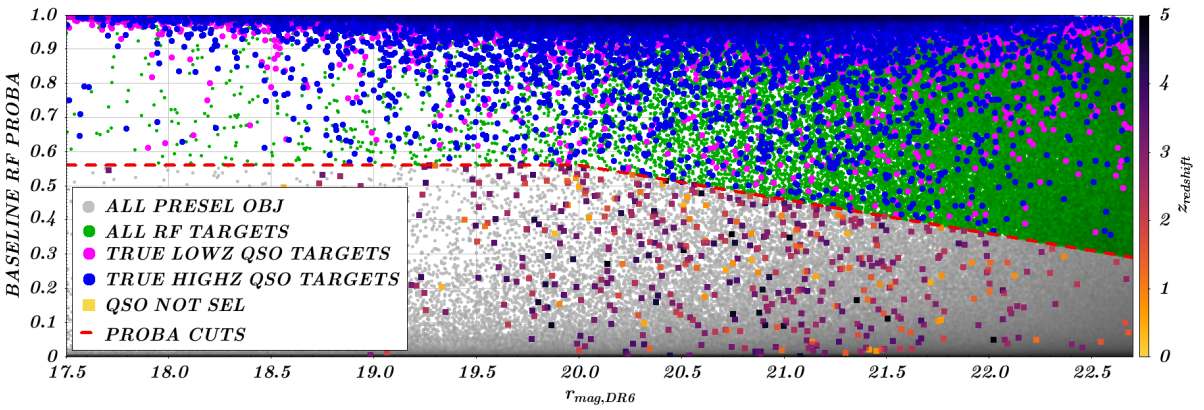


FIGURE 4.20 Probabilités produites en sortie du RF de base pour tous les objets de l'ET de DR6 filtrés par la présélection principale en fonction de leur magnitude r_{mag} (1480902 objets en points gris). La ligne rouge pointillée matérialise le seuil de coupure, fonction par morceaux de r_{mag} définie en tableau 4.6, appliqué sur les probabilités retournées par le RF de base. Au dessus de cette ligne sont situés les objets conservés comme quasars candidats (132828 cibles en points verts). Les points magentas et bleus correspondent aux QSO connus et sélectionnés respectivement à bas redshift (20717 QSO à $z < 2.1$) et à haut redshift (11318 QSO à $z \geqslant 2.1$). Les QSO connus mais non sélectionnés (515 au total) sont représentés par les marqueurs carrés couleur codés par leur valeur de redshift.

TABLE 4.8 Répartition des cibles sélectionnées par le scénario à deux RF testé sur l'échantillon de test de DR6 en différents sous-ensembles d'objets détaillant les contributions séparées et communes des deux RF au budget total de quasars candidats. Le nombre de QSO connus présents dans chacun de ces sous-ensembles est également indiqué. Notons la proportion respectée de cibles apportées par chacun des deux RF au budget final, à savoir ~ 245 / deg^2 fournies par le RF de base plus ~ 15 / deg^2 fournies par le RF HighZ, afin de produire in fine ~ 260 / deg^2 cibles.

	#Objets	**#QSO connus**
Objets présélectionnés	1480902	32550
Cibles sélectionnées par le RF de base	125252 (243 / deg^2)	31936
Cibles sélectionnées par le RF HighZ	50934	17423
Cibles sélectionnées uniquement par le RF de base	82432	14719
Cibles sélectionnées uniquement par le RF HighZ	8114 (16 / deg^2)	206
Cibles sélectionnées à la fois par le RF de base et le RF HighZ	42820	17217
Cibles totales sélectionnées	133366 (259 / deg^2)	32142
QSO non sélectionnés	/	408

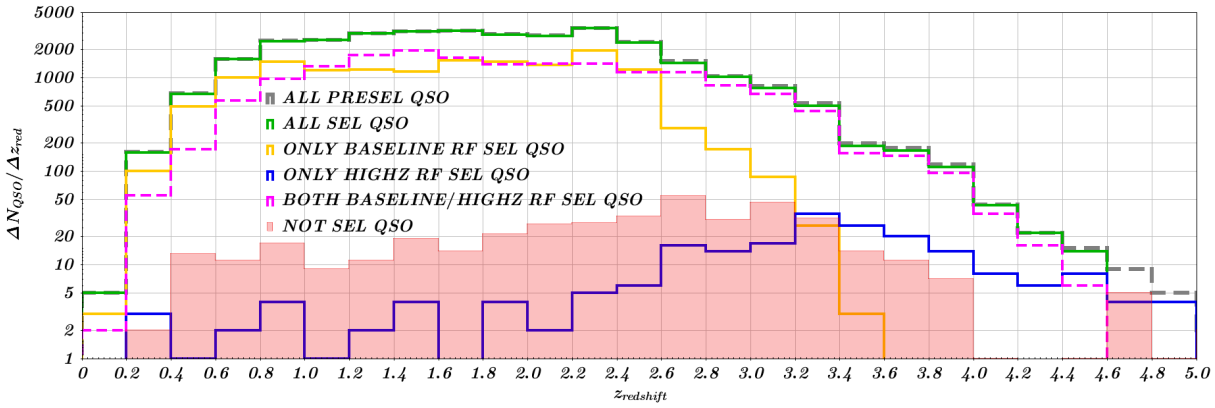


FIGURE 4.21 Distributions en fonction du redshift des quasars connus présents dans l'ET de DR6 et de leur répartition parmi les différents sous-ensembles reportés dans le tableau 4.8 et relatifs au scénario à deux RF. Le nombre de QSO est affiché en échelle log avec un intervalle en redshift de $\Delta z = 0.2$. Sont indiqués entre parenthèses les nombres de QSO cumulés associés à chacun des histogrammes suivants. Celui en trait tireté gris représente tous les quasars disponibles (32550) une fois appliquée la présélection complète des objets. Les autres histogrammes décrivent les contributions séparées et partagées des deux RF au budget total de quasars sélectionnés. Ce budget total est représenté par l'histogramme en trait plein vert (32142) et correspond à la somme des trois suivants. Ceux en trait plein jaune et bleu représentent les QSO sélectionnés respectivement exclusivement par le RF de base (14719) et exclusivement par celui HighZ (206). Celui en trait tireté magenta représente les QSO sélectionnés à la fois par le RF de base et par celui HighZ (17217). Enfin, celui en barres pleines rouges indiquent les QSO connus mais non sélectionnés (408).

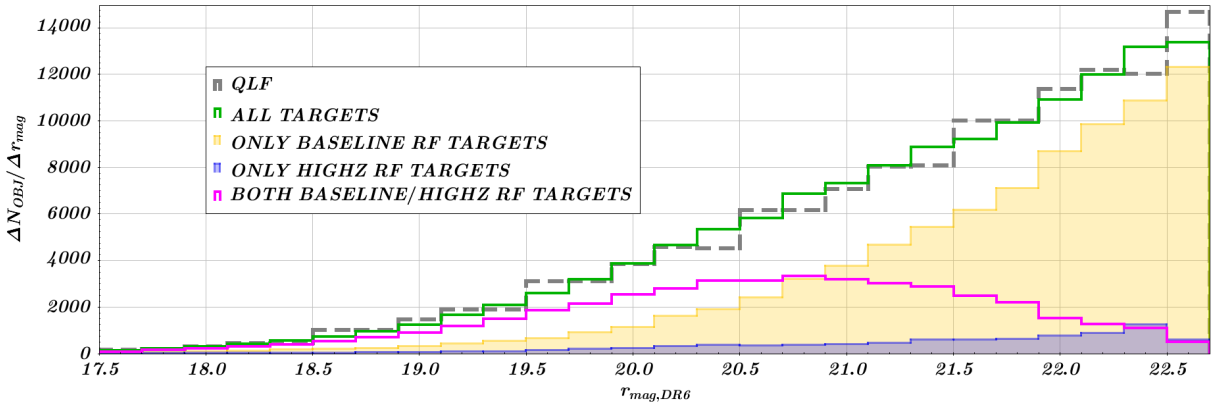


FIGURE 4.22 Distributions en fonction de r_{mag} des quasars cibles sélectionnés au sein l'ET de DR6 par le scénario à deux RF et de leur répartition parmi les différents sous-ensembles reportés dans le tableau 4.8. L'intervalle en magnitude est de $\Delta r_{mag} = 0.2$. Sont indiqués entre parenthèses les nombres de cibles cumulés associés à chacun des histogrammes suivants. Ces histogrammes décrivent les contributions séparées et partagées des deux RF au budget total de quasars candidats. Ce budget total est représenté par l'histogramme en trait plein vert (133366) et correspond à la somme des trois suivants. Ceux en barres pleines jaunes et bleues représentent les cibles sélectionnées respectivement exclusivement par le RF de base (82432) et exclusivement par celui HighZ (8114). Celui en trait plein magenta représente les cibles sélectionnées à la fois par le RF de base et par celui HighZ (42820). Enfin, celui en trait tireté gris trace la distribution donnée par le QLF normalisée de façon à disposer du même nombre de QSO que celui d'objets du budget total de cibles (133366).

que les RF offrent un net avantage sur la méthode construite sur des coupures couleurs classiques. En effet, les RF collectent plus de 1600 quasars connus additionnels, dont plus de 1100 à $z \geqslant 2.1$, sur les ~ 32500 quasars sélectionnables de l'ET. Ceci se traduit au total par plus de $17 \,/\, \mathrm{deg}^2$ quasars supplémentaires, dont plus de $11 \,/\, \mathrm{deg}^2$ à $z \geqslant 2.1$. De plus, ces résultats prouvent aussi le bénéfice procuré par le RF HighZ qui apporte un gain de $2 \,/\, \mathrm{deg}^2$ QSO à $z \geqslant 2.1$, dont $1 \,/\, \mathrm{deg}^2$ QSO à très grand redshift, c'est-à-dire à $z \geqslant 3.2$, par rapport au scénario à un seul RF. Bien que ce gain peut sembler dérisoire, il ne l'est pas relativement au nombre de quasars annoncé par la QLF dans cette zone en redshift et au regard de la valeur de ces objets pour la cosmologie. Par conséquent, le scénario favori est celui combinant deux RF pour lequel les prévisions projettent que $145 \,/\, \mathrm{deg}^2$ QSO et $64 \,/\, \mathrm{deg}^2$ QSO seront observés respectivement à $z < 2.1$ et à $z \geqslant 2.1$, dont $5.5 \,/\, \mathrm{deg}^2$ QSO à $z \geqslant 3.2$, pour un total de $209 \,/\, \mathrm{deg}^2$ QSO. Étant donné un budget de cibles fixé à $260 \,/\, \mathrm{deg}^2$ et un nombre maximum de quasars sélectionnables et corrigé de la QLF de $250 \,/\, \mathrm{deg}^2$ QSO au sein de l'ET de DR6 (c.f. section 4.3.4), les prévisions précédentes conduisent à une pureté de l'échantillon des quasars cibles de 80%, équivalent un taux de contamination de 20%, et une complétude de la sélection égale à 84%. Ces résultats sont très satisfaisants, DESI exigeant au minimum une complétude de 65%.

TABLE 4.9 Nombre brut de QSO sélectionnés pour les trois scénarios testés sur la photométrie de DR6. Est aussi indiqué le nombre de QSO disponibles dans l'ET une fois les objets filtrés par la présélection complète.

Plages en redshift	**ET**	**Coupures couleurs**	**RF de base**	**RF de base + RF HighZ**
$z_{red} < 2.1$	20840	20182	20717	20713
$z_{red} \geqslant 2.1$	11710	10197	11318	11429
TOTAL	32550	30379	32035	32142

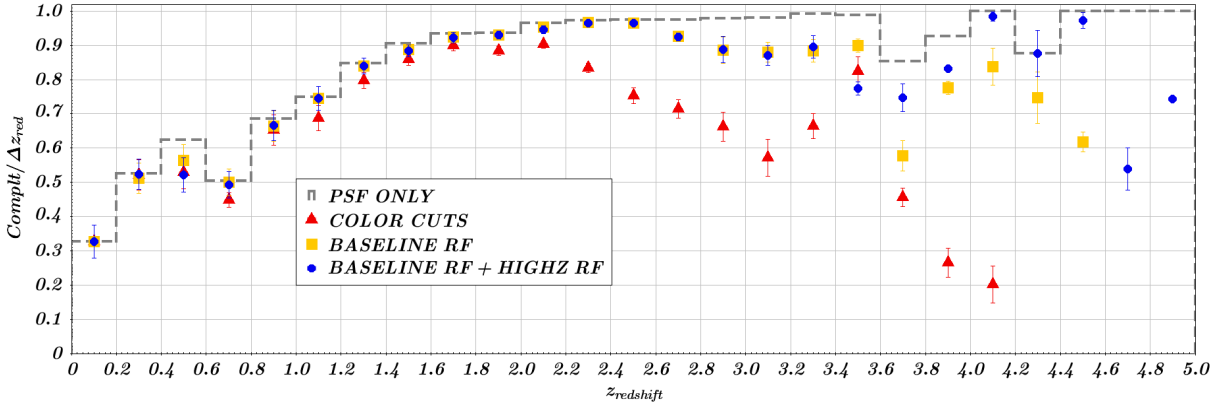
TABLE 4.10 Estimation du nombre attendu de QSO sélectionnés par deg^2 et corrigé de la QLF pour différents intervalles en redshift. Ces résultats sont obtenus à partir de l'ET de DR6 et sont comparés aux valeurs prédites par la QLF ainsi qu'à celles minimums exigées par les spécifications de DESI.

Plages en redshift	**QLF ($r_{mag} < 22.7$)**	**Specs. DESI**	**Coupures couleurs**	**RF de base**	**RF de base + RF HighZ**
$z_{red} < 0.9$	45	120	19 ± 0.4	20 ± 0.4	20 ± 0.4
$z_{red} \in [0.9, 2.1[$	144		120 ± 1.3	125 ± 1.3	125 ± 1.3
$z_{red} \geqslant 2.1$	71	50	51 ± 0.5	62 ± 0.4	64 ± 0.4
$z_{red} \geqslant 3.2$	7.9	/	4.0 ± 0.1	4.5 ± 0.1	5.5 ± 0.1
TOTAL	260	170	190 ± 1.5	207 ± 1.4	209 ± 1.4

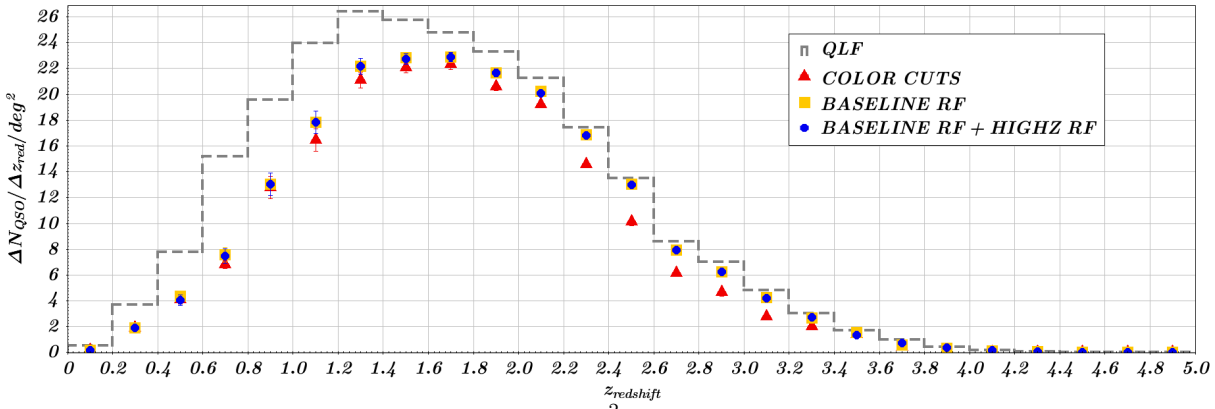
Les figures 4.23 et 4.24 représentent pour les trois scénarios la complétude de sélection, le nombre attendu de QSO sélectionnés par deg^2 et corrigé de la QLF ainsi que la distribution des quasars connus au sein de l'ET de DR6, respectivement en fonction du redshift et de r_{mag}. Ces histogrammes appuient visuellement les conclusions énoncées précédemment. En effet, les RF

priment sur les coupures couleurs basiques pour lesquelles les performances se dégradent rapidement au-delà de $z = 2.0$. Bien que les trois techniques présentent une déficience commune de la sélection des QSO à partir de $r_{mag} = 21.0$, les RF prévalent à ces magnitudes élevées. De plus, la figure 4.23a témoigne du bénéfice procuré par le RF highZ pour la sélection des rares quasars situés à grand redshift par rapport au scénario à un seul RF alors que l'efficacité de sélection est équivalente à redshift inférieur et en r_{mag} entre les deux scénarios basés sur des RF. Ce constat valide la pertinence de la stratégie consistant à réaffecter une fraction du budget de cibles à ce RF HighZ spécialisé. Enfin, la complétude maximum permise par le critère de morphologie ainsi que la distribution décrite par la QLF sont également affichées afin de mettre les résultats obtenus en parallèle. En particulier, le critère de morphologie affecte la sélection des QSO bas redshifts qui sont résolus à ces distances. Les distributions des quasars connus et sélectionnables sont aussi montrées de façon à mettre en évidence les régions en redshift ou en r_{mag} où la statistique de l'ET s'affaiblit. La figure 4.27 représente la distribution de la densité de cibles sélectionnées par le scénario à deux RF au sein de la région complète couverte par DR6. L'excès de cibles au voisinage du plan galactique dénote une contamination stellaire accrue de l'échantillon des QSO candidats.

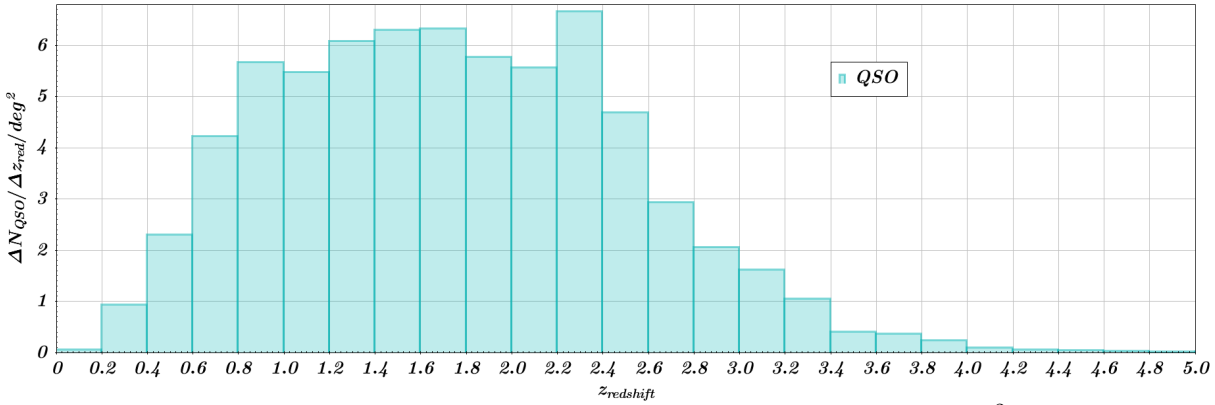
FIGURE 4.23 Comparaison des fonctions de score évaluées pour les trois scénarios testés sur la photométrie de DR6 et exprimées en fonction du redshift avec un intervalle $\Delta z = 0.2$.



(A) Complétude de sélection des quasars. L'histogramme noté "PSF ONLY" représente la complétude maximum accessible une fois le critère exigeant une morphologie ponctuelle appliqué.

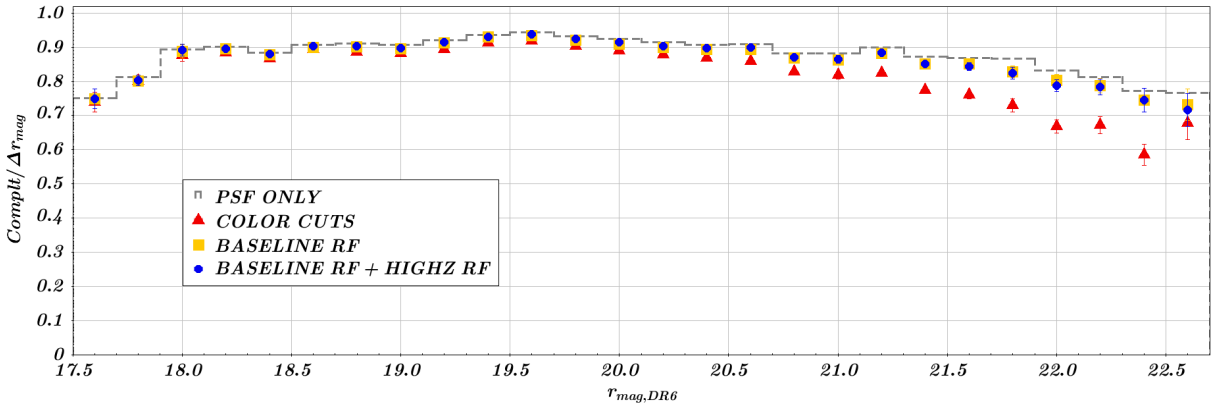


(B) Nombre attendu de QSO sélectionnés par deg^2 et corrigé de la QLF. L'histogramme noté "QLF" représente les valeurs prédites par la QLF réajustée de façon à tenir compte des intervalles (r_i, z_j) non peuplés en quasars de l'ET.

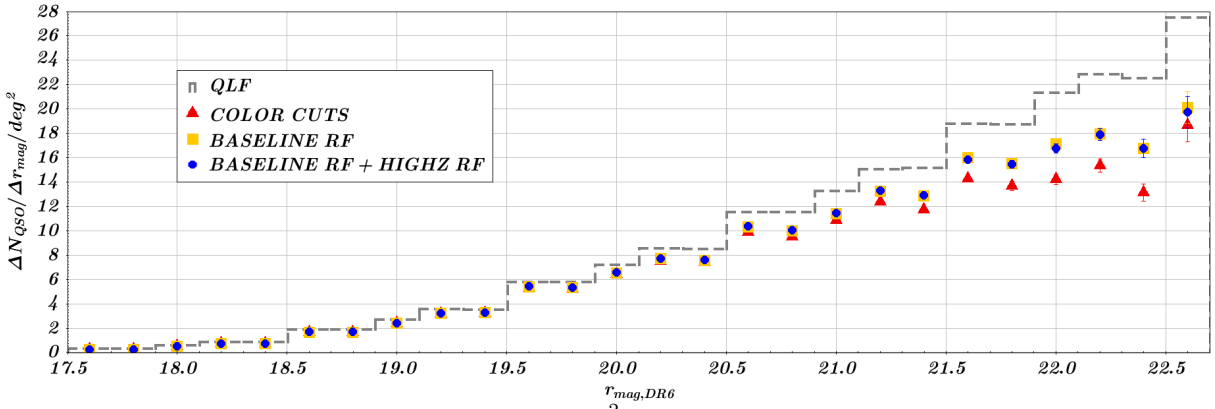


(C) Distribution en fonction du redshift du nombre de quasars disponibles par deg^2 dans l'ET (35382 au total) à la suite de la présélection complète des objets, excepté le critère exigeant une morphologie ponctuelle.

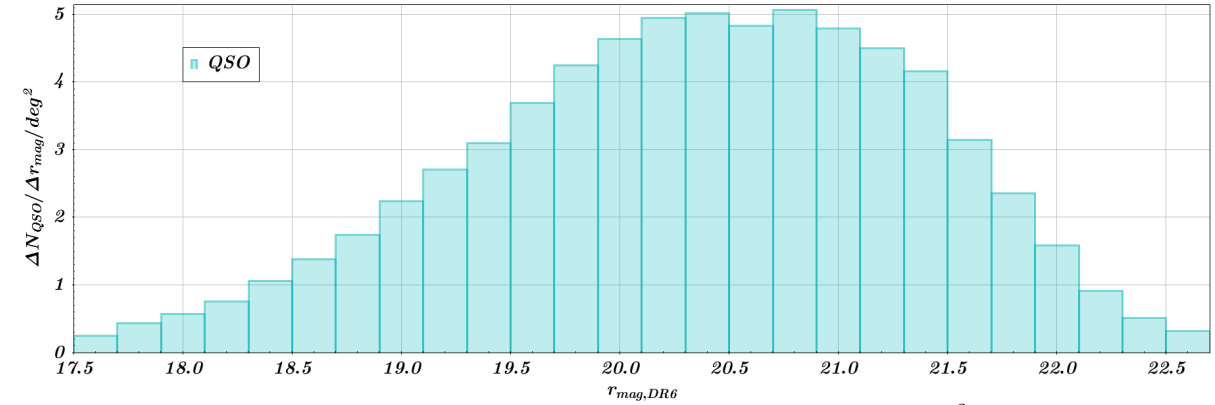
FIGURE 4.24 Comparaison des fonctions de score évaluées pour les trois scénarios testés sur la photométrie de DR6 et exprimées en fonction de r_{mag} avec un intervalle $\Delta r_{mag} = 0.2$.



(A) Complétude de sélection des quasars. L'histogramme noté "PSF ONLY" représente la complétude maximum accessible une fois le critère exigeant une morphologie ponctuelle appliqué.



(B) Nombre attendu de QSO sélectionnés par deg^2 et corrigé de la QLF. L'histogramme noté "QLF" représente les valeurs prédites par la QLF réajustée de façon à tenir compte des intervalles (r_i, z_j) non peuplés en quasars de l'ET.



(C) Distribution en fonction de r_{mag} du nombre de quasars disponibles par deg^2 dans l'ET (35382 au total) à la suite de la présélection complète des objets, excepté le critère exigeant une morphologie ponctuelle.

Test sur la photométrie de DR7

Dans cette section, les trois scénarios sont éprouvés cette fois-ci sur l'échantillon de test de DR7. Les résultats obtenus confortent ceux précédents en faveur de la technique de sélection dotée du RF HighZ. Les tableaux 4.11 et 4.12 ci-dessous indiquent les seuils de coupure adoptés pour les deux scénarios basés sur des RF.

TABLE 4.11 Définition pour le scénario à un seul RF du seuil de coupure, fonction par morceaux de r_{mag}, à appliquer sur les probabilités produites en sortie du RF pour la photométrie de DR7.

RF de base : $\mathbf{Proba_{seuil} = 0.72}$

$\mathbf{r_{mag,seuil}}$	**pente**
20.8	0.025
21.5	0.15
22.3	0.70

TABLE 4.12 Définition pour le scénario à deux RF des seuils de coupure, fonctions par morceaux de r_{mag}, à appliquer sur les probabilités produites en sortie des RF pour la photométrie de DR7.

(A) *RF de base* : $\mathbf{Proba_{seuil} = 0.83}$

$\mathbf{r_{mag,seuil}}$	**pente**
20.8	0.025
21.5	0.15
22.3	0.70

(B) *RF HighZ* : $\mathbf{Proba_{seuil} = 0.55}$

$\mathbf{r_{mag,seuil}}$	**pente**
20.5	0.025

Les tableaux 4.13 et 4.14 fournissent pour chaque scénario et pour différents intervalles en redshift respectivement le nombre brut de QSO sélectionnés dans l'ET de DR7 et le nombre attendu de QSO sélectionnés par deg^2 et corrigé de la QLF. À l'inverse de DR6, la méthode construite sur des coupures couleurs classiques ne respecte pas la valeur exigée par DESI à $z \geqslant 2.1$, avec $48 \,/\, \mathrm{deg}^2$ QSO au lieu de $50 \,/\, \mathrm{deg}^2$. Les RF offrent toujours un avantage sur cette autre méthode. Ils collectent ~ 600 quasars connus additionnels, dont plus de 350 à $z \geqslant 2.1$, sur les ~ 8610 quasars sélectionnables de l'ET. Ceci se traduit au total par plus de $21 \,/\, \mathrm{deg}^2$ quasars supplémentaires, dont plus de $12 \,/\, \mathrm{deg}^2$ à $z \geqslant 2.1$. De plus, ces résultats prouvent aussi le bénéfice procuré par le RF HighZ qui apporte un gain de $3 \,/\, \mathrm{deg}^2$ QSO à $z \geqslant 2.1$, dont $1.1 \,/\, \mathrm{deg}^2$ QSO à très grand redshift, c'est-à-dire à $z \geqslant 3.2$, par rapport au scénario à un seul RF. Les prévisions projettent que $144 \,/\, \mathrm{deg}^2$ QSO et $63 \,/\, \mathrm{deg}^2$ QSO seront observés respectivement à $z < 2.1$ et à $z \geqslant 2.1$, dont $4.1 \,/\, \mathrm{deg}^2$ QSO à $z \geqslant 3.2$. Ces chiffres correspondent à une pureté de l'échantillon des quasars cibles de 80% et une complétude de la sélection égale à 84%.

Les figures 4.25 et 4.26 représentent pour les trois scénarios la complétude de sélection, le nombre attendu de QSO sélectionnés par deg^2 et corrigé de la QLF ainsi que la distribution

TABLE 4.13 Nombre brut de QSO sélectionnés pour les trois scénarios testés sur la photométrie de DR7. Est aussi indiqué le nombre de QSO disponibles dans l'ET une fois les objets filtrés par la présélection complète.

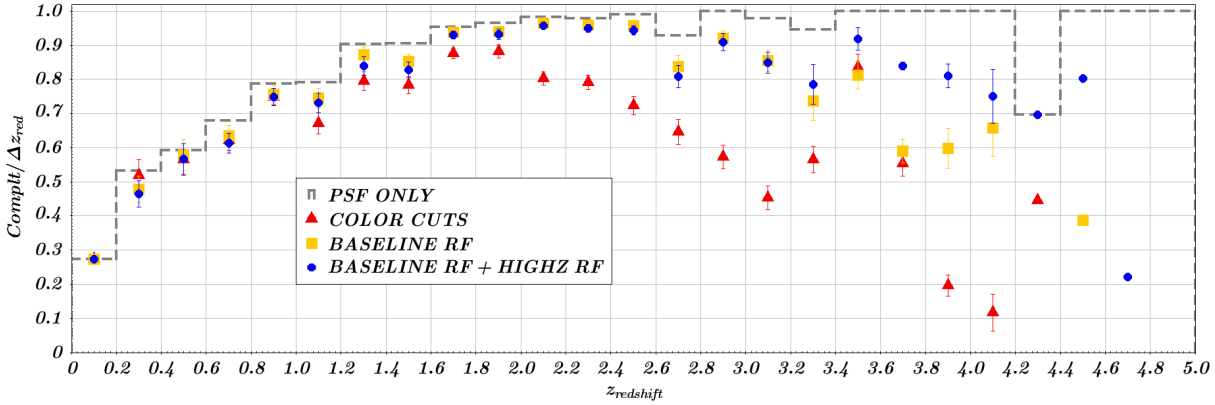
Plages en redshift	**ET**	**Coupures couleurs**	**RF de base**	**RF de base + RF HighZ**
$z_{red} < 2.1$	5246	4920	5150	5109
$z_{red} \geqslant 2.1$	3370	2793	3160	3204
TOTAL	8616	7713	8310	8313

TABLE 4.14 Estimation du nombre attendu de QSO sélectionnés par deg^2 et corrigé de la QLF pour différents intervalles en redshift. Ces résultats sont obtenus à partir de l'ET de DR7 et sont comparés aux valeurs prédites par la QLF ainsi qu'à celles minimums exigées par les spécifications de DESI.

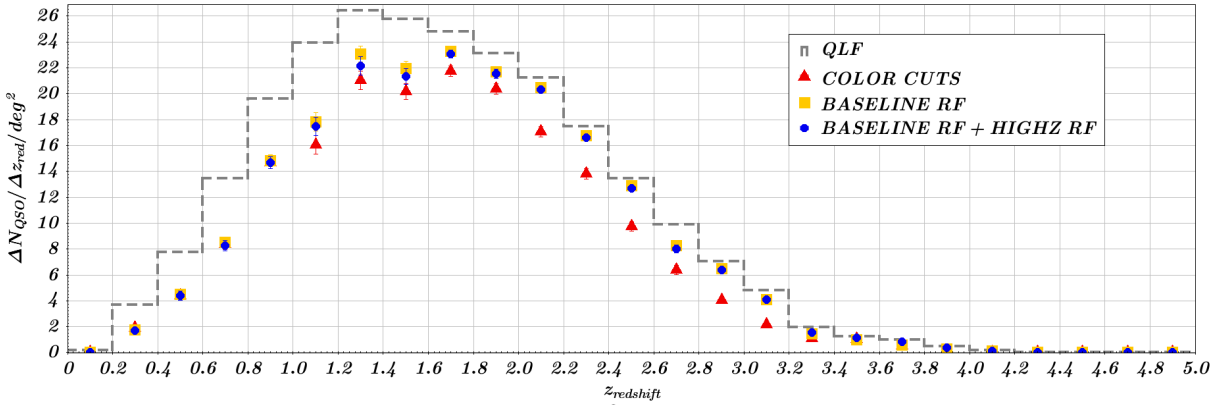
Plages en redshift	**QLF ($r_{mag} < 22.7$)**	**Specs. DESI**	**Coupures couleurs**	**RF de base**	**RF de base + RF HighZ**
$z_{red} < 0.9$	45	120	21 ± 0.6	21 ± 0.6	21 ± 0.6
$z_{red} \in [0.9, 2.1[$	144		115 ± 1.4	124 ± 1.2	123 ± 1.3
$z_{red} \geqslant 2.1$	71	50	48 ± 0.8	60 ± 0.5	63 ± 0.5
$z_{red} \geqslant 3.2$	7.9	/	2.6 ± 0.1	3.1 ± 0.1	4.1 ± 0.1
TOTAL	260	170	184 ± 1.7	205 ± 1.5	207 ± 1.5

des quasars connus au sein de l'ET de DR7, respectivement en fonction du redshift et de r_{mag}. Ces histogrammes mènent à des observations analogues à celles pour DR6. Les efficacités de sélection des trois techniques sont comparables à $z < 2.0$ et à $r_{mag} < 21.0$ et approchent la limite supérieure imposée par le critère de morphologie. Au-delà de $z = 2.0$, les performances des coupures couleurs classiques chutent tandis que celles des RF se maintiennent à un niveau de complétude encore élevée, toujours avec un avantage pour le scénario disposant du RF HighZ à $z > 3.0$. De même, à $r_{mag} > 21.0$, les performances des trois techniques se détériorent globalement bien que celles basées sur des RF résistent mieux. En moyenne, la complétude de la sélection du scénario à deux RF reste supérieure à 0.7, aussi bien en z qu'en r_{mag}, mis à part à $z < 0.8$. Ainsi, les performances obtenues sur DR7 sont identiques à celles sur DR6. Ce résultat atteste de la fiabilité de cette technique de sélection basée sur deux RF qui est en mesure de fonctionner sur deux photométries distinctes, celle de DR6 et celle de DR7, bien qu'initialement les RF aient été entraînés uniquement sur des données de DR7. La figure 4.28 représente la distribution de la densité de cibles sélectionnées par le scénario à deux RF au sein de la région complète couverte par DR7. L'excès de cibles au voisinage du plan galactique dénote une contamination stellaire accrue de l'échantillon des QSO candidats.

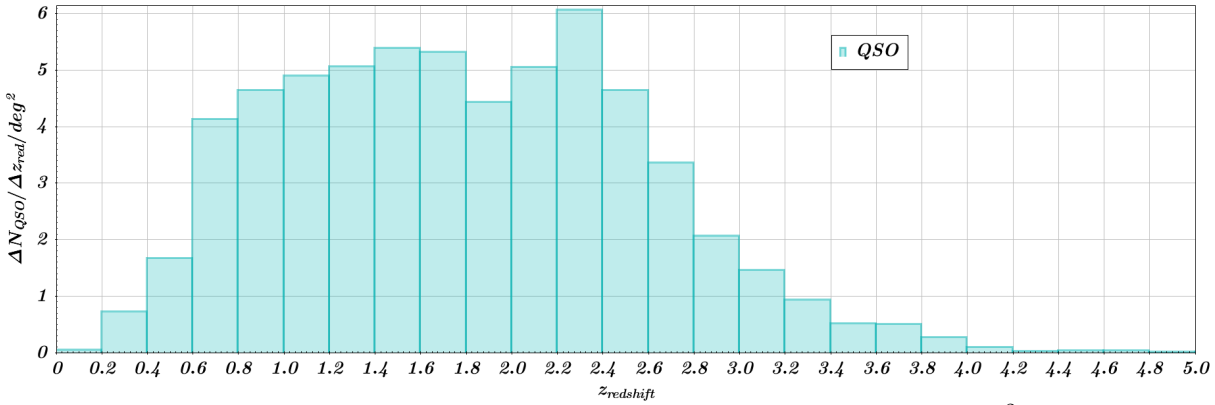
FIGURE 4.25 Comparaison des fonctions de score évaluées pour les trois scénarios testés sur la photométrie de DR7 et exprimées en fonction du redshift avec un intervalle $\Delta z = 0.2$.



(A) Complétude de sélection des quasars. L'histogramme noté "PSF ONLY" représente la complétude maximum accessible une fois le critère exigeant une morphologie ponctuelle appliqué.

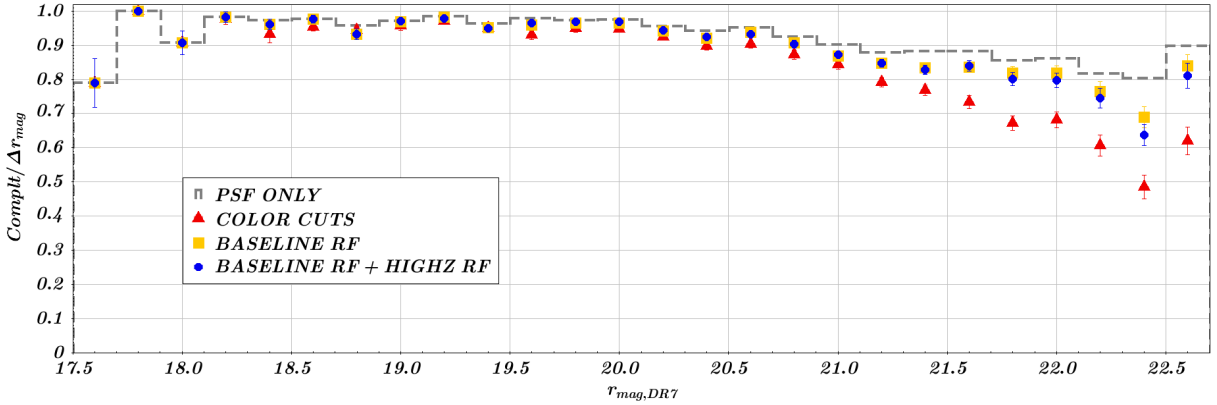


(B) Nombre attendu de QSO sélectionnés par deg^2 et corrigé de la QLF. L'histogramme noté "QLF" représente les valeurs prédites par la QLF réajustée de façon à tenir compte des intervalles (r_i, z_j) non peuplés en quasars de l'ET.

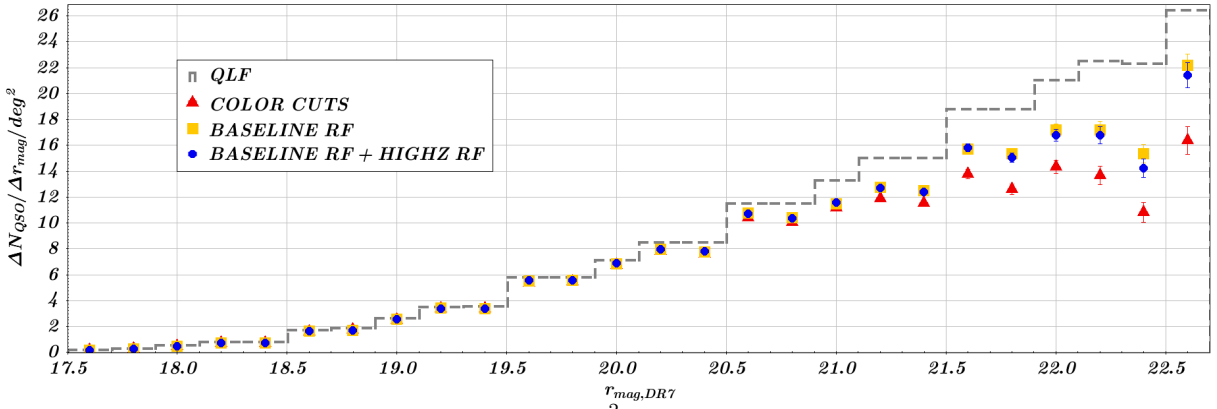


(C) Distribution en fonction du redshift du nombre de quasars disponibles par deg^2 dans l'ET (9189 au total) à la suite de la présélection complète des objets, excepté le critère exigeant une morphologie ponctuelle.

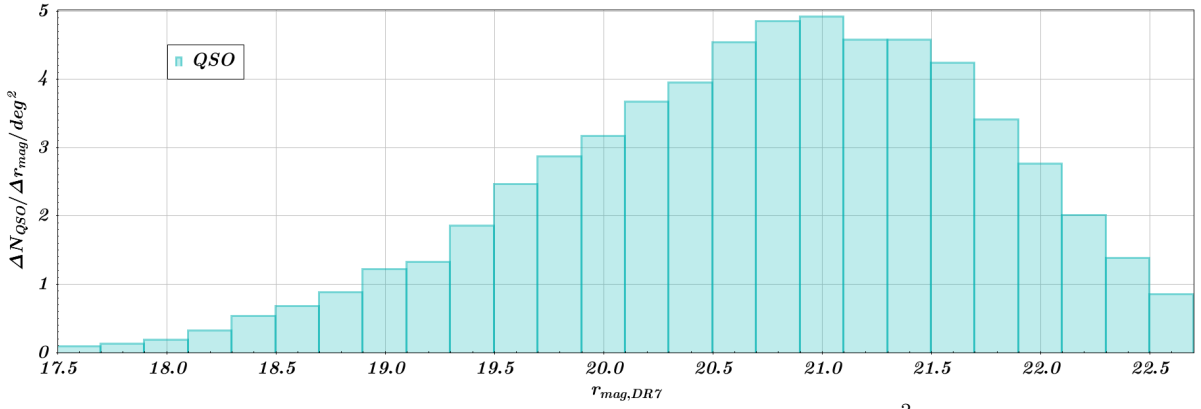
FIGURE 4.26 Comparaison des fonctions de score évaluées pour les trois scénarios testés sur la photométrie de DR7 et exprimées en fonction de r_{mag} avec un intervalle $\Delta r_{mag} = 0.2$.



(A) Complétude de sélection des quasars. L'histogramme noté "PSF ONLY" représente la complétude maximum accessible une fois le critère exigeant une morphologie ponctuelle appliqué.



(B) Nombre attendu de QSO sélectionnés par deg^2 et corrigé de la QLF. L'histogramme noté "QLF" représente les valeurs prédites par la QLF réajustée de façon à tenir compte des intervalles (r_i, z_j) non peuplés en quasars de l'ET.



(C) Distribution en fonction de r_{mag} du nombre de quasars disponibles par deg^2 dans l'ET (9189 au total) à la suite de la présélection complète des objets, excepté le critère exigeant une morphologie ponctuelle.

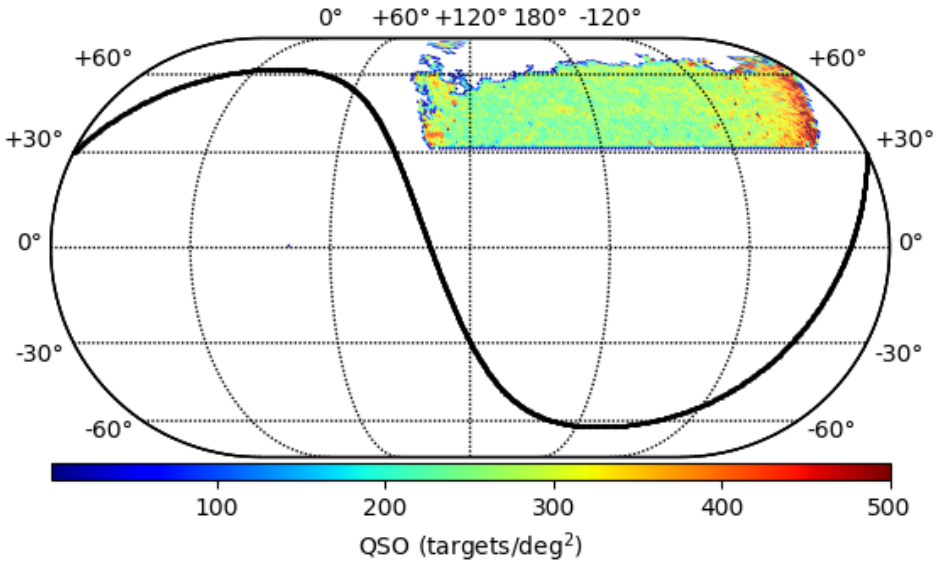


FIGURE 4.27 Carte de la densité de cibles produites par le scénario à deux RF sur l'ensemble de la région couverte par la photométrie de DR6 ($\sim$3800 deg^2). La ligne noire matérialise le plan galactique.

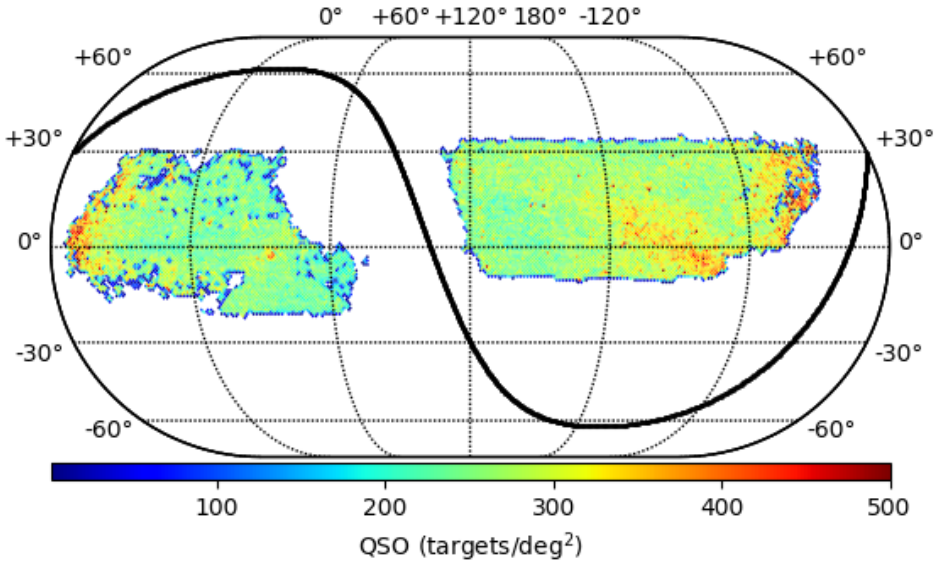


FIGURE 4.28 Carte de la densité de cibles produites par le scénario à deux RF sur l'ensemble de la région couverte par la photométrie de DR7 ($\sim$9300 deg^2). La ligne noire matérialise le plan galactique.

4.5 Conclusion

Le scénario à deux RF a été retenu comme technique principale de sélection des QSO pour DESI. Il respecte les spécifications exigées par DESI et surclasse largement la méthode plus traditionnelle basée sur des coupures couleurs définies de façon heuristique. De plus, il offre un gain appréciable de quasars hauts redshifts, précieux pour la cosmologie. En effet, ce scénario à deux RF dispose d'un RF HighZ qui garantie qu'une attention particulière soit portée à la sélection de ces QSO à grands z au contraire du RF de base chargé de la sélection des QSO indifféremment sur toute la page en redshift. Ce scénario bénéficie ainsi d'une fraction du budget de cibles spécialement consacrée aux quasars hauts redshifts. Au total, plus de 96% des QSO connus disponibles après présélection complète des objets sont sélectionnés au sein des échantillons de test de DR6 et DR7. En termes du nombre attendu de QSO sélectionnés par deg^2 et corrigé de la QLF, les résultats projettent qu'a minima $207\,/\,\mathrm{deg}^2$ QSO confirmés à $r_{mag} < 22.7$ seront observés, dont $144\,/\,\mathrm{deg}^2$ à $z < 2.1$ et $63\,/\,\mathrm{deg}^2$ à $z \geqslant 2.1$, et ce dans les deux régions de test, l'une pour la photométrie de DR6 et l'autre pour celle de DR7. Ces prédictions sont à comparer aux valeurs minimums exigées par les spécifications de DESI, à savoir respectivement $120\,/\,\mathrm{deg}^2$ à $z < 2.1$ et $50\,/\,\mathrm{deg}^2$ à $z \geqslant 2.1$, soit au total $170\,/\,\mathrm{deg}^2$ QSO confirmés à observer. Ces chiffres correspondent à une pureté de l'échantillon des quasars cibles de 80% et une complétude de la sélection égale à 84%.

La principale faiblesse de cette technique de sélection se situe à grand r_{mag} où les incertitudes sur les mesures photométriques sont élevées, provoquant une dispersion de ces dernières, et dégradant alors les performances de la sélection. De plus, la source de contamination majoritaire de l'échantillon de quasars cibles est d'origine stellaire comme l'indique les surdensités de cibles observées proches du plan galactique. Cela dit, l'emploi d'un algorithme puissant de machine learning, les RF, combiné aux seules informations à disposition dans les cinq bandes grzW1W2 conduit à une technique de sélection déjà très efficace. À la rigueur, un échantillon d'entraînement augmenté dans les régions en redshift et en r_{mag} en déficit de QSO serait profitable. Au-delà, l'apport de propriétés nouvelles des objets, procurant un pouvoir de discrimination supplémentaire, est nécessaire. Pour DESI, l'ajout de la bande u, pour profiter de l'excès d'UV de l'émission des QSO, ou l'usage de leur variabilité, par exemple grâce à l'imagerie multi-époque de WISE, sont des pistes explorées pour recouvrer des QSO à haut redshift, c'est-à-dire exploités comme traceurs Ly-α, et qui peuvent donc être sélectionnés à l'aide de techniques de sélection hétérogènes. D'autres ont montré qu'il était possible de tirer profit de l'effet de réfraction de l'atmosphère affectant la position observée des objets pour améliorer la sélection des QSO [60]. En effet, le spectre des quasars étant en général plus bleue avec des raies d'émission intenses, la réfraction et ainsi le décalage astrométrique subis sont distinctifs des autres objets.

Le domaine de sélection des cibles a encore un potentiel de développement considérable au regard des quantités gigantesques de données qui seront générées par les futurs projets d'imagerie grand champ du ciel, tels que celui du LSST. Une photométrie très profonde, multi-bandes et multi-époques pourra être conjuguée à la puissance de prédiction croissante de nouveaux algorithmes de machine learning. Enfin, de nouvelles approches de ML sont également expérimentées, par exemple l'application de réseaux de neurones profonds directement sur les données d'imagerie dans [61–63]. Cet algorithme de *deep learning* très sophistiqué et complexe à paramétrer, notamment quant au choix de l'architecture optimum, conserve ainsi toute l'information contenue dans les données d'imagerie, sans réduction par un pipeline. Il est donc chargé d'un nombre étendu de fonctions, à savoir celles dédiées à l'extraction et la sélection des propriétés discriminantes des objets à classer puis à leur apprentissage.

Bibliographie

[1] Arjun Dey et al. Overview of the DESI legacy imaging surveys. *The Astronomical Journal*, 157(5) :168, apr 2019.

[2] Kevork N. Abazajian et al. The seventh data release of the sloan digital sky survey. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 182(2) :543–558, may 2009.

[3] The Dark Energy Survey Collaboration. The dark energy survey. *arXiv e-prints*, pages astro–ph/0510346, Oct 2005.

[4] B. Flaugher et al. The dark energy camera. *The Astronomical Journal*, 150(5) :150, oct 2015.

[5] Hu Zou et al. Project overview of the beijing–arizona sky survey. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 129(976) :064101, apr 2017.

[6] G. Grant Williams et al. 90prime : A prime focus imager for the steward observatory 90-inch telescope. In A.F.M. Moorwood and M. Iye, editors, *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, volume 5492, pages 787–798, 09 2004.

[7] Arjun Dey et al. Mosaic3 : a red-sensitive upgrade for the prime focus camera at the mayall 4m telescope. In *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VI*, volume 9908 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 99082C, aug 2016.

[8] Edward L. Wright et al. The wide-field infrared survey explorer (wise) : Mission description and initial on-orbit performance. *The Astronomical Journal*, 140(6) :1868–1881, nov 2010.

[9] A. Mainzer et al. Preliminary results from neowise : An enhancement to the wide-field infrared survey explorer for solar system science. *The Astrophysical Journal*, 731(1) :53, mar 2011.

[10] A. Mainzer et al. Initial performance of the neowise reactivation mission. *The Astrophysical Journal*, 792(1) :30, aug 2014.

[11] R. M. Cutri et al. Explanatory supplement to the wise all-sky data release products. *Explanatory Supplement to the WISE All-Sky Data Release Products*, mar 2012.

[12] R. M. Cutri et al. Explanatory supplement to the neowise data release products. *Explanatory Supplement to the NEOWISE Data Release Products*, page 1, Mar 2015.

[13] M. Schmidt. 3c 273 : A star-like object with large red-shift. *Nature*, 197 :1040, March 1963.

[14] J. L. Greenstein. Red-shift of the unusual radio source : 3c 48. *Nature*, 197 :1041–1042, mar 1963.

[15] M. Schmidt and T. A. Matthews. Redshift of the quasi-stellar radio sources 3c 47 and 3c 147. *The Astrophysical Journal*, 139 :781, feb 1964.

[16] Eduardo Bañados et al. An 800-million-solar-mass black hole in a significantly neutral universe at a redshift of 7.5. *Nature*, 553(7689) :473–476, Jan 2018.

[17] E. E. Salpeter. Accretion of interstellar matter by massive objects. *The Astrophysical Journal*, 140 :796–800, aug 1964.

[18] Branimir Sesar et al. Exploring the variable sky with the sloan digital sky survey. *The Astronomical Journal*, 134(6) :2236–2251, oct 2007.

[19] Daniel E. Vanden Berk et al. The ensemble photometric variability of ∼25,000 quasars in the sloan digital sky survey. *The Astrophysical Journal*, 601(2) :692–714, feb 2004.

[20] Houjun Mo, Frank C. van den Bosch, and Simon White. *Galaxy Formation and Evolution*. 2010.

[21] N. Palanque-Delabrouille et al. Luminosity function from dedicated sdss-iii and mmt data of quasars in 0.7 < z < 4.0 selected with a new approach. *Astronomy and Astrophysics*, 551 :A29, Mar 2013.

[22] N. Palanque-Delabrouille et al. The extended baryon oscillation spectroscopic survey : Variability selection and quasar luminosity function. *Astronomy and Astrophysics*, 587 :A41, Mar 2016.

[23] N. Palanque-Delabrouille et al. Variability selected high-redshift quasars on sdss stripe 82. *Astronomy and Astrophysics*, 530 :A122, Jun 2011.

[24] Isabelle Pâris et al. The sloan digital sky survey quasar catalog : fourteenth data release. *Astronomy and Astrophysics*, 613 :A51, 5 2018.

[25] Daniel J. Eisenstein et al. Sdss-iii : Massive spectroscopic surveys of the distant universe, the milky way, and extra-solar planetary systems. *The Astronomical Journal*, 142(3) :72, aug 2011.

[26] Kyle S. Dawson et al. The baryon oscillation spectroscopic survey of sdss-iii. *The Astronomical Journal*, 145(1) :10, Jan 2013.

[27] Kyle S. Dawson et al. The sdss-iv extended baryon oscillation spectroscopic survey : Overview and early data. *American Astronomical Society*, 151(2) :44, Feb 2016.

[28] James E. Gunn et al. The 2.5 m telescope of the sloan digital sky survey. *The Astronomical Journal*, 131(4) :2332–2359, apr 2006.

[29] Stephen A. Smee et al. The multi-object, fiber-fed spectrographs for the sloan digital sky survey and the baryon oscillation spectroscopic survey. *The Astronomical Journal*, 146(2) :32, jul 2013.

[30] Nicholas P. Ross et al. The sdss-iii baryon oscillation spectroscopic survey : Quasar target selection for data release nine. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 199(1) :3, feb 2012.

[31] Adam D. Myers et al. The sdss-iv extended baryon oscillation spectroscopic survey : Quasar target selection. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 221(2) :27, dec 2015.

[32] Franco D. Albareti et al. The 13th data release of the sloan digital sky survey : First spectroscopic data from the sdss-iv survey mapping nearby galaxies at apache point observatory. *Astrophysical Journal Supplement Series*, 233(2) :25, Dec 2017.

[33] M. Fukugita et al. The sloan digital sky survey photometric system. *The Astronomical Journal*, 111(4) :1748–1756, 4 1996.

[34] J. E. Gunn et al. The sloan digital sky survey photometric camera. *The Astronomical Journal*, 116(6) :3040–3081, dec 1998.

[35] Mamoru Doi et al. Photometric response functions of the sloan digital sky survey imager. *The Astronomical Journal*, 139(4) :1628–1648, mar 2010.

[36] Gordon T. Richards et al. Spectroscopic target selection in the sloan digital sky survey : The quasar sample. *The Astronomical Journal*, 123(6) :2945–2975, jun 2002.

[37] Jo Bovy et al. Photometric redshifts and quasar probabilities from a single, data-driven generative model. *The Astrophysical Journal*, 749(1) :41, mar 2012.

[38] Robert H. Becker et al. The first survey : Faint images of the radio sky at twenty centimeters. *The Astrophysical Journal*, 450 :559, Sep 1995.

[39] Arne Rau et al. Exploring the optical transient sky with the palomar transient factory. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 121(886) :1334–1351, Dec 2009.

[40] Nicholas M. Law et al. The palomar transient factory : System overview, performance, and first results. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 121(886) :1395–1408, dec 2009.

[41] Isabelle Pâris et al. The sloan digital sky survey quasar catalog : ninth data release. *Astronomy and Astrophysics*, 548 :A66, Dec 2012.

[42] Adam S. Bolton et al. Spectral classification and redshift measurement for the sdss-iii baryon oscillation spectroscopic survey. *The Astronomical Journal*, 144(5) :144, Nov 2012.

[43] Donald P. Schneider et al. The sloan digital sky survey quasar catalog. v. seventh data release. *The Astrophysical Journal*, 139(6) :2360, Jun 2010.

[44] Eric Morganson et al. The time domain spectroscopic survey : Variable selection and anticipated results. *The Astrophysical Journal*, 806(2) :244, Jun 2015.

[45] Chelsea L. MacLeod et al. The time-domain spectroscopic survey : Target selection for repeat spectroscopy. *The Astronomical Journal*, 155(1) :6, Jan 2018.

[46] K. C. Chambers et al. The pan-starrs1 surveys. *arXiv e-prints*, page arXiv :1612.05560, Dec 2016.

[47] Gaia Collaboration et al. Gaia data release 1. summary of the astrometric, photometric, and survey properties. *Astrononmy and Astrophysics*, 595 :A2, Nov 2016.

[48] E. Bertin. Automated morphometry with sextractor and psfex. In I. N. Evans, A. Accomazzi, D. J. Mink, and A. H. Rots, editors, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XX*, volume 442 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 435, jul 2011.

[49] D. Lang et al. The tractor : Probabilistic astronomical source detection and measurement. Astrophysics Source Code Library, apr 2016.

[50] Dustin Lang. unwise : Unblurred coadds of the wise imaging. *The Astronomical Journal*, 147(5) :108, apr 2014.

[51] A. M. Meisner et al. Another unwise update : The deepest ever full-sky maps at 3-5 μm. *Research Notes of the AAS*, 2(1) :1, jan 2018.

[52] Edward F. Schlafly et al. Measuring reddening with sloan digital sky survey stellar spectra and recalibrating sfd. *The Astrophysical Journal*, 737(2) :103, aug 2011.

[53] David J. Schlegel et al. Maps of dust infrared emission for use in estimation of reddening and cosmic microwave background radiation foregrounds. *The Astrophysical Journal*, 500(2) :525–553, jun 1998.

[54] E. Høg et al. The tycho-2 catalogue of the 2.5 million brightest stars. *Astronomy and Astrophysics*, 355 :L27–L30, 02 2000.

[55] Željko Ivezić et al. Lsst : From science drivers to reference design and anticipated data products. *The Astrophysical Journal*, 873(2) :111, Mar 2019.

[56] R. Laureijs et al. Euclid definition study report. *arXiv e-prints*, page arXiv :1110.3193, Oct 2011.

[57] Leo Breiman. Random forests. *Machine Learning*, 45(1) :5–32, oct 2001.

[58] Fabian Pedregosa et al. Scikit-learn : Machine learning in python. *Journal of Machine Learning Research*, 12 :2825–2830, nov 2011.

[59] Leo Breiman et al. *Classification and Regression Trees*. Wadsworth, 1984.

[60] Christina M. Peters et al. Quasar classification using color and variability. *The Astrophysical Journal*, 811(2) :95, Oct 2015.

[61] Edward J. Kim et al. Star-galaxy classification using deep convolutional neural networks. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 464(4) :4463–4475, Feb 2017.

[62] A. D'Isanto et al. Photometric redshift estimation via deep learning. generalized and pre-classification-less, image based, fully probabilistic redshifts. *Astronomy and Astrophysics*, 609 :A111, Jan 2018.

[63] Johanna Pasquet et al. Photometric redshifts from sdss images using a convolutional neural network. *Astronomy and Astrophysics*, 621 :A26, Jan 2019.

Conclusion

Ce travail de doctorat contribue à la préparation du relevé DESI. Il a abouti à la réalisation d'un outil de mesure de la position des capteurs CCD intégrés dans les enceintes cryostats du spectrographe ainsi qu'au développement d'une technique de sélection des quasars cibles qui seront observés par l'instrument DESI.

L'outil de mesure de la position des CCD repose sur un concept optique constitué de trois matrices de microlentilles qui projettent un motif de spots sur les CCD. La position des CCD est déterminée en analysant la déformation observée des grilles de points formées sur les CCD. Un code de simulation du système optique a été mis au point afin d'étudier son comportement en adoptant le juste degré d'approximation pour modéliser la propagation de la lumière. Ce code a servi à étudier la distorsion du motif projeté sur les CCD due à un désalignement du système optique et établir le formalisme mathématique nécessaire à l'estimation des paramètres de transformation de la CCD. Il a aussi été exploité pour implémenter la chaîne de traitement des images CCD et pour spécifier les tolérances mécaniques de la structure supportant les composants optiques afin de garantir la précision requise des mesures. L'alignement précis des pièces mécaniques et la mesure de la position des matrices de microlentilles ont été effectués en salle blanche à l'aide d'un appareil de métrologie équipé d'un microscope. Les résultats obtenus ont confirmé que les cryostats testés vérifiaient les spécifications de DESI : l'angle de rotation des CCD autour de l'axe optique est inférieur à $3'$ et le déplacement latéral des CCD dans le plan perpendiculaire à l'axe optique est inférieur à $\pm 50\,\mu\mathrm{m}$. Les résultats ont démontré la robustesse de la mesure de la rotation de la CCD donnée à $\pm 20''$ et la capacité de l'outil à estimer les paramètres de translation de la CCD à $\pm 15\,\mu\mathrm{m}$, erreurs systématiques comprises. Des améliorations de la structure mécanique permettraient de réduire ces incertitudes de mesure. De plus, cet outil s'est avéré très puissant pour identifier et caractériser certains phénomènes électroniques des CCD.

La technique de sélection des quasars cibles est contrainte par un budget de cibles fixé à $260\,/\,\mathrm{deg}^2$. Elle doit produire un échantillon de cibles caractérisé par une complétude maximum sur toute la plage en redshift couverte par les quasars, jusqu'à $z = 4.0$. La principale source de contamination est de nature stellaire. La solution proposée exploite les propriétés

des objets astronomiques dans cinq bandes photométriques et un critère de morphologie. Cette solution tire profit de la puissance prédictive de techniques d'apprentissage supervisé. L'algorithme *Random Forest* (RF) a été choisi. Il s'avère beaucoup plus performant que les méthodes classiques basées sur des coupures couleurs définies de manière heuristique. Ma technique de sélection fait appel à la combinaison de deux RF avec le bénéfice d'un RF spécialement dédié à la sélection des QSO situés à haut redshift. Elle est la technique de sélection nominale des quasars adoptée par DESI. Les résultats prédisent que plus de $207 \,/\, \mathrm{deg}^2$ QSO confirmés à $r_{mag} < 22.7$ seront observés, dont $144 \,/\, \mathrm{deg}^2$ à $z < 2.1$ et $63 \,/\, \mathrm{deg}^2$ à $z \geqslant 2.1$. Ces prédictions sont à comparer aux valeurs minimums exigées par les spécifications de DESI, à savoir respectivement $120 \,/\, \mathrm{deg}^2$ à $z < 2.1$ et $50 \,/\, \mathrm{deg}^2$ à $z \geqslant 2.1$, soit au total $170 \,/\, \mathrm{deg}^2$ QSO confirmés à observer. Ces chiffres correspondent à une pureté de l'échantillon des quasars cibles de 80% et une complétude de la sélection égale à 84%.

université PARIS-SACLAY | ÉCOLE DOCTORALE PHENIICS

Titre : Construction d'un spectrographe et recherche de quasars pour le projet d'étude de l'énergie noire, DESI

Mots clés : Cosmologie, énergie noire, quasar, sélection des cibles, optique, spectrographe

Résumé : L'accélération de l'expansion de l'Univers est l'un des sujets majeurs de la cosmologie actuelle. Elle pourrait être due à une nouvelle composante, appelée énergie noire, qui représenterait 70% du bilan énergétique de l'Univers. Pour étudier sa nature à travers son équation d'état, on mesure une règle étalon fournie par les oscillations baryoniques acoustiques (BAO) à différentes valeurs de décalage vers le rouge. Cette technique a été utilisée avec succès pour la première fois en 2005 par le projet Sloan Digital Sky Survey (SDSS-II). Depuis, l'observation des BAO a été confirmée en 2012 par le projet BOSS (SDSS-III) puis eBOSS (SDSS-IV), à la fois avec des galaxies et des absorbeurs de la raie à 21 cm révélés dans des spectres de quasar. Notre groupe prépare la prochaine génération d'expériences BAO en participant à la construction du spectrographe du nouveau programme Dark Energy Spectroscopic Instrument (DESI). Ce projet va réaliser un sondage 3D de plusieurs dizaines de millions de galaxies et quasars avec le télescope Mayall de 4m en Arizona (USA). J'ai participé à la mise au point du spectrographe de DESI en collaboration avec notre partenaire industriel (WINLIGHT). J'étais aussi en charge de développer un banc optique dans le but de valider l'alignement des capteurs CCD montés dans les enceintes des cryostats. Des matrices de microlentilles sont utilisées pour projeter très précisément des grilles de spots sur les CCD. En fonction de la distortion observée des grilles, nous sommes capables de déterminer la position des CCD. En parallèle, j'ai développé des algorithmes pour la sélection des quasars cibles, les objets les plus distants qui seront observés par DESI, basée sur leurs propriétés photométriques en exploitant des techniques d'apprentissage supervisé.

Title : Construction of a spectrograph and quasar target selection for the Dark Energy project, DESI

Keywords : Cosmology, dark energy, quasar, target selection, optics, spectrograph

Abstract : The accelerating expansion of the universe is one of the main topics of modern cosmology. It may stem from a new component, so-called dark energy, which would make up 70% of the energy content of the universe. To study its nature through its equation of state, one can measure a standard ruler given by baryonic acoustic oscillations (BAO) at various redshifts or for different slices of the universe. This approach was used successfully for the first time in 2005 by the Sloan Digital Sky Survey (SDSS-II) project. Then, the BAO signal was confirmed in 2012 by the BOSS project (SDSS-III) and then by the eBOSS project (SDSS-IV), both with galaxies and HI absorbers revealed in quasar spectra. Our group is preparing the next generation of BAO experiments by taking part in building the spectrograph of the new Dark Energy Spectroscopic Instrument (DESI) program. This project will perform a 3D survey of several tens of millions of galaxies and quasars with the 4-meter Mayall telescope in Arizona (USA). I participated in the adjustments of the spectrograph of DESI in collaboration with our industrial partner (WINLIGHT). I was also in charge of developing an optical bench in order to check the alignment of the CCD sensors mounted within the crysotat vessels. Arrays of microlens are used to project very precisely grids of spots on the CCDs. We are able to infer the position of the CCDs according to the observed distortion of the grids of spots. In parallel, I developped algorithms for the selection of quasar candidates, the more distant objects that will be observed by DESI, based on their photometry properties by making use of machine learning tools.

Université Paris-Saclay
Espace Technologique / Immeuble Discovery
Route de l'Orme aux Merisiers RD 128 / 91190 Saint-Aubin, France