



Université Claude Bernard



Lyon 1

THÈSE de DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE LYON
Opérée au sein de
l'Université Claude Bernard Lyon 1

École Doctorale ED52
École Doctorale de Physique et Astrophysique

Spécialité de doctorat : Physique
Discipline : Cosmologie Observationnelle

Soutenue publiquement le jj/mm/aaaa, par :

Jérémy LEZMY

**Modélisation hyperspectrale des galaxies hôtes
dans le cadre du projet ZTF/SEDm
pour l'observation et le typage de supernovae**

Devant le jury composé de :

M./Mme. XXX XXX	Président-e
Mme. Mathilde JAUZAC	Rapporteure
M. Olivier ILBERT	Rapporteur
Mme. Anne EALET	Examinateuse
Mme. Cathy QUANTIN	Examinateuse
M. Sébastien BONGARD	Examinateur
M. Yannick COPIN	Directeur de thèse
M. Mickael RIGAULT	Invité

Remerciements

Résumé

Il y a près de deux décennies, les distances mesurées à partir des supernovae de type Ia (SNeIa) ont été utilisées pour découvrir l'accélération de l'expansion de l'Univers. Alors que ce phénomène est désormais communément admis, la compréhension de ses causes demeure inconnue et nécessite des mesures précises et non biaisées. Les supernovae (SNe) sont réparties en plusieurs catégories discernables par leurs propriétés spectrales, et de tous les types de SN, seules les SNeIa sont utilisées comme sonde cosmologique par leurs propriétés de chandelles standardisables. Avec différents types de SNe possédant des luminosités intrinsèques différentes, tout objet mal classifié peut induire des biais dans la dérivation des paramètres cosmologiques.

Actuellement la classification spectrale n'est possible que lorsque la SN est suffisamment isolée de sa galaxie hôte, mais plus l'évènement survient proche du cœur de la galaxie plus la contamination spectrale s'intensifie et cette analyse devient difficile voire impossible.

Cette thèse de doctorat a été effectuée à l'Institut de Physique des 2 Infinis de Lyon (IP2I Lyon) dans le cadre du relevé cosmologique grand champ *Zwicky Transient Facility* (ZTF), avec l'utilisation d'un spectrographe 3D basse résolution : la *Spectral Energy Distribution machine* (SEDm). L'objectif de ce travail de recherche est de répondre à la problématique de la classification des SNe dans le cas de contamination spectrale importante par la galaxie hôte.

Je présente dans ce manuscrit une nouvelle méthode de décontamination sous la forme d'un outil de modélisation de scène, **HYPERGAL**, permettant d'extraire le spectre de supernovae jusqu'alors inexploitables. Le cœur de ce pipeline repose sur l'utilisation de données photométriques de la galaxie hôte, prises en amont de l'explosion de la SNIa. En utilisant les connaissances de la physique des galaxies, nous modélisons à l'échelle locale les propriétés spectrales de l'hôte afin de créer un cube 3D modèle de la galaxie isolée. En convoluant ce modèle par la réponse impulsionnelle de la SEDm, nous effectuons une projection de cette modélisation hyperspectrale dans l'espace des observations. Modélisant par la suite la SN par une source ponctuelle chromatique, et ajustant simultanément la galaxie et la supernova aux observations, nous avons créé un pipeline modéliseur de scène pouvant extraire le spectre de la SN dans un environnement hautement contaminé. Cet outil est par la suite validé sur un échantillon simulé de SNe tirées de données observées.

J'expose à la fin de ce manuscrit les résultats scientifiques préliminaires de la seconde *data release* (DR2) du groupe *Type Ia Supernovae & Cosmology* de ZTF, composée de ~ 3000 SNeIa et dont la vaste majorité ont été classifiées avec cette nouvelle méthode d'extraction.

Abstract

Nearly two decades ago, distances measured from type Ia supernovae (SNeIa) were used to discover the accelerated expansion of the universe. While the accelerated expansion of the Universe is now commonly accepted, understanding what causes this effect is unknown and requires precise, unbiased measurements. Supernovae (SNe) are divided into several categories which can only be distinguished by their spectral properties, and of all SN types, only the SNeIa are used as a cosmological probe because of their properties of standardizable candles. With different types of SNe having different intrinsic luminosities, any misclassified objects will lead to a bias in the cosmological parameters.

Spectral classification is fairly straightforward for SNe occurring in isolated environments, but the closer an event occurs close to the core of a galaxy, the more the spectral contamination intensifies and this analysis becomes difficult or even impossible.

This PhD thesis has been carried out at the *Institut de Physique des 2 Infinis de Lyon* (IP2I Lyon) as part of the Zwicky Transient Facility (ZTF) wide field cosmological project, using data obtained from a low-resolution 3D spectrograph : the Spectral Energy Distribution machine (SEDm). The objective of this research work is to answer the problem of the classification of SNe in the case of strong spectral contamination by the host galaxy.

I present in this manuscript a new method to separate signal from SN from that of the galaxy in the form of a scene modeling tool, **HYPERGAL**, which allows us to confidently extract and classify SN previously missed or mis-classified. The core of this pipeline is based on the use of photometric data of the host galaxy, taken before the SN explosion. Using the knowledge of the physics of galaxies, we model the spectral properties of the host, adjusting and scaling appropriately to create a 3D cube model of the isolated host galaxy. Convoluting this model to the instrumental response of SEDm, we produce a projection of this hyperspectral model in the space of the observations. Modeling the SN as a wavelength dependent point source, and fitting both the galaxy and supernova simultaneously, we have produced a scene modelling pipeline that can extract the properties of the SN from highly contaminated environments. This model is validated on simulated samples of SN drawn from observed data.

At the end of this manuscript, I present the preliminary scientific results from the ZTF-DR2 dataset of the Type Ia Supernovae & Cosmology group of ZTF, composed of ~ 3000 SNeIa where the vast majority of which has been classified with this new extraction technique.

Table des matières

Introduction générale	17
I Contexte scientifique	21
1 Contexte cosmologique	23
1.1 Éléments de cosmologie	24
1.1.1 Relativité générale	24
1.1.2 Symétries de l'Univers : le principe cosmologique	25
1.1.2.1 Homogénéité de l'Univers	25
1.1.2.2 Isotropie de l'Univers	26
1.1.3 Métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker	26
1.1.4 Redshift et expansion de l'Univers	27
1.1.4.1 Redshift	28
1.1.4.2 Taux d'expansion	29
1.1.5 Équations de Friedmann-Lemaître	29
1.1.6 Mesures de distances	31
1.2 Sondes cosmologiques et modèle de concordance Λ CDM	34
1.2.1 Le fond diffus cosmologique	34
1.2.2 Les oscillations acoustiques des baryons	35
1.2.3 Les chandelles standard	36
1.2.4 Le modèle Λ CDM	36
2 Cosmologie avec les Supernovae de type Ia	39
2.1 Zoologie et classification des supernovae	40
2.1.1 Caractéristiques principales	40
2.1.2 Mécanismes d'explosion	40
2.2 Standardisation des SNeIa	41
2.2.1 Chandelles standardisables	41
2.2.2 Courbes de lumière et spectres de SNeIa	42
2.2.3 Propriétés des courbes de lumière	45
2.2.4 Modèle <i>Spectral Adaptive Light-curve Template 2</i> (SALT2)	46
2.2.4.1 Corrélations	46
2.2.4.2 Standardisation et SALT2	47
2.3 SNeIa et cosmologie	48
2.3.1 Construction d'un diagramme de Hubble	48
2.3.2 Sonder l'équation d'état de l'énergie sombre avec les SNeIa	49
3 Zwicky Transient Facility	51
3.1 Présentation de la générale	52

3.1.1	Histoire et collaboration	52
3.1.2	Organisation de la recherche scientifique	53
3.2	La caméra ZTF	55
3.2.1	Caractéristiques	55
3.2.2	Gestion des données	57
3.3	Observation des Supernovae Ia avec ZTF	58
4	Un spectrographe 3D : la Spectral Energy Distribution machine	61
4.1	Présentation de l'instrument	62
4.1.1	Principe d'un IFS	62
4.1.2	La SEDm	63
4.2	Extraction des spectres du CCD et création des cubes de données	64
4.2.1	Identification des traces	65
4.2.2	Solution en longueur d'onde	66
4.2.3	Identification spatiale	67
4.2.4	Construction du cube 3D	68
4.3	Méthode actuelle d'extraction de source ponctuelle	68
4.3.1	Localisation de la cible	68
4.3.2	Extraction de la source ponctuelle	69
4.3.3	Calibration en flux	70
4.4	Classification spectrale	71
4.5	Amélioration de l'extraction	72
II	Extraction de spectre de Supernovae	77
5	HyperGal : Modéliseur de scène pour l'extraction de sources ponctuelles	79
5.1	Idée générale	80
5.1.1	Problématique	80
5.1.2	La composante galactique	80
5.2	Ajustement de la distribution spectrale en énergie	81
5.2.1	SED d'une galaxie	81
5.2.2	Ajusteur de SED	82
5.3	Présentation générale du Pipeline	83
5.3.1	Cube intrinsèque	83
5.3.2	Modélisation de scène 2D	84
5.3.3	Modélisation chromatique et projection 3D	85
5.4	Cas pédagogique de présentation	85
6	Modélisation hyperspectrale	87
6.1	Source photométrique	88
6.1.1	Relevé astronomique Pan-STARRS1	88
6.1.2	Utilisation des images PS1	90
6.2	CIGALE et SEDFitting	91
6.2.1	Présentation de CIGALE	92
6.2.2	Préparation des images photométriques	92
6.2.3	Configuration de CIGALE	94

6.2.3.1	Histoire de formation stellaire	95
6.2.3.2	Population stellaire	95
6.2.3.3	Émission nébulaire	95
6.2.3.4	Loi d'atténuation	96
6.2.3.5	Émission de la poussière	97
6.2.4	Utilisation	97
6.3	Construction du cube intrinsèque	100
6.3.1	Échantillonnage des spectres dans l'espace SEDm	100
6.3.2	Construction du cube	100
7	Réponse impulsionale de la SEDm et extraction de source ponctuelle	103
7.1	Réponse impulsionale spectrale	104
7.1.1	Lampes à arc	104
7.1.2	Détermination de la LSF	104
7.2	Réponse impulsionale spatiale	110
7.2.1	Modèle de profil radial monochromatique	110
7.2.2	Entrainement du modèle polychromatique	112
7.2.2.1	Première corrélation : α vs β	113
7.2.2.2	Seconde corrélation : α vs σ	114
7.2.2.3	Poids relatif des distributions gaussienne/Moffat : η	115
7.2.2.4	Profil radial contraint	115
7.3	Extraction de la source ponctuelle	116
7.3.1	Méthode d'extraction	116
7.3.2	Réfraction atmosphérique différentielle	117
7.3.3	Ajustement chromatique	119
7.4	Calibration en flux	120
7.4.1	Méthode	120
7.4.2	Précision de la calibration	123
8	Modélisation de scène et extraction de source	129
8.1	Modélisation de scène	130
8.1.1	Présentation de la méthode	130
8.1.2	Projection spatiale du cube intrinsèque	130
8.1.3	Composantes non galactiques de la scène	131
8.1.3.1	Composante du fond : ciel et artefacts	131
8.1.3.2	Composante de la supernova	132
8.1.4	Ajustement de la scene 2D	132
8.1.5	Ajustement chromatique	136
8.2	Extraction des sources	139
8.2.1	Cube de la galaxie hôte	141
8.2.2	Extraction de la Supernova	141
8.3	Classification : SNID	148
8.4	Cas complexes	148
8.4.1	ZTF19acbjlnt	149
8.4.2	ZTF19abormno et ZTF20ablhllo	149

III Validation et résultats	155
9 Validation du pipeline HyperGal	157
9.1 Génération des simulations	158
9.1.1 Méthode	158
9.1.2 Cube de galaxies isolées	158
9.1.3 Spectres de supernovae	158
9.1.4 Échantillon d'étude	161
9.1.4.1 Types et phases	161
9.1.4.2 Seeing	161
9.1.4.3 Distance supernova/centre galactique	161
9.1.4.4 Contraste	162
9.1.5 Création des cubes de simulation	164
9.2 Résultats et précision	165
9.2.1 Précision spectrophotométrique	166
9.2.2 Précision avec correction de continuum	168
9.2.3 Distribution de contraste dans les observations	171
9.2.4 Efficacité de classification	172
10 Application d'HyperGal à la Data Release 2 de ZTF Cosmologie	177
10.1 Présentation de la DR2 de ZTF	178
10.2 Statistiques sur les supernovae de type Ia	179
10.2.1 Classification spectrale	179
10.2.2 <i>Golden sample</i>	180
10.2.3 Redshift et profondeur	182
10.2.4 Courbes de lumière	186
10.2.4.1 Phases	186
10.2.4.2 <i>Stretch</i> et couleur	188
10.3 Conclusion	192
Conclusions & perspectives	192

Table des figures

1.1	Dimension de corrélation fractale de l'Univers.	25
1.2	Carte des anisotropies de température du fond diffus cosmologique (CMB).	26
1.3	Figure originale d'Edwin Hubble de la vitesse d'éloignement de galaxies en fonction de leur distance.	30
1.4	Spectre de puissance des anisotropies en température du CMB.	34
1.5	Mise en évidence du pic de BAO avec le relevé SDSS.	35
1.6	Diagramme de Hubble à partir de SNeIa de plusieurs relevés (SDSS, SNLS, HST)	36
2.1	Spectre de différents types de supernovae.	41
2.2	Évolution temporelle du spectre de la SNIa SN2011fe.	43
2.3	Courbe de lumière de la SNIa SN2011fe.	44
2.4	Courbes de lumière de SNeIa à bas redshift de JLA.	46
2.5	Évolution du maximum de luminosité avec le stretch et la couleur pour les SNeIa à bas redshift de JLA.	47
2.6	Différence de module de distance en fonction du redshift pour différentes équation d'état de l'énergie sombre.	50
3.1	Télescope Samuel Oshin P48 au Mont Palomar.	52
3.2	Champ de vue de la caméra ZTF comparé à celui d'autres relevés astronomiques.	53
3.3	Observatoire de Palomar	55
3.4	Système d'imagerie ZTF et caméra	56
3.5	Transmission des filtres <i>g</i> , <i>r</i> et <i>i</i> de ZTF	56
3.6	Profondeurs et FWHM associées aux filtres de la caméra ZTF	57
3.7	Nombre cumulé de SNIa observés par ZTF (phase 1)	59
4.1	Fonctionnement de différents types d'IFS	63
4.2	Vue d'ensemble de la SEDm	64
4.3	Schéma d'application d'images de calibration Bias, Dark et Flat.	66
4.4	Extraction de traces et solution en longueur d'onde pour la SEDm	67
4.5	Exemple d'extraction de source ponctuelle avec <code>PYSEDM</code>	74
4.6	Distribution cumulée du décalage angulaire entre les supernovae BTS et leur galaxie hôte	75
4.7	Exemple de situation extrême de contamination de supernova par la galaxie hôte	75
5.1	Exemple de spectres de galaxies	82
5.2	Présentation du pipeline <code>HYPERRGAL</code>	84
5.3	Cube 3D SEDm de ZTF18accrorf	85
5.4	Extraction de ZTF18accrorf avec <code>PYSEDM</code>	86

6.1	Plan focal de la Gigapixel Camera (PS1)	88
6.2	Transmission des filtres Pan-STARRS1	89
6.3	Image RGB de PS1 centrée sur ZTF18accrorf.	91
6.4	Illustration binning 2×2 sur les images PS1.	93
6.5	Image RGB de PS1 avec coupure SNR	94
6.6	Exemples de SED fittés	98
6.7	Cartographie du pull et du RMS en sortie de CIGALE	99
6.8	Échantillonnage spectral d'une SED obtenue avec CIGALE	100
6.9	Cube intrinsèque de la galaxie hôte de ZTF18accrorf	101
7.1	Spectres des lampes à arc utilisées pour la SEDm	105
7.2	Distribution spatiale de la LSF pour une raie d'une lampe à arc.	106
7.3	Évolution temporelle de la LSF pour une raie de la lampe à CD entre 2018 et 2022.	106
7.4	Distribution de l'écart type σ_{line} des raies des lampes à arc	107
7.5	Chromaticité de la LSF	108
7.6	Résolution de la SEDm	109
7.7	Application de la LSF	109
7.8	Exemple de profil radial d'un étoile standard	112
7.9	Matrice de corrélation des paramètres de PSF.	113
7.10	Chromaticité des corrélations entre α et β	113
7.11	Chromaticité de la pente et du point zéro entre α et β	114
7.12	Matrice de corrélation des paramètres de PSF ($\beta(\alpha)$ fixé).	114
7.13	Chromaticité des corrélations entre α et σ	115
7.14	Chromaticité de la pente et du point zéro entre α et σ	116
7.15	Chromaticité des corrélations entre α et η	117
7.16	Profil radial et coutours des 9 metaslices de la STD 25d4655	120
7.17	Modélisation de la réfraction atmosphérique différentielle	121
7.18	Chromaticité des paramètres de forme de la PSF	121
7.19	Spectre extrait de l'étoile standard 25d4655 en pseudo-ADU.	122
7.20	Raies d'absorption telluriques	123
7.21	Procédure d'ajustement de la calibration en flux	124
7.22	Précision de la calibration en flux pour une étoile standard.	125
7.23	Moyenne du ratio entre le flux de 2202 étoiles standards et leur spectre de référence.	126
7.24	Distributions du RMS spectral des calibrations en flux pour différents intervalles spectraux	127
8.1	Projection de la galaxie hôte dans le MLA.	132
8.2	Exemple d'artefacts dans les cubes de données SEDm.	133
8.3	Ajustement des méta-tranches pour la modélisation de scène de ZTF18accrorf.	135
8.4	Matrice de corrélation des paramètres d'ajustement de scène pour une métatranch.	136
8.5	Chromaticité des paramètres de forme de la PSF de la supernova ZTF18accrorf	137
8.6	Chromaticité des paramètres de forme de la PSF relative SEDm/PS1 pour l'hôte de ZTF18accrorf	137

8.7	Modélisation de la réfraction atmosphérique différentielle pour ZTF18accrorf	138
8.8	Fonction de perte <i>pseudo-Huber</i>	139
8.9	Modélisation de scène complète pour ZTF18accrorf.	140
8.10	Extraction du spectre intégré de la galaxie hôte de ZTF18accrorf	142
8.11	Séparation de la supernova ZTF18accrorf dans le cube SEDm.	143
8.12	Profile radial et modèle de PSF pour une méta-tranche de ZTF18accrorf. .	143
8.13	Spectre extrait de ZTF18accrorf avec HYPERGAL.	144
8.14	Superposition du spectre des 3 composantes de la scène ZTF18accrorf. .	144
8.15	Schéma complet du fonctionnement d’HYPERGAL. Les étapes sur la même verticale sont effectuées simultanément.	146
8.16	Graphique d’une partie des calculs avec Dask et leurs interconnexions du pipeline HYPERGAL, de la requête des données jusqu’à l’ajustement des N méta-tranches.	147
8.17	Classification de ZTF18accrorf avec SNID	149
8.18	Extraction de sources pour ZTF19acbjlnt.	151
8.19	Extraction de sources pour ZTF19abormno.	152
8.20	Extraction de sources pour ZTF20ablhllo.	153
9.1	Cubes de galaxies hôtes utilisés pour les simulations.	159
9.2	Exemple de spectres pour chaque type de supernova pour les simulations. .	160
9.3	Distribution conjointe des paramètres de PSF des simulations.	162
9.4	Distribution du seeing des simulations.	163
9.5	Distribution du contraste et de la distance SN-centre de la galaxie des simulations.	163
9.6	Exemples de cubes de simulation.	165
9.7	Corrélation des paramètres de la simulation (spectrophotométrique).	167
9.8	Distribution du RMS spectral en fonction du SNR.	168
9.9	Distribution du RMS spectral en fonction de la distance hôte/SN.	169
9.10	Exemple de RMS spectral pour une simulation après correction du continuum.	170
9.11	Distribution du RMS spectral en fonction du SNR après correction du continuum.	171
9.12	Distribution du contraste des SNeIa de la DR2 de ZTF-Cosmo.	173
9.13	Distribution cumulative du contraste des SNeIa de la DR2 de ZTF-Cosmo.	174
9.14	Efficacité de classification des simulations.	175
9.15	Taux de faux positifs dans la classification des SNeIa.	175
10.1	Statistiques de la couverture du ciel de la phase 1 de ZTF.	179
10.2	Distribution des spectres appartenant à la DR2 de ZTF suivant leur origine.	180
10.3	Distribution du pic en magnitude dans la bande g de ZTF des SNeIa de la DR2.	181
10.4	Distribution des spectres appartenant au <i>golden sample</i> de la DR2 de ZTF suivant leur origine	182
10.5	Distribution du paramètre <i>rlap</i> des meilleurs modèles SNID pour les spectres du <i>golden sample</i> de la DR2 de ZTF.	183
10.6	Exemple de spectres du <i>golden sample</i> de la DR2 extraits par HYPERGAL. .	184
10.7	Corrélation redshift/pic de magnitude g_{ztf}) du <i>golden sample</i> de la DR2 de ZTF.	185

10.8 Exemple de courbe de lumière de SNeIa du <i>golden sample</i> de la DR2.	186
10.9 Distribution de points de détection avant/après le maximum de luminosité et distribution de phase de la première détection du <i>golden sample</i> de la DR2.	187
10.10 Distribution de phase de la première acquisition spectrale des SNeIa de la DR2.	188
10.11 Corrélation phases SNID vs phases SALT2 de la DR2 de ZTF.	189
10.12 Paramètres SALT2 de stretch et couleur pour la DR2 de ZTF	190
10.13 Correlation entre les paramètres SALT2 de <i>stretch</i> et couleur dans l'échan- tillon à volume limité.	191

Liste des tableaux

4.1	Spécification de la <i>Rainbow Camera</i> et de l'IFU de la SEDm (BLAGOROD-NOVA et al., 2018)	65
6.1	Caractéristiques des filtres <i>grizy</i> de PAN-STARRS1 et du relevé 3π Stéradian.	90
6.2	Paramètres d'entrées pour chaque module de CIGALE utilisé.	97
7.1	Raies d'émission lampes à arc	104
7.2	Valeurs des paramètres des ajustements linéaires pour $\beta(\alpha)$ et $\sigma(\alpha)$	116
7.3	Description des distributions du RMS spectral des calibrations en flux.	126
8.1	Paramètres de modélisation de scène 2D avec HYPERGAL	134
10.1	Statistiques médianes effectuées à partir des 431k expositions par ZTF durant sa phase 1.	178
10.2	Statistiques de l'échantillon DR2 de ZTF Cosmologie	181

Introduction générale

Première partie

Contexte scientifique

Contexte cosmologique

Sommaire

1.1	Éléments de cosmologie	24
1.1.1	Relativité générale	24
1.1.2	Symétries de l'Univers : le principe cosmologique	25
1.1.3	Métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker	26
1.1.4	Redshift et expansion de l'Univers	27
1.1.5	Équations de Friedmann-Lemaître	29
1.1.6	Mesures de distances	31
1.2	Sondes cosmologiques et modèle de concordance Λ CDM	34
1.2.1	Le fond diffus cosmologique	34
1.2.2	Les oscillations acoustiques des baryons	35
1.2.3	Les chandelles standard	36
1.2.4	Le modèle Λ CDM	36

Ce premier chapitre a pour objectif d'introduire les notions cosmologiques définissant le cadre scientifique dans lequel s'inscrit cette thèse.

1.1 Éléments de cosmologie

1.1.1 Relativité générale

Le modèle standard de la cosmologie est basé sur la théorie de la Relativité Générale d'Einstein ([EINSTEIN, 1915a,b,c](#)), permettant de relier la géométrie de l'espace-temps de l'Univers avec son contenu énergétique. Cette nouvelle équation de champ s'exprime à travers la relation suivante :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu} \quad (1.1)$$

avec :

- ◊ $R_{\mu\nu}$ le tenseur de Ricci (caractérisant la déformation de l'espace-temps) ;
- ◊ R le scalaire de Ricci (correspondant à la courbure scalaire) ;
- ◊ $g_{\mu\nu}$ la métrique de l'espace-temps ;
- ◊ $T_{\mu\nu}$ le tenseur énergie-impulsion ;
- ◊ G la constante gravitationnelle ;
- ◊ c la célérité de la lumière,
- ◊ Λ la constante cosmologique.

En définissant le tenseur de courbure de l'espace-temps d'Einstein par :

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} \quad (1.2)$$

et la constante d'Einstein :

$$\kappa = \frac{8\pi G}{c^4} \quad (1.3)$$

alors en l'absence de constante cosmologique ($\Lambda = 0$) l'équation [1.1](#) devient :

$$G_{\mu\nu} = \kappa T_{\mu\nu} \quad (1.4)$$

mettant ainsi en évidence le lien étroit entre la géométrie de l'espace-temps et son contenu énergétique. La constante cosmologique Λ fut introduite par Einstein dans le but d'expliquer un Univers statique, conviction qu'il nourrissait. Il est alors possible d'insérer ce terme d'un côté ou de l'autre de l'équation :

$$G_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = \kappa T_{\mu\nu} \iff G_{\mu\nu} = \kappa T_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu} \quad (1.5)$$

Bien que la position de Λ ne change rien mathématiquement, cela peut mener à une interprétation physique bien différente. À gauche la modification agit directement sur la structure fondamentale de la courbure de l'espace-temps ; à droite, nous pouvons l'interpréter comme une nouvelle source énergétique. Ce terme fut rapidement abandonné après la découverte de l'expansion de l'Univers, réfutant l'hypothèse d'un Univers statique ayant justifiée son introduction initiale.

La découverte de l'accélération de l'expansion de l'Univers ([RIESS et al., 1998; PERLMUTTER et al., 1999](#)) a conduit à sa réintroduction, en tant que source énergétique pouvant expliquer ce phénomène observé et mesuré, pouvant potentiellement correspondre à une énergie du vide, appelée énergie sombre (*dark energy*).

1.1.2 Symétries de l’Univers : le principe cosmologique

Le principe cosmologique repose sur des hypothèses simplifiant fortement la résolution des équations d’Einstein. En supposant certaines symétries de l’Univers pouvant sembler intuitives, il est possible de contraindre la forme de la métrique de l’espace-temps $g_{\mu\nu}$. Le principe cosmologique stipule ainsi un Univers homogène et isotrope à grandes échelles. Bien entendu ces hypothèses ne sont pas valables aux petites échelles, comme nous le prouvent par exemple les fluctuations de densité au sein du système solaire ou dans une même galaxie. Mais de la même manière que nous ne nous intéressons pas aux fluctuations quantiques pour décrire le mouvement d’une voiture, ce sont seulement les grandes échelles qui nous intéressent pour décrire la dynamique générale de notre Univers.

Ces deux hypothèses ont été initialement érigées par George Lemaître en 1927 ([LEMAÎTRE, 1927](#)).

1.1.2.1 Homogénéité de l’Univers

L’homogénéité aux grandes échelles signifie que l’apparence générale de l’Univers ne dépend pas de la position de l’observateur : on parle alors d’invariance par translation.

Cette hypothèse a été vérifiée grâce à de grands relevés de galaxies du ciel profond, sur des échelles au delà du milliard d’années-lumière comme par exemple avec le *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS¹). En sondant l’espace à trois dimensions, ces relevés ont montré une répartition aléatoire des galaxies au delà du milliard d’années-lumière (voir Figure 1.1), témoignant de cette homogénéité spatiale.

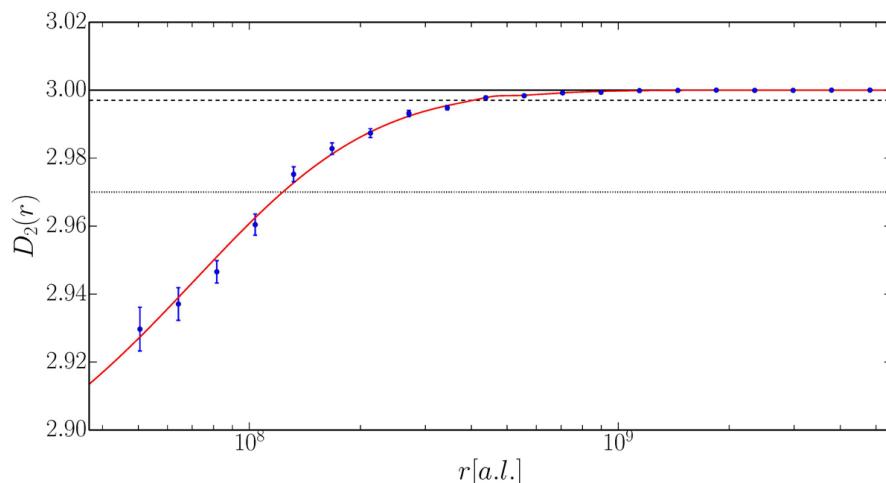


FIGURE 1.1 – Dimension de corrélation fractale de l’Univers sur une échelle de plusieurs milliards d’années-lumière. Cette quantité vaut 3 si l’Univers est homogène. On voit que c’est le cas à partir d’une échelle d’environ 10^9 années-lumière. Figure de [LAURENT et al. \(2016\)](#). Ces résultats sont obtenus à partir de spectres de quasars mesurés par la collaboration *Baryon Oscillation Spectroscopic Survey* (BOSS) au sein de SDSS.

1. <https://www.sdss.org>

1.1.2.2 Isotropie de l’Univers

L’autre hypothèse du principe cosmologique, l’isotropie de l’Univers, stipule que sa structure est identique quelque soit la direction d’observation : on parle alors d’invariance par rotation.

L’expérience scientifique la plus connue vérifiant cette caractéristique est la mesure du fond diffus cosmologique (*Cosmic Wave Background* ; CMB, aussi appelé rayonnement fossile). Ce signal correspond au plus ancien rayonnement électromagnétique observable, estimé à $\sim 380,000$ ans après le Big Bang. Avant cela l’Univers était si chaud et dense que les particules de lumière, les photons, étaient continuellement absorbés, émis et diffusés par les électrons environnant : le libre parcours moyen des photons est alors infime, et l’Univers est qualifié « d’opaque » pour la lumière. Après un refroidissement suffisant de l’Univers ($\sim 380,000$ ans après le Big Bang), les électrons et les noyaux atomiques se combinent pour former les premiers atomes, c’est la recombinaison. Les photons circulent alors librement dans l’Univers qui est devenu « transparent » : c’est ce qu’on appelle le découplage et c’est ce premier rayonnement qui constitue le fond diffus cosmologique.

L’observation de ce fond diffus cosmologique soutient ainsi fortement l’hypothèse d’isotropie de l’Univers, témoignant d’une intensité similaire dans toutes les directions, avec une fluctuation de l’ordre de 10^{-5} Kelvin. La Figure 1.2 présente une carte des anisotropies du fond diffus cosmologique, basée sur les résultats les plus récents de la collaboration Planck ([PLANCK COLLABORATION et al., 2020b](#)).

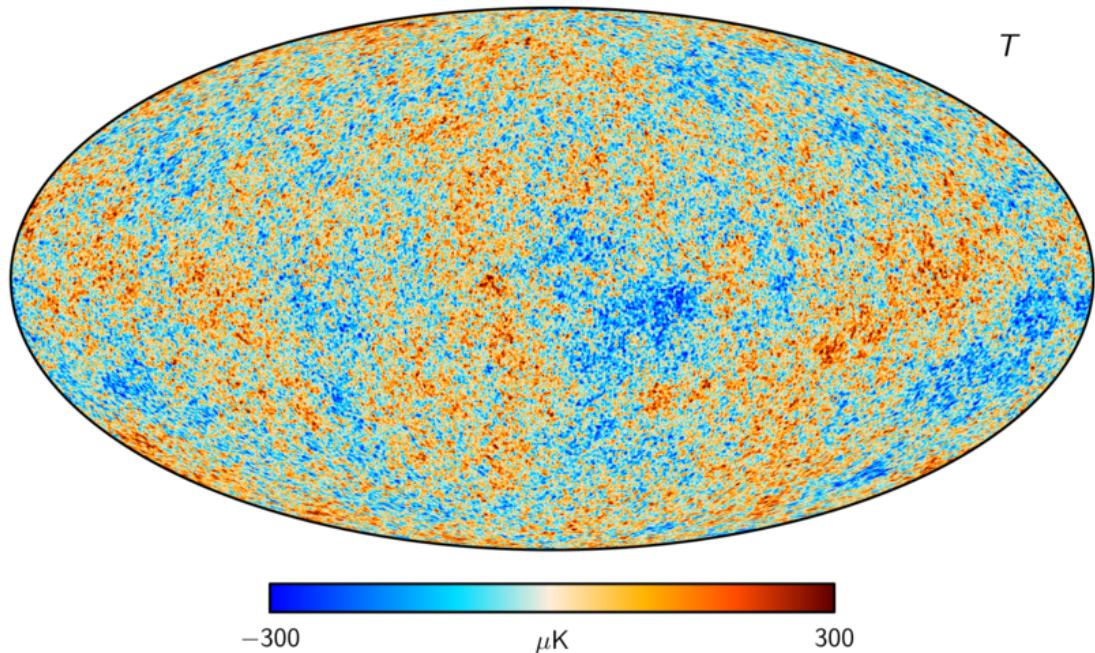


FIGURE 1.2 – Carte des anisotropies de température du fond diffus cosmologique (CMB). Figure basée sur [PLANCK COLLABORATION et al. \(2020b\)](#).

1.1.3 Métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker

Les symétries induites par le principe cosmologique imposent à la partie spatiale de notre Univers d’avoir la forme d’un espace 3D avec une courbure constante : un

espace Euclidien, une 3-Sphère ou une 3-Hyperboloïde. En prenant en compte l'évolution temporelle de la géométrie de l'univers (les symétries restent conservées), nous avons de manière générale la métrique d'espace-temps de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW) ([FRIEDMANN, 1922](#); [LEMAÎTRE, 1933](#); [ROBERTSON, 1936](#); [WALKER, 1937](#)), qui s'écrit en coordonnées polaires :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t) \left(\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right) \quad (1.6)$$

où ds^2 est un élément infinitésimement d'espace-temps, (r, θ, ϕ, t) les coordonnées d'espace-temps, $a(t)$ le facteur d'échelle et k un facteur géométrique pouvant prendre les valeurs $(-1, 0, 1)$ pour un Univers ouvert, plat ou fermé respectivement.

Pour (r, θ, ϕ) constants, les objets suivent l'expansion de l'Univers : ce sont des coordonnées comobiles. Le facteur d'échelle $a(t)$ est défini comme le rapport entre la distance séparant deux points immobiles à l'instant t et celle à un instant de référence t_0 (normalisé tel que $a(t_0) = 1$). Il trace ainsi l'influence de l'expansion de l'Univers sur la distance entre deux points au cours du temps, reliant la distance comobile à la distance physique.

Il est assez commun de rencontrer la métrique FLRW sous la forme suivante :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t) (d\chi^2 + S_k^2(\chi)(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2)) \quad (1.7)$$

Avec

$$S_k(\chi) = \begin{cases} \sin(\chi) & \text{si } k = 1 \\ \chi & \text{si } k = 0 \\ \sinh(\chi) & \text{si } k = -1 \end{cases} \quad (1.8)$$

et le changement de variable : $d\chi^2 = \frac{dr^2}{1 - kr^2} \forall k$.

Les symétries induites par le principe cosmologique vont également restreindre le tenseur énergie-impulsion $T_{\mu\nu}$ dà celui d'un fluide parfait (sans transport de chaleur ou de viscosité), s'écrivant alors sous la forme :

$$T_{\mu\nu} = \left(\rho + \frac{p}{c^2} \right) u_\mu u_\nu + p g_{\mu\nu} \quad (1.9)$$

où ρ et p sont respectivement la densité et la pression du fluide considéré, et u_μ, u_ν les quadri-vitesses du fluide avec la convention du tenseur métrique $g_{\mu\nu} = \text{diag}(-1, +1, +1, +1)$. On a immédiatement que $u_0 = u^0 = c$ et $u_i = 0$, ce qui nous donne la forme de $T_{\mu\nu}$:

$$T_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} \rho c^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & p & 0 & 0 \\ 0 & 0 & p & 0 \\ 0 & 0 & 0 & p \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

1.1.4 Redshift et expansion de l'Univers

Avant d'appliquer notre nouvelle métrique aux équations de relativité générale d'Einstein, nous allons définir quelques quantités cosmologiques nécessaires à la compréhension de certains phénomènes physiques.

1.1.4.1 Redshift

Le décalage vers le rouge, *redshift* par la suite, est une observable essentielle en cosmologie. Ce phénomène, analogue à l'effet Doppler sur la lumière, est une conséquence directe de l'expansion de l'Univers. Lorsqu'un observateur détecte la lumière émise par un objet lointain, il verra un redshift z en longueur d'onde définie tel que :

$$1 + z = \frac{\lambda_o}{\lambda_e} \quad (1.11)$$

avec λ_e la longueur d'onde d'émission (connue *a priori*), et λ_o la longueur d'onde observée. Ce phénomène est néanmoins le produit de plusieurs contributions : l'expansion de l'Univers, mais également la vitesse relative dans l'espace entre l'observateur et la source d'émission. Cette contribution est néanmoins rapidement négligeable face à l'expansion pour $z > 0.1$. Pour un télescope au sol, nous pouvons également comptabiliser la vitesse de rotation de la Terre, la vitesse de la Terre autour du Soleil, et la vitesse du système solaire au sein même de la Voie Lactée. Ces composantes sont néanmoins très bien connues et sont facilement corrigées en fonction des coordonnées d'observation, afin d'obtenir le redshift dans le référentiel du CMB.

La composante principale du redshift étant la contribution de l'expansion de l'Univers, nous pouvons facilement l'exprimer en fonction du facteur d'échelle $a(t)$.

Supposons un photon émis au temps t_e à $r = r_e$, et ensuite réceptionné au temps t_0 au niveau de l'observateur à $r = r_0 = 0$. En utilisant le fait que pour un photon nous avons une géodésique nulle ($ds^2 = 0$), nous avons que :

$$\int_0^{r_e} \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}} = c \int_{t_e}^{t_0} \frac{dt}{a(t)} \quad (1.12)$$

Or, en prenant un deuxième photon succésif émis par la source considérée à un temps $t_e + \lambda_e/c = t_e + \delta t_e$, et reçu à $t_0 + \delta t_0$, nous avons également que :

$$\int_0^{r_e} \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}} = c \int_{t_e + \delta t_e}^{t_0 + \delta t_0} \frac{dt}{a(t)} \quad (1.13)$$

En supposant sans risque que le facteur d'échelle a n'a pas varié pour une un temps de l'ordre de la période d'une onde électromagnétique dans le visible ($\sim 10^{-15}s$), nous obtenons pour le deuxième photon que :

$$\int_{t_e + \delta t_e}^{t_0 + \delta t_0} \frac{dt}{a(t)} = \int_{t_e}^{t_0} \frac{dt}{a(t)} + \frac{\delta t_0}{a_0} - \frac{\delta t_e}{a_e} \quad (1.14)$$

En combinant les termes de droite des équations 1.12 et 1.13, avec le développement de 1.14, nous obtenons ainsi :

$$\Rightarrow \frac{\delta t_0}{a_0} = \frac{\delta t_e}{a_e} \Leftrightarrow \frac{\delta t_0}{\delta t_e} = \frac{a_0}{a_e}$$

Le redshift cosmologique est alors défini par :

$$\bar{z} + 1 = \frac{a_0}{a_e} \quad (1.15)$$

En faisant abstraction du mouvement de la Terre au sein de la Voie Lactée, le redshift observé par décalage spectral s'écrit ainsi comme :

$$(1+z) = (1+\bar{z})(1+z_p) \quad (1.16)$$

avec z le redshift observé, \bar{z} le redshift cosmologique et z_p le redshift causé par la vitesse particulière de l'objet par rapport à l'observateur. Typiquement, deux objets s'éloignant à des vitesses de $v \sim 300 \text{ km.s}^{-1}$ induiront un redshift $z_p \sim 10^{-3}$.

1.1.4.2 Taux d'expansion

En posant la distance comobile l entre deux objets à l'instant t , et leur distance actuelle l_0 à l'instant t_0 , nous avons par définition du facteur d'échelle que :

$$\begin{aligned} l(t) &= a(t)l_0 \\ \dot{l}(t) = \dot{a}(t)l_0 &\Leftrightarrow \dot{l}(t) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)}l(t) \end{aligned}$$

Le facteur d'échelle contient ainsi toute la dynamique de l'Univers, nous permettant d'introduire le taux d'expansion, évoluant au cours du temps, tel que :

$$H(t) = \frac{\dot{a}}{a} \quad (1.17)$$

Ce paramètre, ayant la dimension de l'inverse d'un temps, est généralement exprimé en $\text{km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$. Sa valeur actuelle correspond à la constante de Hubble et est simplement définie par :

$$H_0 \triangleq H(t_0) = \left. \frac{\dot{a}}{a} \right|_{t=t_0} \quad (1.18)$$

Cette constante ne porte pas ce nom par hasard. En effet, en déterminant le redshift de galaxies en fonction de leur distance¹, Edwin Hubble découvre que ces galaxies semblent toutes s'éloigner de nous, de façon isotrope, et avec une vitesse proportionnelle à leur distance (Figure 1.3). Cette relation est énoncée en 1929 sous le nom de *loi de Hubble* ([HUBBLE, 1929](#)). Aujourd'hui, la communauté scientifique s'accorde à la renommer *loi de Hubble-Lemaître*, ayant été prédite (mais non mesurée) par George Lemaître deux ans auparavant ([LEMAÎTRE, 1927](#)).

1.1.5 Équations de Friedmann-Lemaître

En joignant la métrique FLRW (eq 1.6) et le tenseur $T_{\mu\nu}$ (eq 1.10) aux équations d'Einstein, nous obtenons les équations de Friedmann-Lemaître ([FRIEDMANN, 1922](#)) :

$$H^2 \triangleq \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{kc^2}{a^2} + \frac{\Lambda c^2}{3} \quad (1.19)$$

$$\dot{H} + H^2 = \frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}\left(\rho + \frac{3p}{c^2}\right) + \frac{\Lambda c^2}{3} \quad (1.20)$$

¹. Distances mesurées à partir de céphéides, étoiles variables dont la période de pulsation dépend de leur luminosité intrinsèque, permettant d'en déduire la distance avec leur luminosité apparente.

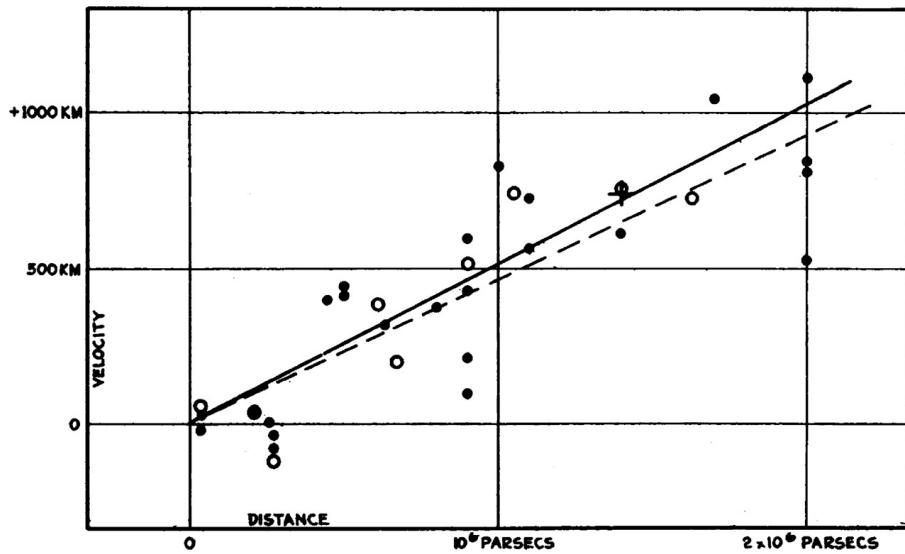


FIGURE 1.3 – Figure originale d’Edwin Hubble ([HUBBLE, 1929](#)) de la vitesse d’éloignement en km.s^{-1} de galaxies en fonction de leur distance en parsecs.

Comme nous pouvons le voir avec le taux d’expansion, ces équations décrivent l’évolution temporelle du facteur d’échelle en fonction du contenu de l’Univers.

En combinant les deux équations de Friedmann, nous pouvons déterminer l’évolution de la densité du fluide, décrite par son équation de conservation :

$$\rho \dot{a} = -\frac{p}{c^2} \frac{da^3}{dt} \Rightarrow \dot{\rho} = -3H(\rho + \frac{p}{c^2}) \quad (1.21)$$

En supposant l’équation d’état d’un fluide parfait tel que $p = w(a)\rho c^2$, on obtient que :

$$\rho = \rho_0 f(a) \quad (1.22)$$

avec

$$f(a) = \exp \left\{ -3 \int_{a_0}^a \frac{1+w(a)}{a} da \right\} \quad (1.23)$$

où a correspond au facteur d’échelle à un temps t . Si on suppose que le paramètre w est constant, alors la densité d’un fluide évolue avec le facteur d’échelle comme :

$$\rho = \rho_0 \left(\frac{a}{a_0} \right)^{-3(1+w)} \quad (1.24)$$

Nous pouvons considérer trois types de fluides cosmologiques modélisant le contenus dans notre Univers, pour lesquels la valeur de w va différer :

- Les fluides composés de particules non-relativistes, comme la matière baryonique et la matière sombre. Pour cette composante, on considère que sa densité est entièrement décrite par son énergie de masse, la pression exercée est donc nulle et sa densité se dilue avec le volume uniquement : $\rho_M \propto a^{-3}$. L’équation d’état pour la matière vaut $w_M = 0$;

- Les fluides composés de particules relativistes, comme les photons ou les neutrinos. Ce fluide va se diluer d'une part comme de la matière non-relativiste avec le volume ($\propto a^{-3}$), mais également en subissant un étirement de longueur d'onde avec le facteur d'échelle ($\propto a^{-1}$). La dilution de densité est donc $\rho_R \propto a^{-4}$ pour ce type de fluide, et son équation d'état est de $w_R = \frac{1}{3}$;
- Enfin pour une constante cosmologique Λ , sa densité est par définition constante avec le temps, et $\rho_\Lambda \propto a^0$. Ce fluide a donc une pression négative et ne se dilue pas avec le facteur d'échelle, et son équation d'état vaut $w_\Lambda = -1$.

Nous pouvons introduire pour chaque fluide la densité réduite et adimensionnée, définie comme le rapport entre la densité du fluide et la densité dite critique $\rho_c \triangleq \frac{3H^2}{8\pi G}$ (à laquelle l'Univers est nécessairement plat) tel que :

$$\Omega_X \triangleq \frac{\rho_X}{\rho_c} \quad (1.25)$$

La première équation de Friedmann-Lemaître peut ainsi se réécrire simplement comme :

$$H^2 = H_0^2 \left[\Omega_{R,0} \left(\frac{a_0}{a} \right)^4 + \Omega_{M,0} \left(\frac{a_0}{a} \right)^3 + \Omega_{k,0} \left(\frac{a_0}{a} \right)^2 + \Omega_{\Lambda,0} \right] \quad (1.26)$$

et en utilisant la définition du redshift :

$$H^2 = H_0^2 \left[\Omega_{R,0}(1+z)^4 + \Omega_{M,0}(1+z)^3 + \Omega_{k,0}(1+z)^2 + \Omega_{\Lambda,0} \right] \quad (1.27)$$

avec :

$$\begin{aligned} \Omega_{X,0} &= \frac{8\pi G}{3H_0^2} \rho_{X,0} \text{ pour } X \in \{R, M\} \\ \Omega_{k,0} &= -\frac{kc^2}{a_0^2 H_0^2} \\ \Omega_{\Lambda,0} &= \frac{\Lambda c^2}{3H_0^2} \end{aligned}$$

Par construction, les paramètres de densité réduite sont reliés par $\sum_{i \neq k} \Omega_i = 1 - \Omega_k$. L'équation 1.26 nous montre ainsi que l'évolution de l'expansion de l'Univers est décrit par 4 paramètres indépendants : Ω_R , Ω_M , Ω_Λ et H_0 ; Ω_k étant contraint par les autres Ω_i et nous renseignant directement sur la géométrie de l'Univers. Les paramètres Ω_i sont de ce fait appelés *paramètres cosmologiques*. On notera que, du fait de la dégénérescence entre les densités réduites et la constante de Hubble, il est généralement plus adéquat de mesurer directement la quantité $\Omega_i h^2$, où $h = H/100 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$.

1.1.6 Mesures de distances

Distance comobile

La distance comobile caractérise la distance entre deux objets de telle sorte qu'elle soit indépendante de l'expansion de l'Univers.

Considérons le voyage d'un photon entre le moment d'émission $t = t_e$ à un redshift $z = z_e$, et sa réception aujourd'hui à $t = t_0$ et $z = z_0 = 0$. Ce photon se déplacera le long d'une géodésique nulle ($ds^2 = 0$), et l'équation 1.7 nous donne ainsi (pour θ et ϕ constants) que :

$$d_c(z) \triangleq \chi(z) = \int_{t_e}^{t_0} \frac{c}{a(t')} dt' = \frac{c}{H_0} \int_{z=0}^{z=z_e} \frac{dz'}{E(z')} \quad (1.28)$$

avec $E(z) = H^2(z)/H_0^2$, définie par la première équation de Friedmann comme (eq 1.27) :

$$E(z)^2 = \frac{H^2(z)}{H_0^2} = \Omega_{R,0}(1+z)^4 + \Omega_{M,0}(1+z)^3 + \Omega_{k,0}(1+z)^2 + \Omega_{\Lambda,0} \quad (1.29)$$

Distance de diamètre angulaire

La distance de diamètre angulaire d_a est définie comme le rapport entre le diamètre physique D d'un objet et sa taille angulaire apparente $\Delta\theta$ par :

$$d_a = \frac{D}{\Delta\theta} \quad (1.30)$$

Or, d'après la métrique FLRW (eq 1.7), un objet situé à une distance comobile χ à un temps t et avec un angle apparent $\Delta\theta$ à une taille de :

$$D = a(t)S_k(\chi)\Delta\theta \quad (1.31)$$

et donc, la distance angulaire s'exprime comme :

$$d_a = a(t)S_k(\chi) \quad (1.32)$$

Avec le changement de variable $k \rightarrow -\frac{a_0^2 H_0^2 \Omega_{k,0}}{c^2}$, nous obtenons que :

$$S_k(\chi) = \frac{c}{a_0 H_0 \sqrt{|\Omega_{k,0}|}} S_k \left(\frac{a_0 H_0 \sqrt{|\Omega_{k,0}|}}{c} \chi(z) \right) \quad (1.33)$$

Et ainsi, avec la définition de χ (eq 1.28), la distance de diamètre angulaire s'écrit :

$$d_a(z) = \frac{1}{1+z} \frac{c}{H_0 \sqrt{|\Omega_{k,0}|}} S_k \left(\sqrt{|\Omega_{k,0}|} \int_0^z \frac{dz'}{E(z')} \right) \quad (1.34)$$

Dans le cas d'un univers plat ($k = 0$ et $S_k(\chi) = \chi$), nous pouvons déduire immédiatement la relation :

$$d_a(z) = \frac{d_c(z)}{1+z} \quad (1.35)$$

Distance de luminosité

La distance de luminosité d_L est la quantité reliant la luminosité intrinsèque d'une source et le flux reçu par un observateur à cette distance d_L . Cette relation décrit la dilution géométrique du flux avec le carré de la distance, telle que :

$$f = \frac{L}{4\pi D_L^2} \quad (1.36)$$

En utilisant la forme de $S_k(\chi)$ définie dans l'eq 1.33, nous pouvons directement déterminer la surface S d'une sphère centrée sur la source étudiée à la distance comobile χ :

$$S = 4\pi a_0^2 \frac{c^2}{a_0^2 H_0^2 \Omega_{k,0}} S_k \left(\frac{a_0 H_0 \sqrt{|\Omega_{k,0}|}}{c} \chi(z) \right) \quad (1.37)$$

Un photon émis à un temps t est reçu par l'observateur à $t = t_0$ avec une énergie diluée d'un facteur $(1+z)$. Par ailleurs, deux photons successifs sont reçus dans un intervalle de temps lui aussi dilaté d'un facteur $(1+z)$. La luminosité propre de la source étudiée dans le référentiel de l'observateur L' est par conséquent diluée d'un facteur $(1+z)^2$. Le flux surfacique reçu, $f = L'/S$, s'exprime ainsi :

$$f = \frac{L}{4\pi a_0^2 \frac{c^2}{a_0^2 H_0^2 \Omega_{k,0}} S_k \left(\frac{a_0 H_0 \sqrt{|\Omega_{k,0}|}}{c} \chi(z) \right)} \times \frac{1}{(1+z)^2} \quad (1.38)$$

En utilisant la relation de la dilution géométrique du flux (1.36) et l'expression de χ (1.28), on obtient finalement la forme de la distance de luminosité :

$$d_L(z) = \frac{c(1+z)}{H_0 \sqrt{|\Omega_{k,0}|}} S_k \left(\sqrt{|\Omega_{k,0}|} \int_0^z \frac{dz'}{E(z')} \right) \quad (1.39)$$

Nous pouvons noter que, quelque soit la courbure de l'Univers, $d_L(z) = (1+z)^2 d_a(z)$. Dans le cadre d'un Univers plat, la distance de luminosité est reliée à la distance comobile par $d_L(z) = (1+z)\chi(z) = (1+z)d_c(z)$.

Le module de distance

Comme illustré dans l'équation 1.39, la distance de luminosité permet de contraindre les paramètres cosmologiques. Afin de remonter à cette information, il est nécessaire de connaître la luminosité intrinsèque de la source observée.

On définit dans un premier temps la magnitude apparente m d'un objet observé par :

$$m - m_0 = -2.5 \log_{10} \left(\frac{f}{f_0} \right) = -2.5 \log_{10} \left(\frac{L}{L_0} \frac{d_{L,0}^2}{d_L^2} \right) \quad (1.40)$$

avec f le flux lumineux apparent de la source, et m_0 la magnitude apparente (connue) d'un objet de flux f_0 (connu) utilisé comme point zéro.

On introduit la magnitude absolue M de l'objet, défini comme étant sa magnitude si l'objet était situé à une distance de $d_{L,0} = 10$ pc. Cette quantité est ainsi associée à la luminosité intrinsèque de la source observée. Le module de distance est alors défini comme étant :

$$\mu \triangleq m - M = 5 \log_{10} \left(\frac{d_L}{10 \text{pc}} \right) \quad (1.41)$$

1.2 Sondes cosmologiques et modèle de concordance Λ CDM

L'étude de la relativité générale aux échelles cosmologiques, de l'expansion de l'Univers ou encore de sa composition nécessite l'utilisation d'observables, appelées *sondes cosmologiques*. Les différents modèles cosmologiques et leurs prédictions sont ensuite testés par ses observations. L'utilisation de plusieurs sondes indépendantes permet par ailleurs de lever de potentielles dégénérescences entre les paramètres cosmologiques, et ainsi contraindre fortement les différents modèles existants.

Nous présentons ici brièvement les principales sondes cosmologiques utilisées, et comment leur utilisation a permis de converger vers le modèle standard de la cosmologie moderne, le modèle Λ CDM, décrivant un Univers plat ($k = 0$) avec une constante cosmologique Λ .

1.2.1 Le fond diffus cosmologique

Comme nous l'avons abordé avec le principe cosmologique, le rayonnement du fond diffus cosmologique est une source primordiale d'information sur notre Univers. Prédit par Lemaître en 1920 et découvert en 1965 par [PENZIAS et WILSON \(1965\)](#), ce rayonnement est une véritable relique de notre Univers, s'agissant du plus ancien rayonnement électromagnétique observable ($z \sim 1100$). Initialement à une température de l'ordre de $3000K$, l'expansion de l'Univers a considérablement dilué l'énergie des photons du CMB, amenant sa température actuelle à $T_0 = 2.7260 \pm 0.0013K$ ([FIXSEN, 2009](#)). Les premières études des fluctuations de température du CMB, faites avec les missions COBE et WMAP, ont permis de confirmer que son spectre est celui d'un corps noir quasi-parfait. Les mesures les plus récentes du CMB ont été effectuées avec la mission Planck. Le spectre de puissance¹ des anisotropies de ce rayonnement est prédictible par les modèles cosmologiques, et permet d'en contraindre fortement les paramètres. La Figure 1.4 présente l'ajustement du modèle standard Λ CDM avec le spectre de puissance des fluctuations de température du CMB ([PLANCK COLLABORATION et al., 2020a](#)).

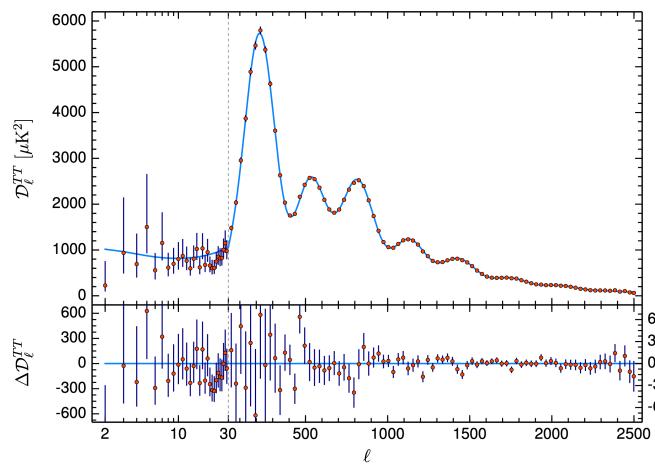


FIGURE 1.4 – Spectre de puissance des anisotropies en température du CMB. L'axe des abscisses représente le multipôle, où les grandes échelles angulaires correspondent à un petit l et inversement. Les points rouges représentent les données, et la courbe bleue le meilleur ajustement du modèle Λ CDM. En bas sont illustrés les résidus entre le modèle et les données. Figure de [PLANCK COLLABORATION et al. \(2020a\)](#).

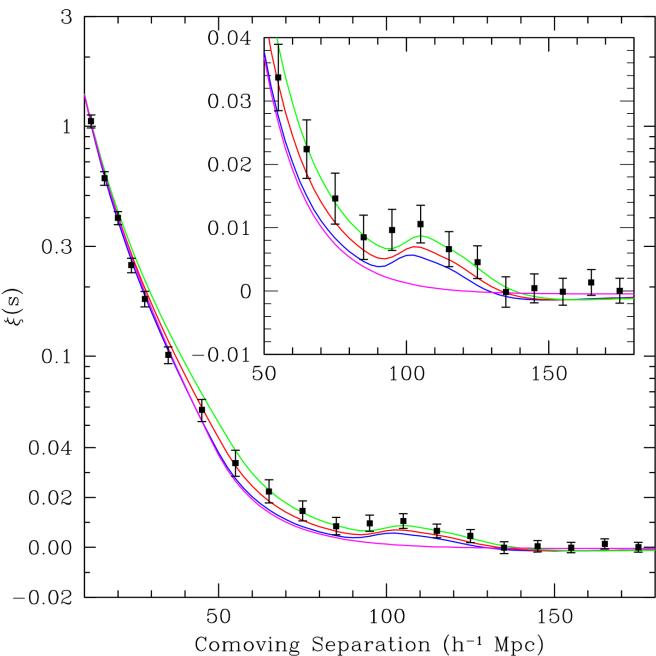
¹. transformée de Fourier de la fonction de corrélation à deux points

1.2.2 Les oscillations acoustiques des baryons

Les oscillations acoustiques des baryons, une autre sonde cosmologique, correspondent à un phénomène trouvant sa source bien avant le découplage entre la matière baryonique et les photons. Au moment de l'inflation (phase d'expansion exponentielle de l'Univers $\sim 10^{-35} s$ le Big Bang), des fluctuations de densité se sont propagées dans le plasma composant l'Univers primordial. Alors que les zones de surdensités ainsi créées attirent gravitationnellement la matière vers elles, la pression radiative des photons contre cet effet, créant des oscillations acoustiques sphériques dans l'Univers primordial.

Au moment de la recombinaison, les interactions entre photons et baryons cessent, et les photons sont libres de voyager à la vitesse de la lumière. L'onde acoustique ne se propage plus et laisse ainsi une zone de surdensité à une distance caractéristique. Cette distance est celle parcourue par l'onde entre sa création ($z = \infty$) et la recombinaison ($z \sim 1100$), appelée horizon sonore. Ce pic de densité est ainsi figé depuis le découplage baryon/photon. L'Univers étant en expansion, la taille caractéristique de cette empreinte est exprimée en distance comobile, et vaut $r_d \sim 105 \text{ Mpc.h}^{-1}$. En relevant le redshift de plus d'un million de galaxie entre $0 < z < 0.6$ et en étudiant leur fonction de corrélation à deux points, le relevé SDSS (YORK et al., 2000) a permis de mesurer pour la première fois le pic du BAO en 2005 (Figure 1.5 ; EISENSTEIN et al., 2005). Ce pic traduit ainsi un excès de probabilité d'observer 2 galaxies séparées par une distance r_d , signature caractéristique des ondes acoustiques primordiales.

FIGURE 1.5 – Mise en évidence du pic de BAO avec le relevé SDSS. Cette figure de EISENSTEIN et al. (2005) montre la fonction de corrélation à deux points des galaxies du relevé SDSS. Le pic à environ 105 Mpc.h^{-1} est clairement visible, et caractérise le pic des BAO. Les lignes vertes, rouges et bleues correspondent au modèle de concordance Λ CDM que nous introduirons plus tard, pour différentes valeurs de $\Omega_{M,0}h^2$. La ligne magenta correspond à un modèle sans constante cosmologique.



La distance caractéristique r_d est scindée entre sa composante transverse r_{\parallel} et radiale r_{\perp} , tels que :

$$r_{\parallel} = \frac{c\Delta z}{H(z)} \quad (1.42)$$

$$r_{\perp} = d_c(\bar{z})\theta \quad (1.43)$$

où Δz et θ sont l'intervalle en redshift et l'angle sur lesquelles s'étendent l'échelle caractéristique des BAO. d_c représente la distance comobile, que l'on peut déduire directement de la métrique FLRW et qui dépend des paramètres cosmologiques. La mesure des BAO permettent ainsi d'ajuster une cosmologie aux données, et par conséquent de sonder l'évolution du taux d'expansion avec le redshift et de contraindre les paramètres cosmologiques.

1.2.3 Les chandelles standard

Comme nous l'avons vu avec la dérivation des différentes distances cosmologiques, la distance de luminosité permet de contraindre les paramètres cosmologiques. Obtenir cette information nécessite cependant de connaître *a priori* la luminosité intrinsèque de l'objet étudié.

Si cette luminosité absolue est reproductible, alors la source astronomique est qualifiée de chandelle standard. La mesure de sa luminosité apparente permet alors de remonter à sa distance de luminosité, et apporter des contraintes sur les paramètres cosmologiques.

Les supernovae de type Ia (SNeIa), classification particulière d'explosion d'étoile, sont un exemple de chandelle standard ayant permis la découverte de l'accélération de l'expansion de l'Univers (RIESS et al., 1998; PERLMUTTER et al., 1999).

La courbe de lumière des SNeIa (évolution de leur luminosité au cours du temps), est fortement caractéristique, permettant par une méthode de standardisation de remonter à leur luminosité intrinsèque. Nous montrons dans la Figure 1.6 l'évolution des distances ainsi dérivées d'un échantillon de SNeIa en fonction de leur redshift. Le modèle ajusté aux données correspond au modèle standard de la cosmologie, le modèle Λ CDM.

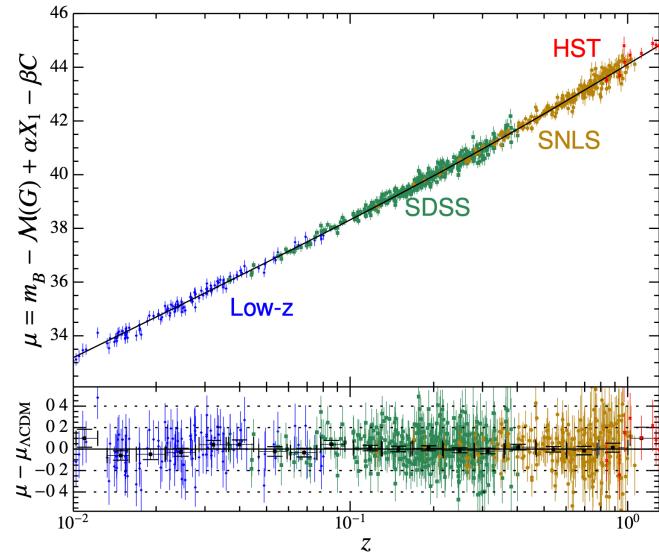


FIGURE 1.6 – Diagramme de Hubble à partir de 740 SNeIa de plusieurs relevés (SDSS, SNLS, HST). La partie haute de cette figure montre l'évolution du module de distance en fonction du redshift des SNeIa de l'échantillon. La courbe noire correspond au modèle cosmologique Λ CDM ajusté aux données. La partie du bas montre les résidus entre les données et le modèle Λ CDM. Figure de BETOULE et al. (2014).

Ces objets étant au cœur de ce travail de recherche, nous leur dédions une partie plus loin dans ce chapitre.

1.2.4 Le modèle Λ CDM

L'étude de ces nombreuses sondes indépendantes combinées (comme le fond diffus cosmologique, les oscillations acoustiques des baryons, les supernovae de type Ia, etc)

permettent de converger vers un modèle unique : le modèle de concordance. Ce modèle cosmologique décrit un Univers plat ($k = 0$), rempli de radiation, de matière baryonique (à hauteur de 6%), de matière sombre froide (26%) et d'énergie sombre sous la forme d'une constante cosmologique (68%).

La radiation, dominante aux premiers âges de l'Univers, est aujourd'hui négligeable, sa densité évoluant en $\propto a^{-4}$. La matière baryonique désigne celle que nous connaissons, composée de baryons comme les protons et les neutrons. La matière sombre est une matière hypothétique, détectée indirectement par ses effets gravitationnelles et pouvant expliquer les propriétés observées des galaxies ou amas de galaxies (masses, vitesses de rotation etc). Elle est qualifiée de *sombre* car elle n'intéragirait que très faiblement avec la matière ordinaire et le champ électromagnétique, et de *froide* pour décrire une vitesse de déplacement faible par rapport à celle de la lumière. La constante cosmologique permet d'expliquer l'accélération de l'expansion de l'Univers découverte à la fin du XX^e siècle.

Ce modèle, appelé Λ CDM (*Lambda Cold Dark Matter*) en référence aux deux composantes exotiques décrites plus tôt, correspond au modèle standard de la cosmologie moderne. On notera que malgré la prédiction de ces composantes sombre, le modèle Λ CDM ne précise en aucun cas leur nature, encore inconnue à ce jour.

Composé de seulement six paramètres libres, le modèle de concordance rend compte de nombreuses observations cosmologiques comme le fond diffus cosmologique, les structures à grandes échelles de la distribution des galaxies, l'expansion accélérée de l'Univers, l'abondance des éléments légers (hydrogène, hélium, lithium) etc.

Les derniers résultats d'ajustement de ces paramètres libres du modèle Λ CDM sur les observations (sondes cosmologiques) ont été présentés par la collaboration Planck ([PLANCK COLLABORATION et al., 2020a](#)). Il est également possible de tester le modèle Λ CDM en laissant libre certains paramètres contraints ou fixés *a priori* comme l'équation d'état de l'énergie sombre ($w = -1$) ou la composante de courbure ($\Omega_k = 0$). Nous montrons dans la Figure 1.7 les contraintes dans le plan $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$ et dans le plan (Ω_k, Ω_M) , en utilisant une combinaison de sondes cosmologiques, permettant de réduire considérablement la dégénérescence entre les paramètres. Cette analyse effectuée en laissant la courbure libre dans l'ajustement des paramètres de Λ CDM (dénommé o- Λ CDM), fait clairement état de la compatibilité des données observationnelles avec un Univers plat. Cette contrainte sur la courbure de l'Univers est principalement apportée par le fond diffus cosmologique.

De la même manière, l'hypothèse de constante cosmologique peut être testée en laissant le paramètre d'équation d'état w_{DE} de l'énergie sombre libre (modèle w - Λ CDM). Pour aller encore plus loin, il est également possible de sonder une potentielle caractéristique dynamique de la densité de l'énergie sombre, en paramétrisant w_{DE} par :

$$w(a) = w_0 + w_a(1 - a) \quad (1.44)$$

aussi appelée paramétrisation CPL ([CHEVALLIER et POLARSKI, 2001; LINDER, 2003](#)). Ainsi, si l'énergie sombre est en effet une constante cosmologique dans les équations d'Einstein, alors $w_0 = -1$ et $w_a = 0$. La Figure 1.8 illustre les contraintes récentes, compatibles avec le modèle Λ CDM, sur le paramètre w et sur les composantes de la paramétrisation CPL w_0 et w_a . Les contraintes cosmologiques sur w sont dérivées de mesures de variations relatives de distance de luminosité en fonction du redshift. Les propriétés de chandelle standard des SNeIa en font ainsi une sonde cosmologique parfaitement adaptée à l'étude de l'énergie sombre.

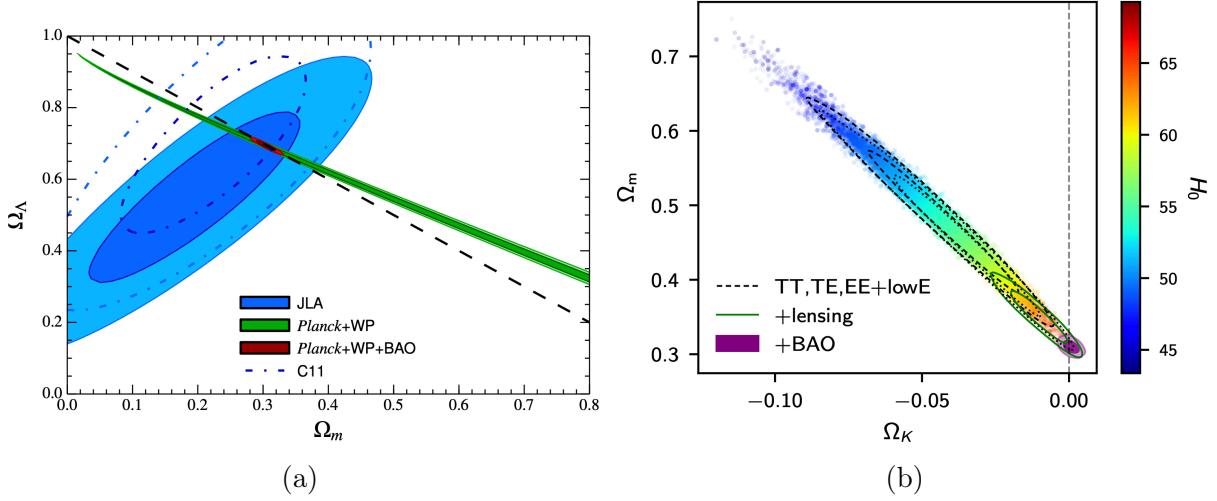


FIGURE 1.7 – (a) Contraintes dans le plan (Ω_M, Ω_Λ) en combinant les sondes cosmologiques de supernovae de type Ia (JLA, [BETOULE et al., 2014](#)), du CMB (Planck+WP 2014) et d'oscillation acoustique des baryons (BAO). Figure de [BETOULE et al. \(2014\)](#). (c) Contraintes dans le plan (Ω_k, Ω_M) en utilisant le CMB et son lentillage gravitationnelle, et les BAO. Figure de [PLANCK COLLABORATION et al. \(2020a\)](#).

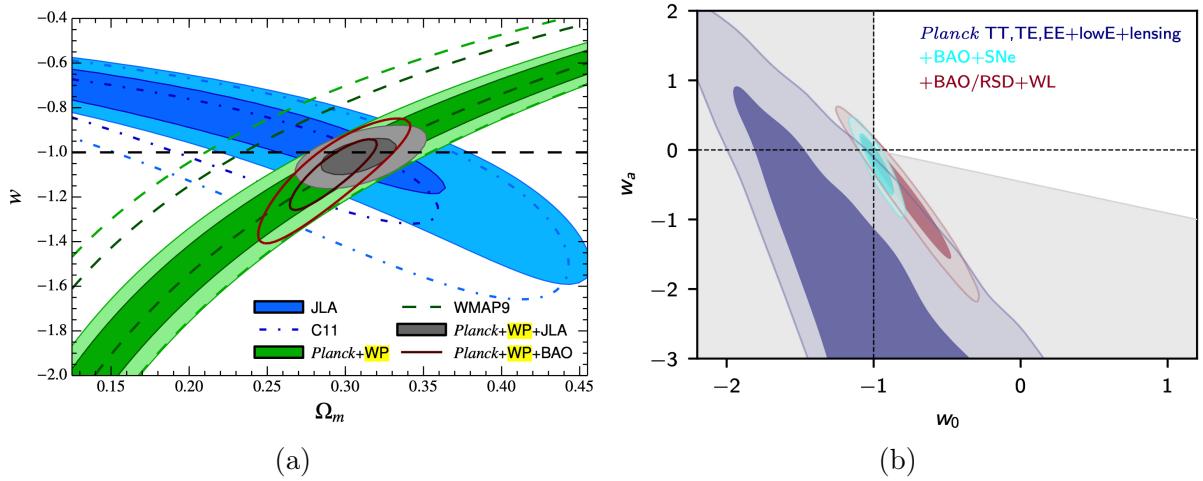


FIGURE 1.8 – (a) Contraintes dans le plan (w, Ω_M) en combinant les sondes cosmologiques de supernovae de type Ia (JLA, [BETOULE et al., 2014](#)), du CMB (Planck+WP 2014) et d'oscillation acoustique des baryons (BAO). Figure de [BETOULE et al. \(2014\)](#). (c) Contraintes dans le plan (w_a, w_0) en utilisant le CMB et son lentillage gravitationnelle, les supernovae de Pantheon ([SCOLNIC et al., 2018](#)) et les BAO. Figure de [PLANCK COLLABORATION et al. \(2020a\)](#).

Cosmologie avec les Supernovae de type Ia

Sommaire

2.1	Zoologie et classification des supernovae	40
2.1.1	Caractéristiques principales	40
2.1.2	Mécanismes d'explosion	40
2.2	Standardisation des SNeIa	41
2.2.1	Chandelles standardisables	41
2.2.2	Courbes de lumière et spectres de SNeIa	42
2.2.3	Propriétés des courbes de lumière	45
2.2.4	Modèle <i>Spectral Adaptive Light-curve Template 2</i> (SALT2) . .	46
2.3	SNeIa et cosmologie	48
2.3.1	Construction d'un diagramme de Hubble	48
2.3.2	Sonder l'équation d'état de l'énergie sombre avec les SNeIa . .	49

Tycho Brahé, un astronome considéré comme l'un des pioniers de l'astronomie observationnelle moderne, observe en 1572 l'apparition soudaine d'une nouvelle étoile. Cet objet est alors nommé *nova*, terme latin signifiant *nouveau*. En de rares occasions au cours des civilisations, les astronomes ont pu être témoins de tels évènements, parfois visibles même en plein jour.

En 1934, Walter Baade et Fritz Zwicky introduisent le terme de *supernova* pour nommer les plus brillants de ces évènements, pouvant être plus lumineux que leur galaxie hôte.

Cet évènement transitoire pouvant durer plusieurs semaines à plusieurs mois est la conséquence de la mort d'une étoile. Suivant le processus d'explosion, ces supernovae (SNe) sont classées par type, discernables par leurs propriétés spectrales.

Les supernovae de type Ia (SNeIa) sont un type particulier de ces objets, ayant la particularité d'avoir une faible dispersion en luminosité. Cette propriété leur vaut le titre de chandelles standard, et sont ainsi utilisés comme indicateur de distance dans les études cosmologiques.

Nous introduisons dans ce chapitre les différents types de supernova et les caractéristiques permettant de les classifier. Nous nous concentrerons ensuite sur l'étude des SNeIa et leur utilisation dans la cosmologie moderne.

2.1 Zoologie et classification des supernovae

2.1.1 Caractéristiques principales

Les supernovae sont principalement classifiées suivant leurs caractéristiques spectrales. C'est en 1941 que R. Minkowski ([MINKOWSKI, 1941](#)) remarqua pour la première fois l'existence de deux types différents de SNe. Le premier type (I) est caractérisé par l'absence d'hydrogène, et le second type (II) en contient. Près d'un demi siècle plus tard, [ELIAS et al. \(1985\)](#) apporte une classification plus fine des types I, séparant les SNe possédant une importante raie du silicium (les SNeIa) des Ib et des Ic. Les types Ib sont caractérisés par la présence d'une raie d'hélium, et les Ic par l'absence de silicium et une faible quantité d'hélium présente dans leur spectre. La Figure 2.1 illustre la forme du spectre de différents types de supernovae, indiquant les raies d'émissions et d'absorption caractéristiques de chacun.

2.1.2 Mécanismes d'explosion

La physique des SNeIa est considérablement différentes des autres types de SN. En effet, les types Ib/c et les types II proviennent d'un mécanisme d'*effondrement de coeur*, c'est à dire d'implosion gravitationnelle. Le progéniteur de ces évènements (étoile qui a donné naissance à la supernova), est une étoile massive de plus de 8 masses solaires ([HEGER et al., 2003](#)). Après avoir consommé tous les éléments légers composant son coeur, celui-ci s'effondre sur lui-même jusqu'à ce que la force d'intéraction forte le stoppe. La pression radiative n'étant plus à même de contrer les effets gravitationnels, les couches externes de l'étoile tombent vers le centre et rebondissent sur le coeur alors incompréssible. L'onde de choc provoque l'explosion de l'étoile en supernova. La nature du résidu de l'explosion dépend de la masse du progéniteur. Si cette masse était de moins de $3M_{\odot}$, le résidu sera une étoile à neutrons, dans le cas contraire un trou noir se formera. Pour ces supernovae, la luminosité et son évolution temporelle dépend fortement de la composition du progéniteur et de sa masse initiale. Ces fortes variabilités n'en font pas de bons candidats en tant que chandelles standard pour des mesures de distance.

Les supernovae de type Ia en revanche auraient pour origine l'explosion thermonucléaire d'une naine blanche. Cet objet se crée lorsque la masse d'une étoile n'est pas suffisante ($< 3M_{\odot}$) pour générer la température nécessaire à la fusion du carbone ($\sim 10^9 K$). Après la fusion des éléments légers du coeur, une masse inerte composée de carbone et d'oxygène va se former. La naine blanche est le résidu d'une telle étoile suite à l'expulsion des couches externes (générant au passage une nébuleuse planétaire). L'intégrité de cet astre est entièrement assurée par l'équilibre entre la gravitation et sa pression interne (pression de dégénérescence des électrons), dont la physique impose une masse maximale de $\sim 1.44M_{\odot}$ appelée *masse de Chandrasekhar* ([CHANDRASEKHAR, 1931](#)). Quand cette limite est atteinte, la pression du gaz d'électrons dégénérés n'est plus suffisante pour retenir les forces de pression gravitationnelles. La température monte alors suffisamment pour permettre la fusion du carbone, ce qui entraîne la combustion totale de l'étoile : une supernova de type Ia.

La faible dispersion en luminosité des SNeIa associée à la présence de silicium et de calcium dans leur spectre sont des éléments favorisant ce scénario ([HOYLE et FOWLER,](#)

1960). En effet, les fusions du carbone et de l'oxygène qui composent la naine blanche produisent du silicium et du calcium, expliquant leur présence dans les spectres des SNeIa. L'explosion du progéniteur se déroulant toujours dans les mêmes conditions, la quantité et la nature des combustibles sont similaires d'une explosion à l'autre, expliquant la faible dispersion en luminosité. Enfin, l'absence d'hélium et d'hydrogène dans le spectre d'une SNIa contrairement aux autres type s'explique par l'absence de ces éléments dans une naine blanche carbone oxygène.

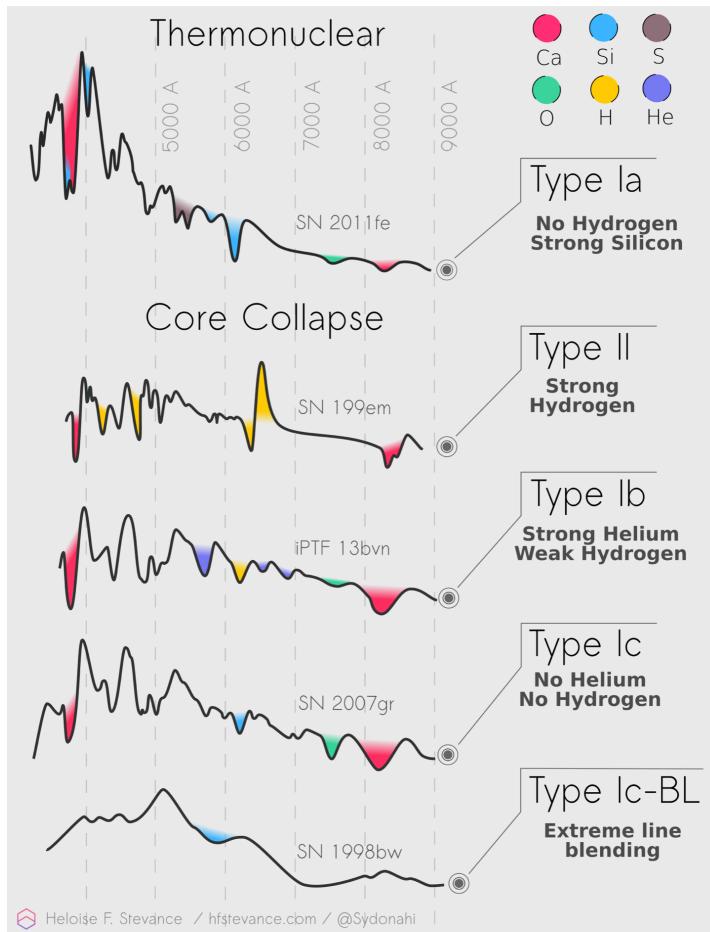


FIGURE 2.1 – Spectre de différents types de supernovae. Image de H. Stevance ^a

a. [https://github.com/HeloiseS/](https://github.com/HeloiseS/Graphics)
[Graphics](https://github.com/HeloiseS/Graphics)

2.2 Standardisation des SNeIa

L'évolution temporelle de la luminosité des SNeIa, leur courbe de lumière, montre une très forte homogénéité notamment au pic de luminosité. Cette particularité, leur donnent des propriétés de chandelles standard, permet d'utiliser les SNeIa comme indicateurs de distance.

2.2.1 Chandelles standardisables

Les SNeIa n'étant pas observées dans la Voie Lactée, une calibration de leur luminosité est au préalable effectuée à l'aide d'un autre estimateur de distance extra-galactique. Un de ces calibrateurs sont les céphéides, étoiles jeunes présentant des pulsations radiales

régulières. Ces pulsations entraînent une variabilité de leur rayon et de leur température de façon périodique, et ainsi de même sur leur luminosité. LEAVITT (1908); LEAVITT et PICKERING (1912) ont ainsi montré que la magnitude absolue des céphéides était proportionnelle à leur période de pulsation. En observant de telles étoiles dans notre galaxie, les coefficients de proportionnalité de cette relation ont eux même pu être calibrés par une autre méthode indépendante de mesure de distance, la parallaxe stellaire.

En utilisant des céphéides dans des galaxies proches ($\sim 30\text{Mpc}$) ayant accueilli une SNIa, il est alors possible de calibrer leur distance et donc leur luminosité intrinsèque. SAHA et al. (1999) trouvent par exemple avec un échantillon de 8 SNeIa une valeur moyenne de la magnitude absolue (au pic) dans la bande V de :

$$\langle M_V \rangle = -19.48 \pm 0.07 \quad (2.1)$$

et HAMUY et al. (1995) montrent une dispersion de luminosité de l'ordre de $\sigma_{M_V} \leq 0.5$ mag. Nous parlons finalement en réalité de chandelles *standardisables*, avec une certaine variabilité en luminosité qui doit être corriger. L'étude des courbes de lumière a permis de déceler des corrélations fortes entre la luminosité au maximum et certains paramètres des SNeIa que nous définirons plus loin, permettant de réduire considérablement cette dispersion.

2.2.2 Courbes de lumière et spectres de SNeIa

La courbe de lumière d'une SNIa est obtenue en observant son évolution en magnitude au cours du temps dans une bande photométrique donnée. De façon générale pour ce type de supernova, nous observons après l'explosion une augmentation rapide¹ de luminosité sur un quinzaine de jours jusqu'au pic de luminosité. La phase 0 de la courbe de lumière est définie comme le pic de luminosité dans la bande photométrique *B*.

Après le pic de luminosité, la décroissance s'effectue en deux phases. La première, abrupte, ne dure que quelques jours et est dominée par la désintégration $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co}$. La seconde phase de décroissance de luminosité est plus douce et s'étale sur plusieurs dizaines de jours, et est dominée par la désintégration $^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$.

La Figure 2.2 (extraite de PEREIRA et al., 2013), expose un exemple d'évolution temporelle du spectre d'une SNIa (SN2011fe, découverte par NUGENT et al., 2011) où nous apercevons clairement la variabilité chimique de la supernova. Entre les phases $(-15,+15)$ jours, la raie d'absorption du silicium est la caractéristique principale du spectre. Elle s'atténue progressivement dans les mois qui suivent l'explosion, et les raies d'émission du fer deviennent à leur tour la caractéristique principale du spectre. Cette SNIa a été observée par le télescope de l'Université de Hawaï avec le spectrographe à champs intégral SNIFS (SuperNova Integrated Field Spectrograph LANTZ et al., 2004) de la collaboration *Nearby Supernova Factory* (ALDERING et al., 2002). On remarque le maximum de luminosité autour de 4000\AA , et le fait que la majorité de l'énergie de la SNIa est émise dans le proche infrarouge, le visible et le proche ultraviolet.

Pour cette même supernova, nous montrons les courbes de lumière reconstruites dans les bandes *U*, *B*, *V*, *R*, et *I*. Nous pouvons clairement apercevoir la montée rapide du flux jusqu'au maximum de luminosité (pouvant survenir à une date différente suivant la bande

¹. De l'ordre d'une diminution de 3 à 6 mag suivant la bande photométrique

considérée), suivi de la décroissance du flux. Nous pouvons également relever la présence d'un second maximum environ un mois après le premier dans les bandes infrarouges.

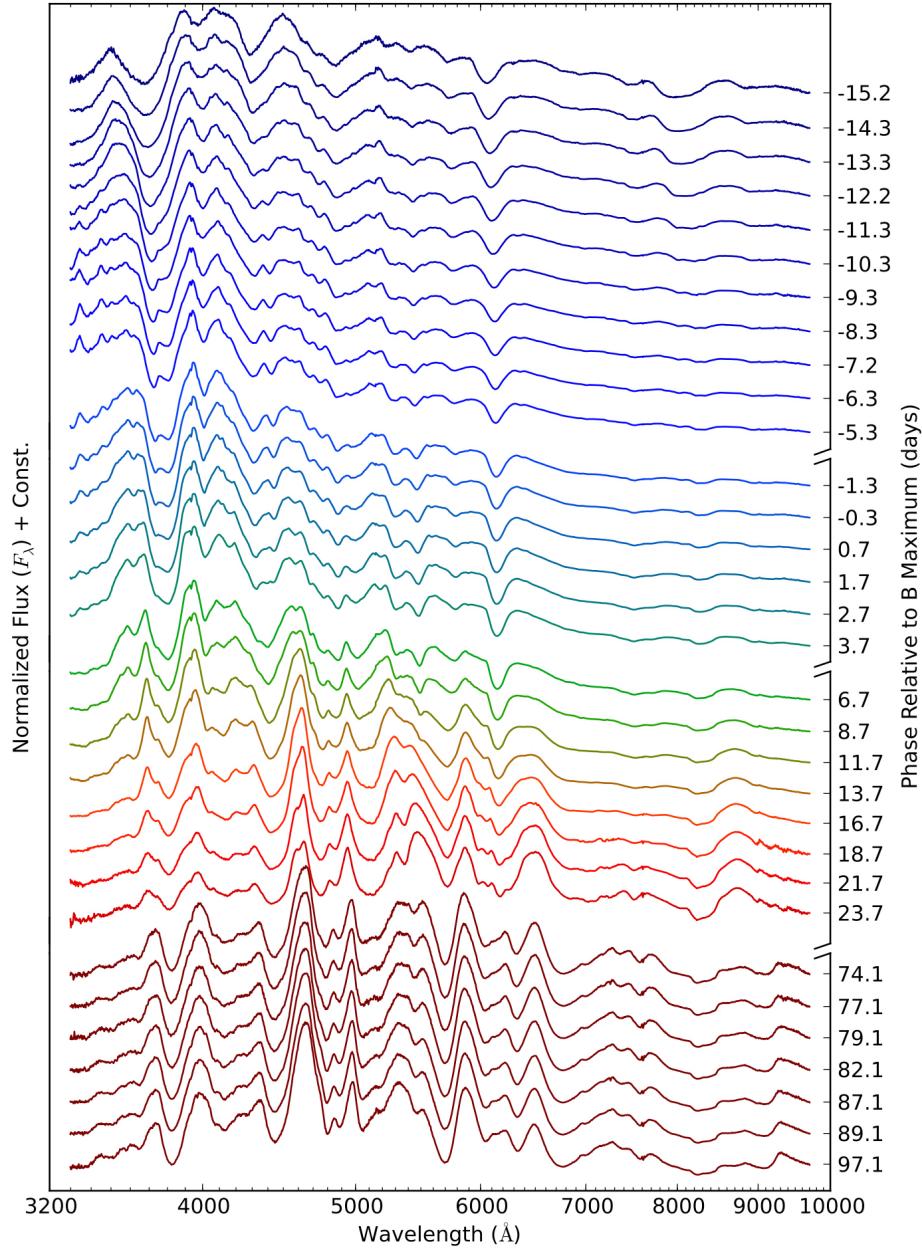


FIGURE 2.2 – Évolution temporelle du spectre de la SNIa SN2011fe entre -15 et $+100$ jours relativement à la phase 0 (pic de luminosité dans la bande B). Figure de [PEREIRA et al. \(2013\)](#), réalisée par la collaboration SNFactory.

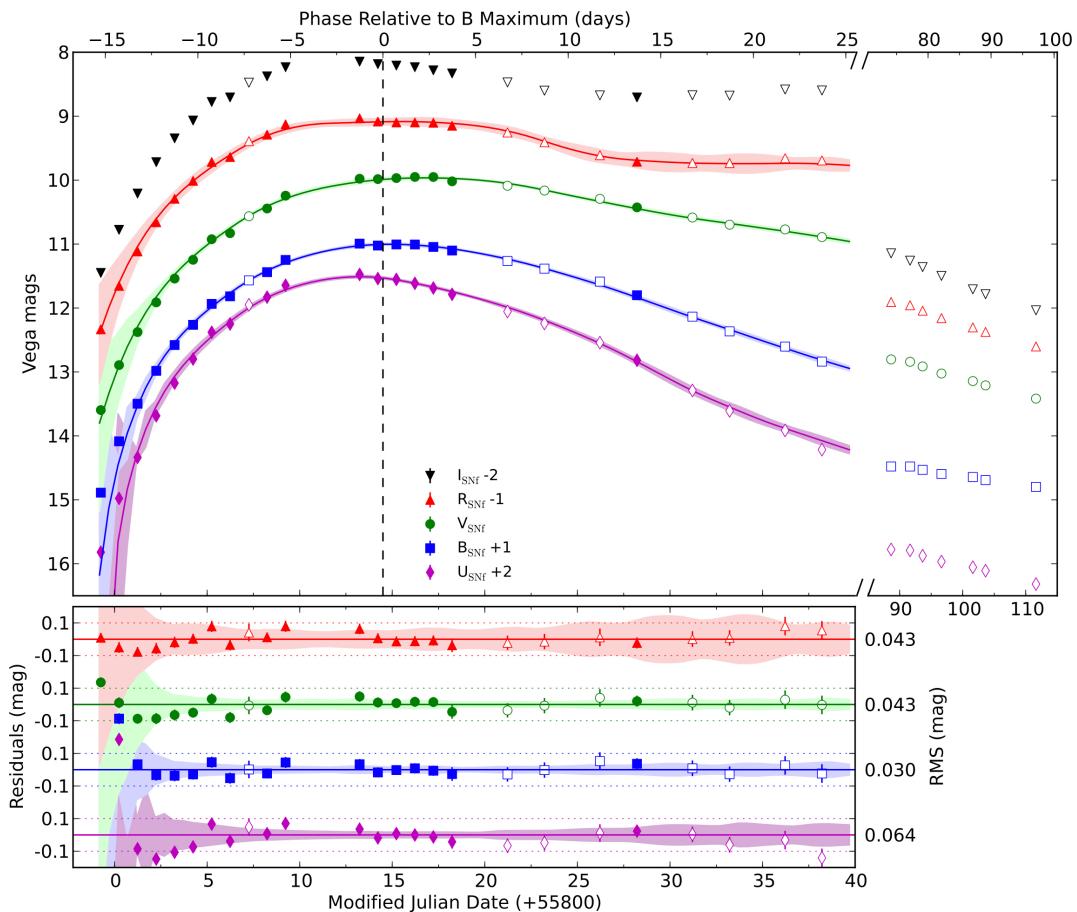


FIGURE 2.3 – Courbe de lumière de la SNIa SN2011fe entre -15 et $+100$ jours relativement à la phase 0 (pic de luminosité dans la bande B) et dans les bandes $UBVRI$. Les courbes indiquent l’ajustement effectué avec le modèle SALT2 (Sec 2.2.4). Le graphique du bas montre les résidus entre les mesures photométriques et le modèle ajusté. Les bandes de couleurs indiquent les incertitudes du modèle. Figure de PEREIRA et al. (2013), réalisée par la collaboration SNfactory.

2.2.3 Propriétés des courbes de lumière

La couleur

La pente générale du spectre d'un objet astrophysique est caractérisée par sa couleur. Ce paramètre peut être obtenu en regardant la différence de magnitude entre deux bandes photométriques. Pour une SNIa par exemple, nous pouvons évaluer la quantité $(B-V)_0$, correspond à la différence de magnitude dans les bandes B et V de son référentiel et à la phase 0 (maximum de luminosité).

Cette propriété peut varier d'un SNIa à une autre. Cette fluctuations peut-être de nature extrinsèque, causée par l'extinction due à la poussière présente dans la galaxie hôte de la SN et le long de la ligne de visée, ou encore de nature intrinsèque comme une possible variabilité du progéniteur. Pour une SNIa i , on définit l'excès de couleur c comme la différence entre sa couleur et celle moyenne de l'échantillon :

$$c = (B - V)_0^i - \langle (B - V)_0 \rangle \quad (2.2)$$

Par définition, les SNeIa ayant un excès de couleur négatif seront plus bleues que la moyenne, et celles ayant un excès de couleur positif plus rouges.

L'étirement temporelle

Bien que la forme générale de la courbe de lumière des SNeIa soit très homogène, on peut observer (après correction de la dilatation temporelle causée par le redshift) des variations sur le temps de montée jusqu'au maximum de luminosité ainsi que sur la phase décroissante.

La première description quantitative de cette dilatation résiduelle a été apportée par [PHILLIPS \(1993\)](#), introduisant la quantité $\Delta m_{15}(B)$ définit comme la différence de magnitude apparente dans la bande B entre le maximum de luminosité (phase 0) et la phase +15 jours.

L'étirement temporelle telle qu'utilisée aujourd'hui est introduit quelques années plus tard par [PERLMUTTER et al. \(1997\)](#). Ce nouveau paramètre s , appelé *stretch*, correspond à un facteur correctif par lequel il faut dilater l'axe temporel de la courbe de lumière d'une SNIa pour qu'elle se superpose à la courbe de lumière moyenne d'un échantillon.

Maximum de luminosité

Enfin la luminosité au maximum est la principale propriété des SNeIa, car c'est à partir de cette mesure que la distance est extraite. Cette luminosité, exprimée par convention dans la bande B , présente cependant une dispersion intrinsèque de l'ordre de $\sim 40\%$ ([HAMUY et al., 1996](#)). Nous allons voir comment il est possible de réduire cette dispersion, de par l'existence de corrélation entre ce maximum de luminosité, et la couleur et le stretch.

2.2.4 Modèle *Spectral Adaptive Light-curve Template 2* (SALT2)

2.2.4.1 Corrélations

Nous montrons dans la Figure 2.4 les courbes de lumière dans la bande B de SNeIa à bas redshift ($z < 0.08$). Ces données photométriques ont été acquises au *Whipple Observatory of the Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics* (CfA3, [HICKEN et al., 2009](#)) et utilisées pour l'analyse *Joint Light-curve Analysis* (JLA, [BETOULE et al., 2014](#)). On notera la dispersion en luminosité absolue de l'ordre de $\sim 40\%$, mais surtout l'évidence de la corrélation entre la forme des courbes de lumière, le stretch et la couleur.

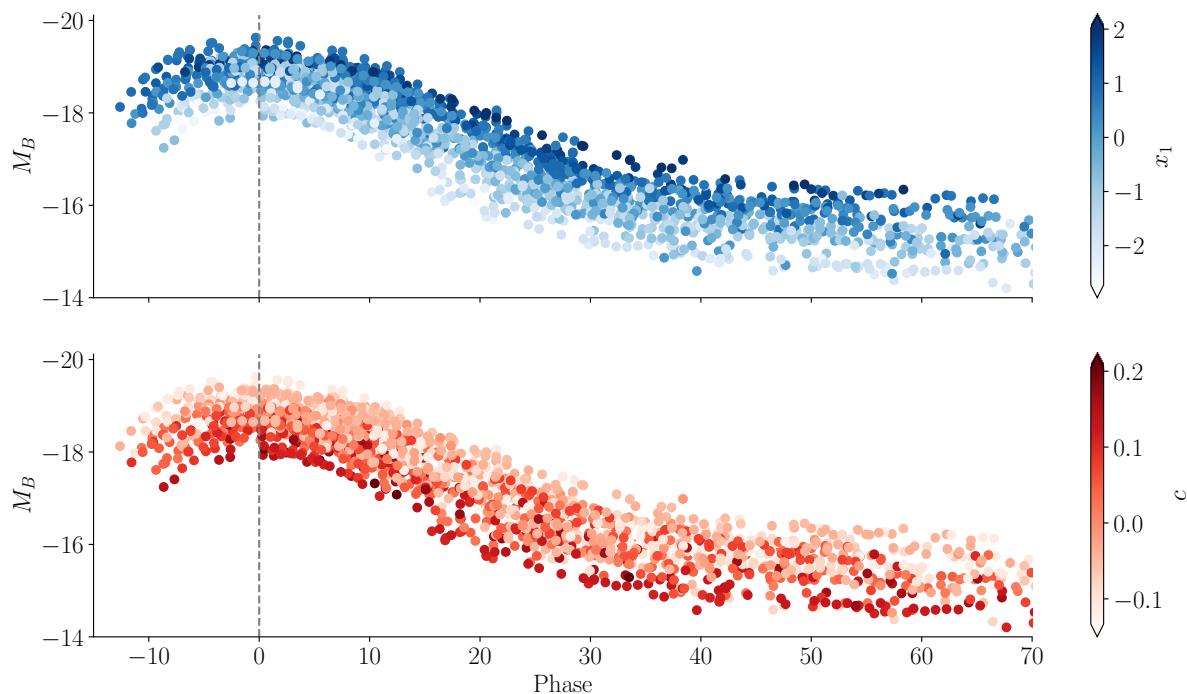


FIGURE 2.4 – Courbes de luminosité absolue de SNeIa à bas redshift de JLA dans la bande B . La ligne verticale correspond à la phase 0, exprimée en jours sur l'axe des abscisses. L'axe des ordonnées est inversée pour que les fortes luminosité soient vers le haut. *En haut* le code couleur indique la valeur de l'étirement temporel x_1 . *En bas* nous montrons les mêmes courbes de lumière mais avec l'information de la couleur c . Nous notons la dispersion en luminosité de l'ordre de 0.5 mag, et surtout la variabilité avec le stretch et la couleur.

La variabilité des courbes de lumière avec la couleur c des SNeIa fut initialement mis en évidence par [HAMUY et al. \(1996\)](#) puis par [TRIPP et BRANCH \(1999\)](#) sur l'échantillon de SNeIa du Calan-Tololo. Les SNeIa les plus bleues s'avère être plus lumineuses, effet appelé *bluer-brighter*. Avec la définition de l'excès de couleur, cela correspond donc à un paramètre $c < 0$.

L'autre corrélation clairement visible dans la Figure 2.2 est celle du stretch x_1 , introduite par [PHILLIPS \(1993\)](#) avec la quantité Δm_{15} puis en temps que facteur correctif de l'étirement temporelle par [PERLMUTTER et al. \(1997\)](#). Cette corrélation montre que les SNeIa dont la courbe de lumière évolue lentement ($x_1 > 0$) sont plus lumineuses (*slower-brighter*).

Nous montrons dans la Figure 2.5 l'évolution du maximum de luminosité dans la bande B avec la couleur et le stretch pour les mêmes SNeIa que dans la Figure 2.2. Ces deux corrélations, intuitives en visualisant les courbes de lumière, sont ici clairement explicitées.

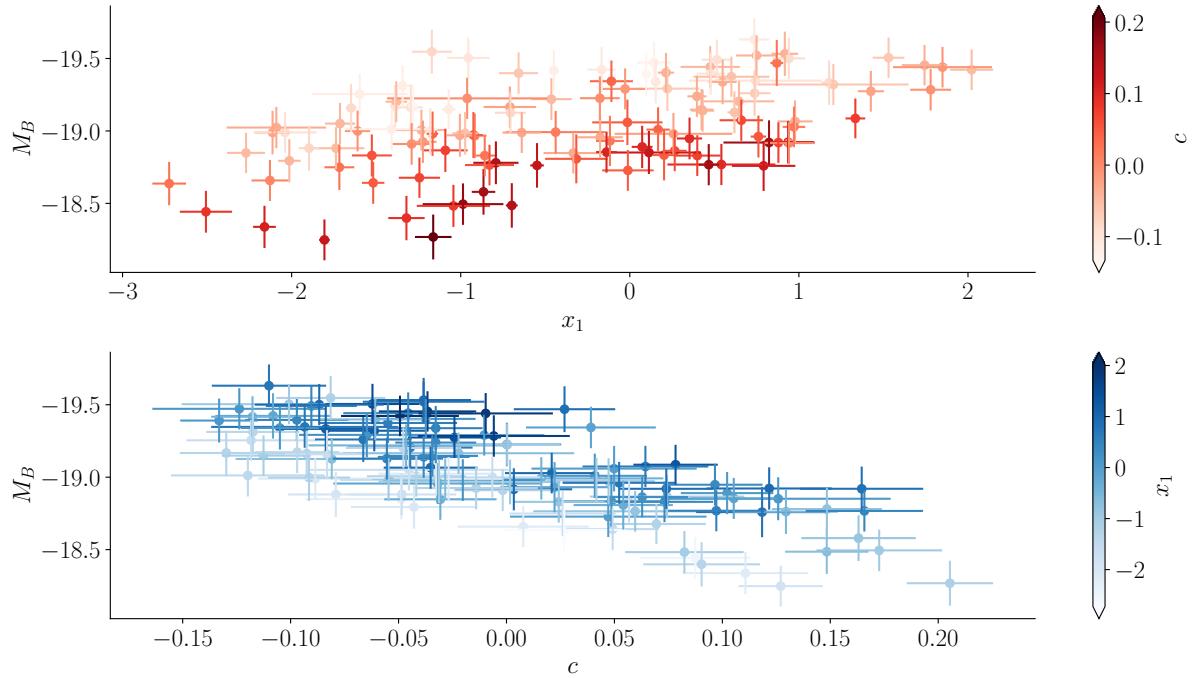


FIGURE 2.5 – Évolution du maximum de luminosité avec le stretch et la couleur pour les SNeIa à bas redshift de JLA dans la bande B . Le graphe *en haut* montre l'évolution du pic de magnitude avec le stretch. L'échelle de couleur en rouge indique la couleur c associée à chaque SNIa. De même, nous montrons *en bas* les corrélations avec la couleur c , où le stretch est indiqué avec l'échelle de couleur bleue.

2.2.4.2 Standardisation et SALT2

La standardisation des SNeIa se fait donc en déterminant au préalable les paramètres de stretch et de couleur. Une des méthodes existantes est la modélisation des courbes de lumière avec le modèle *Spectral Adaptive Light-curve Template 2* (SALT2 [Guy et al., 2005, 2007](#)), et notamment la dernière version (v2.4) développée par [Betoule et al. \(2014\)](#). Cette méthode utilise un modèle empirique de densité spectrale en énergie (SED) au premier ordre des SNeIa au cours du temps et entraîné avec des données spectrophotométriques provenant de SNLS et SDSS ([Betoule et al., 2014](#)). En considérant une phase p et une longueur d'onde λ , le flux observé d'une SNIa est exprimée par :

$$f(p, \lambda) = x_0 [M_0(p, \lambda) + x_1 M_1(p, \lambda)] \times \exp(c \times C_L(\lambda)) \quad (2.3)$$

avec x_0 un facteur de normalisation, $M_0(p, \lambda)$ le SED moyen, $M_1(p, \lambda)$ la variabilité au premier ordre autour de la séquence moyenne et $C_L(\lambda)$ une loi de couleur entraînée. x_1 et c sont les paramètres de stretch et de couleur. Les paramètres $\{M_0, M_1, C_L\}$ sont des propriétés globales du modèle, et les paramètres $\{x_0, x_1, c\}$ sont ajustés simultanément sur les courbes de lumière dans toutes les bandes disponibles pour une SNIa donnée. La

magnitude apparente dans la bande B m_B est ensuite déterminée par intégration de la SED du modèle dans la bande correspondante.

La standardisation des SNeIa se fait finalement par la relation de [TRIPP \(1998\)](#) :

$$\mu = m_B - M_B + \alpha x_1 - \beta c \quad (2.4)$$

avec μ le module de distance, m_B la magnitude apparente dans la bande B , M_B la magnitude absolue standardisée au maximum, x_1 le stretch et c la couleur. La magnitude absolue M_B ainsi que les coefficients α et β sont contraints simultanément aux paramètres cosmologiques.

Ce processus permet de réduire la dispersion de la luminosité au maximum dans la bande B à seulement 15% ($\sigma_{M_B} \approx 0.15$ mag).

2.3 SNeIa et cosmologie

2.3.1 Construction d'un diagramme de Hubble

La standardisation des SNeIa permet de reconstruire ce qu'on appelle un diagramme de Hubble, qui représente la distance luminosité en fonction du redshift. Nous avons présenté au premier chapitre (Figure 1.3) le tout premier diagramme de ce genre, réalisé avec des Céphéides par Edwin Hubble, et mettant en évidence l'expansion de l'Univers.

La construction de ces diagrammes est toujours utilisée aujourd'hui, d'une part pour mesurer la constante de Hubble H_0 nécessitant une calibration absolue des SNeIa à partir d'observations conjointes avec des céphéides ([RIESS et al., 2016](#)), d'autre part pour mesurer l'accélération de l'expansion de l'Univers avec une calibration relative des SNeIa ([RIESS et al., 1998; PERLMUTTER et al., 1999; BETOULE et al., 2014](#)).

On utilise pour cela la relation de [TRIPP \(1998\)](#) du module de distance introduit plus tôt (eq 2.4), avec la méthode de standardisation des SNeIa.

On rappelle que le module de distance est défini comme $\mu = 5 \log_{10}(d_L) - 5$ (eq 1.41), et dépend donc des paramètres cosmologiques. On définit le module de distance théorique pour une SNIa i par :

$$\mu_{th,i} = \mu_{th,i}(z_i, \Omega_M, w_0, w_a) \quad (2.5)$$

dans le cadre d'un modèle cosmologique préalablement choisi, par exemple ici w_z - Λ CDM, Univers plat laissant libre l'équation d'état de l'énergie sombre.

Les paramètres du module de distance observé (eq 2.4) M_B , α et β sont simultanément contraints avec les paramètres cosmologiques.

On notera que dans le cadre d'un Univers supposé *a priori* plat, alors Ω_M et Ω_{DE} sont reliés par la relation de fermeture ($\Omega_M + \Omega_{DE} = 1$). Donc pour un modèle Λ CDM ($w_0 = -1$ et $w_a = 0$) Ω_M est le seul paramètre cosmologique libre.

En général la constante de Hubble H_0 est fixé. On peut en effet facilement montrer qu'il est impossible de contraindre simultanément M_B et H_0 . Il suffit pour cela de développer le résidu de Hubble, c'est à dire la différence entre le module de distance observé et le

module de distance théorique pour une SNIa donnée :

$$\mu - \mu_{th} = m_B + \alpha x_1 - \beta c - M_B - 5 \log_{10}(d_L) + 5 \quad (2.6)$$

$$= m_B + \alpha x_1 - \beta c - M_B - 5 \log_{10} \left(\frac{c(1+z)}{H_0} \int_{z=0}^{z=z_e} \frac{dz'}{E(z')} \right) + 5 \quad (2.7)$$

$$= m_B + \alpha x_1 - \beta c - M_B - 5 \log_{10} (f(z, \Omega_M, w_0, w_a)) - 5 \log_{10} \left(\frac{c}{H_0} \right) + 5 \quad (2.8)$$

$$= m_B + \alpha x_1 - \beta c - 5 \log_{10} (f(z, \Omega_M, w_0, w_a)) + 2.5 \log_{10}(LH_0^2) + cste \quad (2.9)$$

où nous avons supposé un modèle w_z - Λ CDM et $E(z)$ ne dépend que des paramètres cosmologiques et du redshift (eq 1.29). La luminosité L et la constante de Hubble H_0 sont des paramètres dégénérés ne pouvant être contraint simultanément.

Dans le cas d'une calibration absolue des Supernovae avec un autre indicateur de distance à bas redshift comme les céphéides, il est possible de fixer M_B pour contraindre H_0 comme effectué par [RIESS et al. \(2016\)](#). Dans le cas où M_B est laissé libre, et où on s'intéresse donc aux distances relatives, alors H_0 est fixé et seuls les paramètres cosmologiques (Ω_i) sont ajustés.

L'ajustement se fait habituellement par la méthode de moindre carrés avec la minimisation d'un χ^2 , en utilisant une matrice de covariance comprenant les erreurs statistiques et systématiques que nous ne détaillerons pas ici (voir [BETOULE et al., 2014](#)).

2.3.2 Sonder l'équation d'état de l'énergie sombre avec les SNeIa

Les SNeIa sont d'excellentes sondes cosmiques pour dériver les paramètres cosmologiques, et plus particulièrement lorsqu'il s'agit de sonder l'énergie sombre. Pour contraindre l'équation d'état de cette composante, il est nécessaire d'avoir des mesures de variations relatives de distance de luminosité en fonction du redshift.

Les supernovae sont des événements tellement brillants (parfois plus que leur galaxie hôte) qu'elles peuvent être détectées jusqu'à des redshift dépassant $z = 1.7$ ([RUBIN et al., 2013](#); [JONES et al., 2013](#)). L'accélération de l'expansion de l'Univers étant un phénomène cosmologiquement récent ($z < 0.5$), les mesures simultanées de distancs à bas redshift ($z \sim 0.05$) et à haut redshift ($z \sim 0.8 - 1$) permettent de considérablement contraindre les paramètres d'énergie sombre.

Nous illustrons cela dans la Figure 2.6, où nous comparons différents modèles d'équation d'état de l'énergie sombre, avec ou sans variation temporelle, par rapport au modèle standard Λ CDM et mis à l'échelle de l'époque du CMB ($z \sim 1000$). Les plus grandes variations de module de distance ($|\Delta\mu| \sim 20$ mmag) se situent à bas redshift $z < 0.03$ et à $z \sim 1.5$. Les précisions actuelles sur w sont de l'ordre de 5%, et une déviation de 2% par rapport à Λ CDM ne représentent qu'une variation en module de distance de 3%. Cet objectif est celui du *Legacy Survey of Space and Time* (LSST; [LSST SCIENCE COLLABORATION et al., 2009](#)), relevé astronomique grand champ qui sera lancé en 2023 et qui permettra de sonder les SNeIa autour de $0.2 < z < 1$. Une ancre à bas redshift est donc nécessaire, et ce rôle sera probablement rempli par le relevé Zwicky Transient Facility (ZTF; [GRAHAM et al., 2019](#); [BELLM et al., 2019b](#)) pour lequel nous dédions le chapitre suivant.

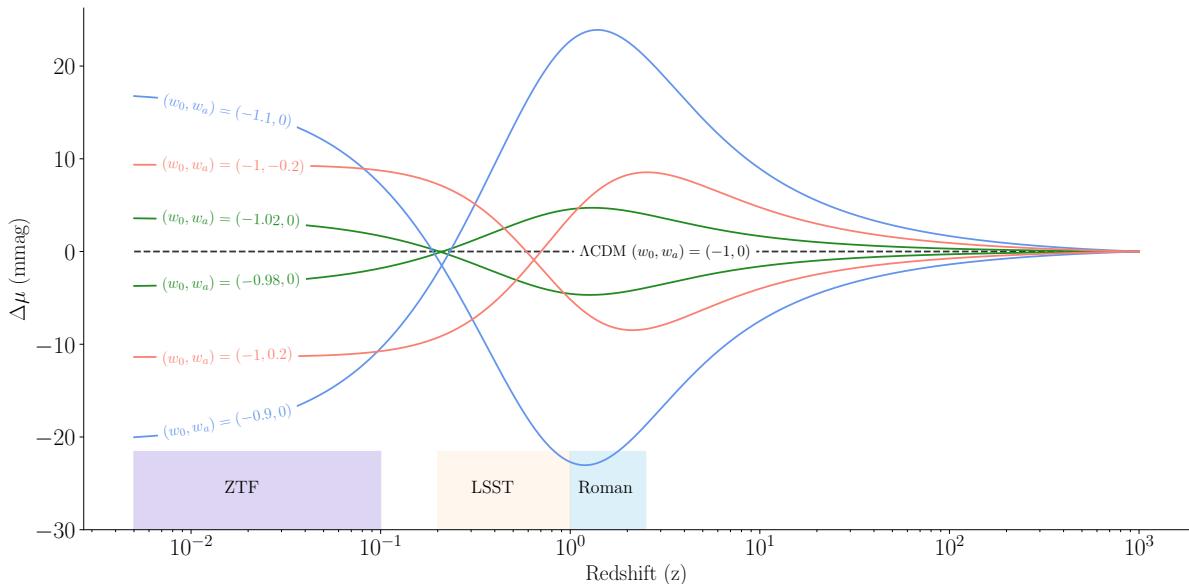


FIGURE 2.6 – Différence de module de distance en fonction du redshift pour différentes équation d'état de l'énergie sombre par rapport à Λ CDM ($w = 0$). Les modèles sont configurés pour se rejoindre à l'époque du CMB. Nous illustrons ici l'importance des échantillons à bas redshift, et la précision nécessaire sur le module de distance pour détecter une variation de quelques poucents de w . Les bandes de couleurs sur l'axe des abscisses indiquent la profondeur en redshift des différents relevés. ZTF est en opération depuis 2018, LSST le sera en 2023 et tout deux sont des relevés depuis le sol. Nancy Grace Roman Telescope, spatial, sera lancé dans le meilleur des cas en 2027, et sondera le ciel profond jusqu'à des redshift de l'ordre de $z \sim 2.5$.

Zwicky Transient Facility

Sommaire

3.1	Présentation de la générale	52
3.1.1	Histoire et collaboration	52
3.1.2	Organisation de la recherche scientifique	53
3.2	La caméra ZTF	55
3.2.1	Caractéristiques	55
3.2.2	Gestion des données	57
3.3	Observation des Supernovae Ia avec ZTF	58

Nous avons vu dans le chapitre précédent les propriétés de sonde cosmologique dont sont dotées les Supernovae de type Ia. Par ailleurs, nous avons également mis en évidence l’importance de la classification de ces objets notamment par le biais d’une acquisition spectrale. Contraindre les paramètres cosmologiques nécessite la mise en place d’une stratégie d’observation, et donc de détecter ces événements transitoires. Dans ce chapitre nous présentons la collaboration Zwicky Transient Facility (ZTF par la suite), où la recherche et l’étude de tels objets font partie des objectifs majeurs. Nous nous focalisons particulièrement ici sur la section photométrique de ZTF, puis nous nous concentrerons sur la classification des SNe par spectroscopie dans le chapitre 4.

Nous introduisons dans un premier temps la collaboration et ses objectifs scientifiques, puis nous abordons les caractéristiques de la caméra principale de ZTF et ses capacités photométriques. Enfin nous présentons quelques statistiques et résultats de la DR1 vis à vis de la détection des SNeIa.

3.1 Présentation de la générale

3.1.1 Histoire et collaboration

ZTF¹ (GRAHAM et al., 2019; BELLM et al., 2019b) est un grand relevé astronomique dont la première lumière fut obtenue en Novembre 2017, et réellement actif depuis mars 2018. Ayant achevé la phase 1 en novembre 2020, ZTF est actuellement à mi-chemin de sa phase 2 qui s'étend de décembre 2020 à décembre 2023.

Il succède au relevé Intermediate Palomar Transient Factory (IPTF, 2012-2017), lui-même successeur de Palomar Transient Facility (PTF, 2009-2012) (RAU et al., 2009; LAW et al., 2009). Ces trois relevés grand champ utilisent le télescope Samuel Oschin (48 pouces $\approx 1\text{m}22$) à l'Observatoire de Palomar en Californie (Fig. 3.1).

PTF utilisait une caméra avec un champ de vue de 7.9deg^2 , alors que ZTF utilise à présent pleinement le plan focal du télescope et bénéficie d'une nouvelle caméra offrant un champ de vue de 47deg^2 , équipée de 3 filtres *g*, *r* et *i*. La Figure 3.2 montre le champ de vue de la caméra ZTF, en comparaison avec celui d'autres relevés astronomiques. La collaboration est également doté d'un spectrographe 3D basse résolution ($R \approx 100$; BLAGORODNOVA et al., 2018) monté sur le P48 à Palomar, qui est notamment utilisé pour la classification des événements transitoires détectés par la caméra principale.

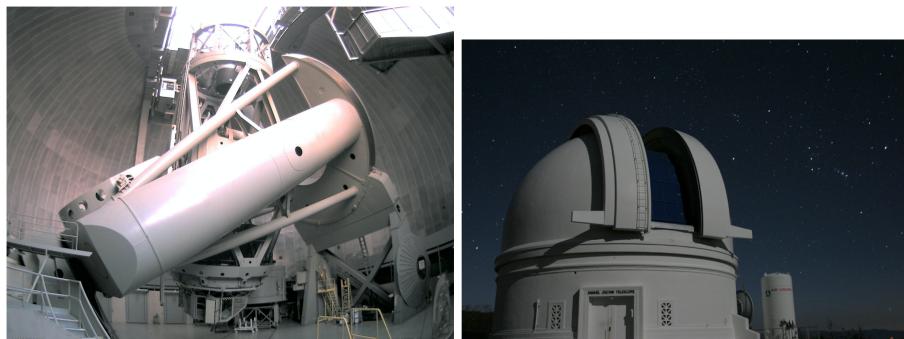


FIGURE 3.1 – Télescope Samuel Oshin P48 au Mont Palomar.

ZTF est une collaboration internationale financée entre la *US National Science Foundation* (NSF) à travers le programme *Mid-scale Innovations Program* (MSIP), et un grand nombre de consortium internationaux d'Universités et institutions :

- | | |
|--|---|
| <ul style="list-style-type: none"> • IN2P3, France². • TANGO University System of Taiwan • Weizmann Institute of Science, Israel • Oskar Klein Center, University of Stockholm, Sweden • DESY/Humboldt University of Berlin, Germany • Ruhr University Bochum, Germany • University of Warwick, UK | <ul style="list-style-type: none"> • Trinity College Dublin, Ireland • University of Maryland, College Park, USA • Northwestern University, USA • University of Wisconsin, Milwaukee, USA • Lawrence Livermore National Laboratory, USA • Caltech/IPAC, USA, CA |
|--|---|

1. <https://www.ztf.caltech.edu>

2. Institut national de physique nucléaire et de physique des particules

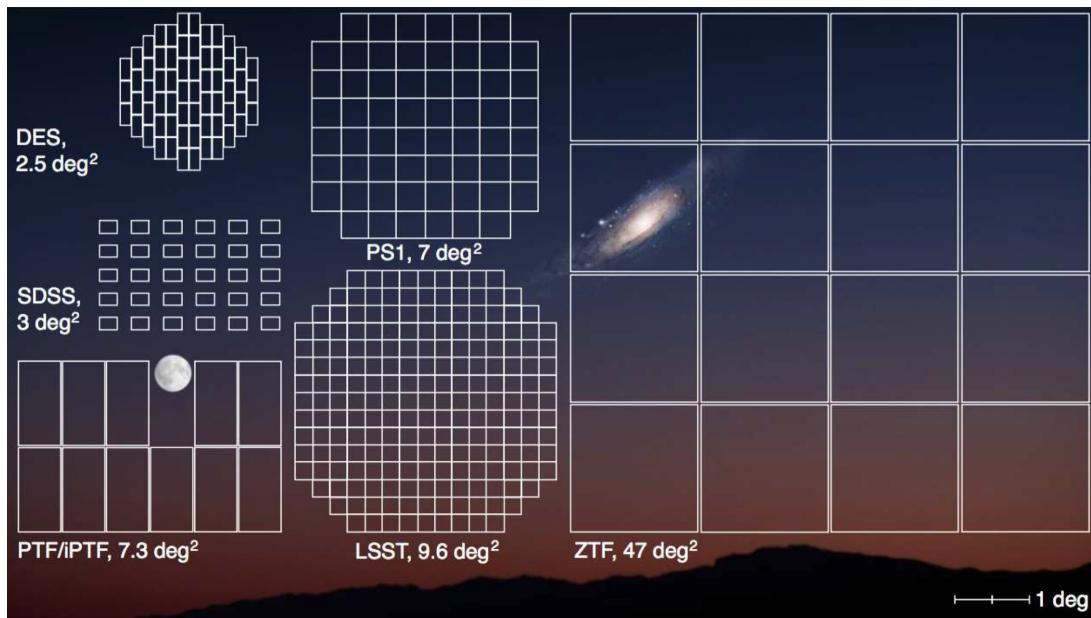


FIGURE 3.2 – Champ de vue de la caméra ZTF comparé à celui d’autres relevés astronomiques.

ZTF est ainsi un partenariat privé-public, dont le temps d’observation est divisé pour chaque phase du projet en trois parts :

Lors de la phase 1, le temps d’allocation public (NSF) était de 40%, pour les partenariats privés de 40% également, et les 20 derniers % dédiée aux programmes de Caltech qui possèdent l’Observatoire du Mont Palomar.

L’IN2P3 étant devenu un partenaire majeur de la collaboration, la phase 2 de ZTF a vu un rééquilibrage avec 50% du temps d’observation attribué au programme MSIP, et 30% aux partenaires privés.

Durant le temps d’observation public, ZTF effectue deux sondages distincts : le ciel Nord d’une part à haute cadence, qui est entièrement scanné tous les trois jours dans les filtres g et r , et le plan Galactique d’autre part (latitude $|b| < 7^\circ$), qui lui est entièrement observé chaque nuit également dans les filtres g et r .

Ces deux sondages combinés mènent à la détection et la génération d’alertes automatiques de plus d’un million d’événements par nuit. Ces événements sont des phénomènes astrophysiques transitoires ou variables, dont la magnitude de détection est inférieure à $r \approx 20.5$.

3.1.2 Organisation de la recherche scientifique

Les sections de recherches scientifiques au sein de ZTF sont nombreuses ([GRAHAM et al., 2019](#)) :

- L’étude des AGN & TDEs :

Les AGN (*Active Galactic Nuclei*), correspondent à une région particulièrement lumineuse au coeur de certaines galaxies, où se situe un trou noir supermassif et leur disque d’accrétion. Les TDEs, ou *Tidal Disruption Events*, correspondent à des phénomènes extrêmement lumineux émanents de cette région.

- L'étude des supernovae comme sonde cosmologique

C'est l'utilisation de leur caractéristique de chandelle standardisable pour effectuer des mesures précises de distance dans l'Univers proche. Avant 2018, moins de 500 de ces événements ont été observés dans l'Univers proche à $z < 0.1$ ([SCOLNICK et al., 2021](#)). En 3 ans ZTF a déterminé près de 3000 distances de ces événements RIGAULT et al. (in prep.).

- Physique des supernovae

Indépendamment de leur type, de nombreuses interrogations demeurent sur la physique même de l'explosion des Supernovae. ZTF permet de construire un échantillon unique de plusieurs milliers de Supernovae tous types confondus, permettant au groupe *Bright Transient Survey* (BTS) d'obtenir des mesures de taux de Supernovae, de fonctions de luminosité, de propriétés de galaxies hôte etc.

- Voie Lactée et M31

Avec l'observation de plusieurs millions d'étoiles chaque nuit, tout un pôle d'étude s'est formé autour des objets internes à notre galaxie, mais également dans la galaxie voisine M31, plus connue sous le nom de galaxie d'Andromède. Cet échantillon gigantesque est utilisé pour étudier des naines blanches dont la luminosité varie périodiquement, d'autres avec des débris transitoires, les systèmes binaires avec émission de rayon-X, et de nombreux autres objets stellaires.

- L'astrophysique multimessager

Cette toute nouvelle branche de la physique a vu le jour notamment grâce aux premières détections d'ondes gravitationnelles ou de neutrinos astrophysiques. De tels phénomènes sont habituellement grossièrement localisés lors de la détection de ce type de signal, ce qui rend difficile l'identification de la source. Dans le cas où une contrepartie électromagnétique existe, ZTF est alors capable de compléter la détection primaire avec une observation photométrique aux prémices de l'événement, notamment grâce à son champ de vue extrêmement large et sa haute cadence. Par exemple [CHEN et al. \(2022\)](#) ont identifié la contrepartie électromagnétique (ZTF19abanrhr) de la fusion d'un système binaire de trous noirs (GW190521). L'utilisation de cette sirène standard permet la dérivation de contraintes sur les paramètres cosmologiques.

- Corps au sein du système solaire

Ce groupe se concentre sur la découverte et la caractérisation des petits corps au sein de notre système solaire, à savoir des astéroïdes, des comètes etc.

La répartition du temps d'observation pour ces différents champs de recherches est adaptée de la façon suivante ([BELLM et al., 2019a](#)) :

◊ L'étude des corps au sein du système solaire se fait principalement durant l'aube et l'aurore ($\sim 3.5\%$ du ciel pour chaque et principalement en bande r) ;

- ◊ L'étude de la physique des Supernovae bénéficie d'une observation haute cadence (3 jours dans g et r) de $\approx 1800\text{deg}^2$, et qui correpond à une allocation de 15% du temps d'observation ;
- ◊ $\approx 8\%$ du temps pour la Cosmologie dans le ciel extra-galactique.
- ◊ Le groupe *Galaxy Science* observe la Voie Lactée principalement en été ($\approx 5\%$, toutes bandes confondus) ;
- ◊ Le groupe Astrophysique multi-messager peut observer et étudier de potentiels sources pour $\approx 5\%$ du temps (toutes bandes confondus).

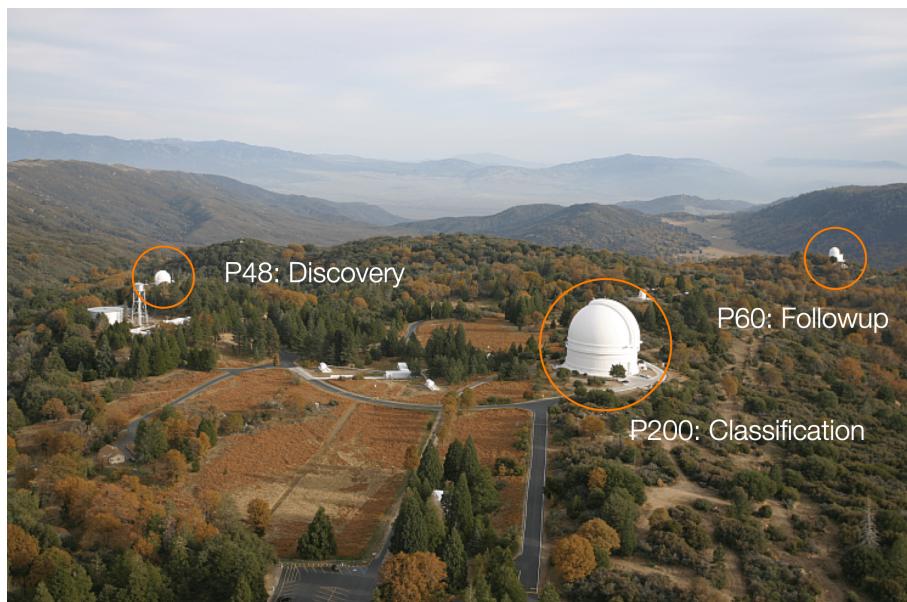


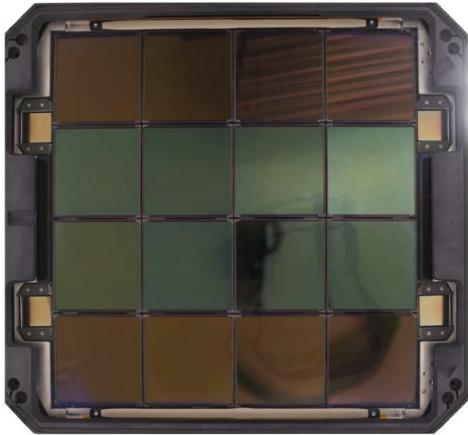
FIGURE 3.3 – Observatoire de Palomar, en Californie. Sur la gauche est située le télescope P48 Samuel Oschi, auquel est attachée la caméra principale de ZTF. En haut à droite nous avons le P60, sur lequel est monté le spectrographe 3D SEDm appartenant également à la collaboration ZTF. Le P200 est quant à lui utilisé par de nombreuses collaborations, et est utilisé occasionnellement pour de la spectroscopie par ZTF.

3.2 La caméra ZTF

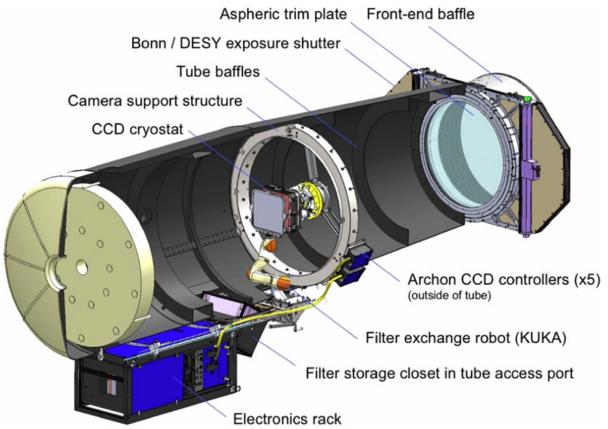
3.2.1 Caractéristiques

La nouvelle configuration de ZTF vis à vis de ses prédecesseurs PTF/iPTF est principalement due à sa nouvelle caméra de 47deg^2 , couvrant l'intégralité du plan focal du télescope Schmidt P48.

Comme illustré dans la Figure 3.4a (BELLM et al., 2019b), la caméra est constituée d'une mosaïque de 16 CCD (Charge Coupled Device) composés de pixels carrés de $15\mu\text{m}$ de côté, à une échelle de $1''.01\text{ pixel}^{-1}$. Chaque CCD est composé de 6144×6160 pixels, et la caméra dans son ensemble a donc 573 Mpx.



(a) Plan focal de la caméra ZTF ([BELLM et al., 2019b](#)).



(b) Vue en coupe du télescope Samuel Oschin avec le nouveau système ZTF ([DEKANY et al., 2020](#)).

FIGURE 3.4 – Description du système d'imagerie de ZTF (à droite) et présentation du plan focal de la caméra et ses 16 CCD (à gauche).

La FWHM médiane de la fonction d'étalement du point (PSF) atmosphérique résultant de cette configuration montre un seeing de $2''.1$ dans les bandes g et i , et de $2''.0$ dans la bande r . Leur transmission respective est présentée dans la Figure 3.5. En ce qui concerne la limite en magnitude, la bande g montre un seuil median à 5σ de 20.8 mag, la bande r de 20.6 mag et la bande i 19.9 mag. Nous illustrons les distributions de la FWHM et du seuil en magnitude pour chaque filtre dans la Figure 3.6.

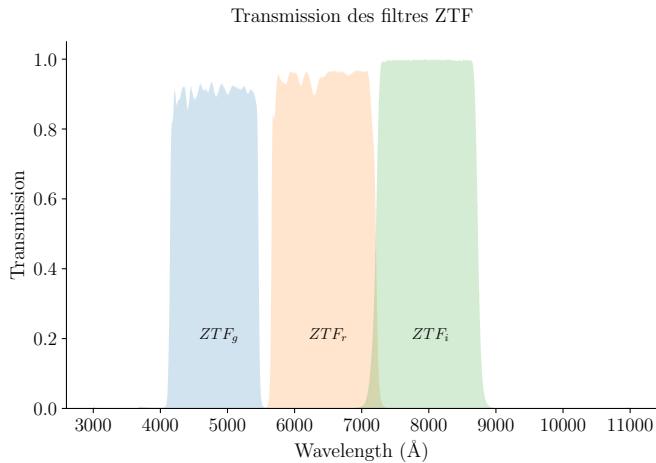


FIGURE 3.5 – Transmission des filtres g , r et i de ZTF ([DEKANY et al., 2020](#)).

Le temps de pose utilisé avec cette caméra est de 30 s, et la vitesse de lecture de seulement 8 s. Entre le champ de vue de 47 deg^2 et cette haute cadence d'acquisition, ZTF est capable de scanner près de 3750 deg^2 par heure. Sachant que tout au long de l'année il y a en moyenne 6h de ciel noir par nuit au Mont Palomar, ZTF est ainsi capable d'observer l'entièreté du ciel visible ($\sim 23675 \text{ deg}^2$) chaque nuit. Pour donner un autre ordre d'idée, ZTF serait ainsi capable de reproduire le relevé POSS ([MINKOWSKI et ABELL, 1963](#)) (3 bandes B_J , R et I avec une profondeur respective de 22.5 mag, 20.8 mag et 19.5 mag) en seulement 2 nuits.

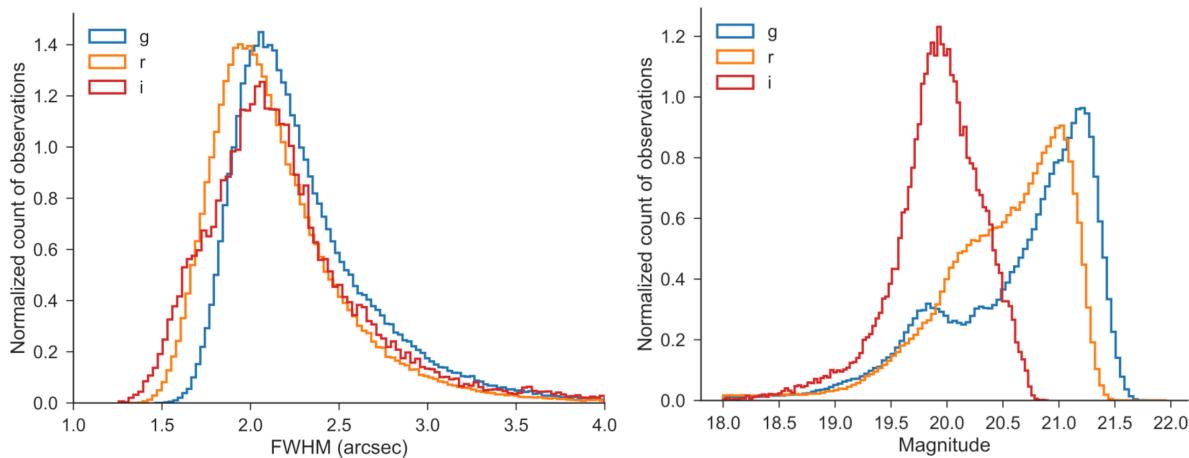


FIGURE 3.6 – *À gauche* l’histogramme normalisé de la largeur à mi-hauteur (FWHM) atmosphérique de la fonction d’étalement de point (PSF) pour chaque filtre durant le mois de juin 2018 (BELLM et al., 2019b). *À droite* est représenté l’histogramme à 5σ des magnitudes limites avec un temps de pose de 30s pour chaque filtre sur une période d’une lunaison.

3.2.2 Gestion des données

Bien évidemment, un tel flux de données nécessite une infrastructure de traitement adéquate. Appelée ZTF Science Data System (ZSDS), elle est hébergée à l’IPAC¹ (MASCI et al., 2019). Ce système comprend le traitement des données, l’infrastructure d’émission d’alertes, le système d’interface utilisateur pour l’accès et l’analyse des résultats. Ce pipeline (exécuté en temps réel) utilise un algorithme de différentiation d’image, optimisé pour la détection de point source variable ou transitoire. Une fois l’évènement confirmé, une alerte est générée et en général émise dans le quart d’heure qui suit. La distribution de ce flux d’alertes utilise des technologies dont le code source est public et qui sont développées en industries : Apache Kafka² qui fourni un système unifié en temps réel à latence faible pour la manipulation de flux de données, et Avro³ qui est un framework de sérialisation de données. Les ordres de grandeurs de la quantité de données à manipuler sont impressionnantes : ce système gère avec succès un flux d’environ 1,2 millions d’alertes (~ 70 GB de données) par nuit. La vitesse de transfert est d’environ 80,000 alertes/minute. Plus de détails sur le système de distribution d’alertes sont apportés dans PATTERSON et al. (2019). On notera que le framework Avro sera celui utilisé pour le *Legacy Survey of Space and Time* (LSST ; LSST SCIENCE COLLABORATION et al., 2009).

Seules les alertes provenant des observations liées au programme *Mid-scale Innovations Program* (MSIP) sont rendues public immédiatement. Les images en revanche (brutes, calibrées et produits de données associés) deviennent disponibles 6 à 12 mois après l’observation pour la Phase 1 de ZTF, et entre 3 et 6 mois pour la Phase 2. Les données d’observation ayant pour origine les programmes privés et de Caltech sont disponibles après environ 12 à 18 mois. Lors de l’écriture de ces lignes en avril 2022, la DataRelease⁴

1. Infrared Processing & Analysis Center : <https://www.ipac.caltech.edu>

2. <https://kafka.apache.org>

3. <https://avro.apache.org>

4. <https://www.ztf.caltech.edu/ztf-public-releases.html>

10 est publique, ce qui correspond à toutes les observations MSIP de Mars 2018 au 5 Novembre 2021, et celles privées et de Caltech jusqu’au 5 Juillet 2020.

3.3 Observation des Supernovae Ia avec ZTF

Nous allons à présent nous focaliser sur l’observation des Supernovae de type Ia avec ZTF.

Les événements transitoires nécessitant d’être filtrés parmi toutes les alertes reportées par ZTF, [NORDIN et al. \(2019\)](#) ont élaboré le système **AMPEL**¹ afin d’automatiquement filtrer les détections de ZTF et établir les courbes de luminosité associés aux événements retenus.

Sur les $\sim 10^5$ alertes par nuit (ce qui correspond environ à 10% de ce qui est attendu pour LSST), la majorité ($\sim 90\%$) d’entre elles sont filtrés comme étant des artefacts, des étoiles variables, des satellites ou encore des objets du système solaire. In fine, ”seulement” $\mathcal{O}(10)$ sont de nouvelles Supernovae qui doivent être identifiées et classifiées. Entre 70 et 80% d’entre elles s’avèrent être de type Ia, dont la moitié atteignent le seuil de magnitude de ZTF permettant d’établir une courbe de lumière exploitable.

La 1^{re} *data release* dédiée au sondage des supernovae de type Ia avec ZTF a été publiée et décrite par [DHAWAN et al. \(2022\)](#) très récemment. Au stade de cette DR1, ce qui correspond à un peu plus de 2 ans et 6 mois d’observations (mars 2018-novembre 2020), ZTF a déjà répertorié plus de 3000 SNeIa.

La profondeur en magnitude atteint 20.8, 20.6, 20.3 mag dans les bandes *g r*, et *i* respectivement, ce qui correspond à un redshift $z \lesssim 0.1$. L’échantillon est complet à 100% en terme de classification en deçà de $m_{peak} = 16.5$ mag, à 93.6% en deçà de $m_{peak} = 18.5$ mag et 88.8% à $m_{peak} = 19.0$ mag ([FREMLING et al., 2020](#)).

Cette classification est rendue possible grâce à la combinaison de la caméra de ZTF et du spectrographe 3D monté sur le P60, la Spectral Energy Distribution machine (SEDM), qui est optimisé pour la classification des SNe jusqu’à $m \approx 19$ mag. Nous détaillerons cet instrument dans le chapitre suivant. La DR1 présente ainsi un échantillon de 761 Supernovae classifiées spectralement avec un redshift median de $z = 0.057$, incluant 547 SNeIa, 155 SNeII, 40 SNeIb/c et 19 SLSNe. La Figure 3.7 ([RIGAULT et al. \(in prep.\)](#)) met en évidence la croissance de l’échantillon de SNeIa observées durant la phase 1 de ZTF, qui constituera la 2^e *data release* de ZTF-Cosmo consacrée aux Supernovae de type Ia.

Sur les ≈ 3700 SNeIa classifiées spectralement, près de 3000 entrent dans la catégorie *golden sample*, ce qui signifie qu’elles remplissent les critères dit de qualité cosmologiques pour leur courbe de luminosité vis à vis de l’algorithme SALT2 qui en dérive les paramètres de couleur et de stretch. Ces critères, basés sur l’intervalle de phase $[-15, 30]$ jours où SALT2 est le mieux entraîné, sont les suivants :

- ◊ seulement les détections photométriques à 5σ sont considérées ;
- ◊ au moins 7 points avant le maximum répartis dans au moins 2 bandes ;
- ◊ au moins 7 points après le maximum répartis dans au moins 2 bandes.

1. <https://github.com/AmpelProject/Ampel-contrib-sample>

Environ 40% de ces supernovae possèdent un redshift spectral de leur galaxie hôte (majoritairement en provenance des relevés SDSS). Pour les 60% de SNeIa restantes, 50% ont un redshift provenant des caractéristiques de leur spectre, et 10% de raies d'émissions de la galaxie hôte ayant contaminées leur spectre. Il est à noter que pour les 2 derniers points, la précision n'est que de l'ordre de 5%, insuffisant pour la cosmologie. Cependant, plus de 95% des galaxies hôtes ont une magnitude supérieure à 20 mag, ce qui signifie que d'autres relevés (comme par exemple DESI) pourraient a posteriori mesurer et fournir les redshift manquant.

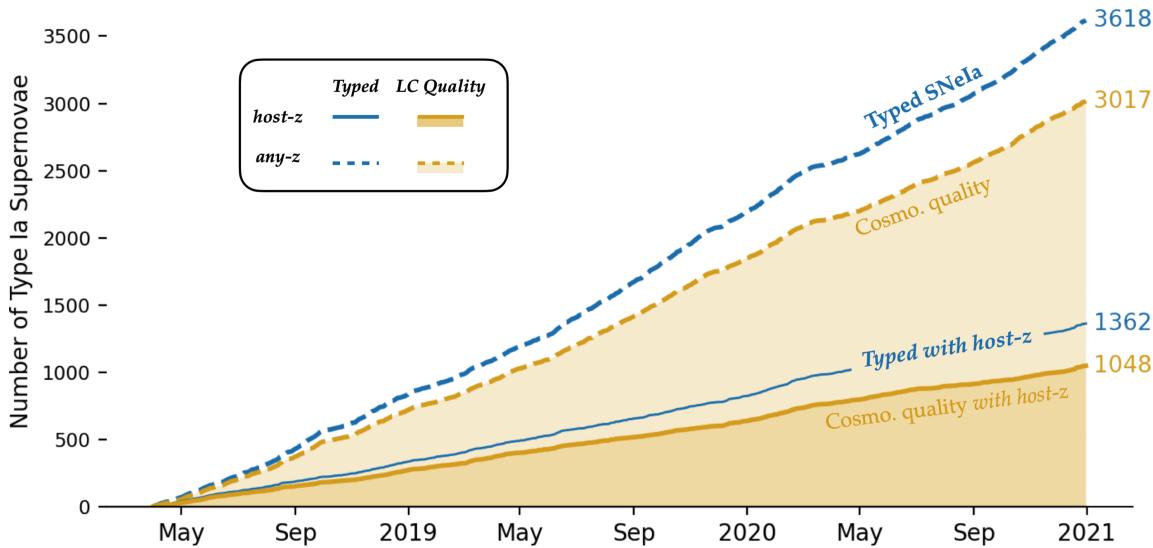


FIGURE 3.7 – Nombre cumulé de SNIa observées par ZTF (phase 1). Les contours dorés correspondent à l'échantillon passant les critères de coupure pour une qualité cosmologique. Le trait plein montre les SN avec un redshift spectroscopique de leur galaxie hôte. À titre de comparaison, le set de données le plus récent dans la littérature comptabilise moins de 500 SNIa à un redshift de $z < 0.1$

ZTF a donc montré sa capacité à débusquer et classifier pas moins de 1000 Supernovae de type Ia par an, très loin devant l'actuelle (ancienne) plus grande compilation à bas redshift Pantheon ([SCOLNICK et al., 2018](#)) comptabilisant 1048 SNeIa sur les 20 dernières années, dont seulement 210 à un redshift $z < 0.1$. Leur plus récente publication (Pantheon+, [SCOLNICK et al., 2021](#)) fait état de 1550 SNeIa, dont 389 à $z < 0.1$.

Nous parlerons dans le dernier chapitre de ce manuscrit de la nouvelle *data release 2* actuellement en préparation ainsi que des premiers résultats obtenus sur les courbes de lumière.

Rappelons que la cosmologie avec les SNeIa se base sur la capacité, certes, à détecter les supernovae grâce à la caméra ZTF, mais également à leur classification. Cette étape a été peu détaillée dans ce chapitre, mais est cruciale pour éviter toute contamination des échantillons de SNeIa, induisant des biais dans la dérivation des paramètres cosmologiques ([JONES et al., 2017](#)).

Comme nous l'avons mentionné au tout début de la Section 3.1, cette classification se fait grâce à un spectrographe 3D monté sur le télescope P60. Le chapitre suivant est tout naturellement dédié à la présentation de cet instrument, l'extraction de spectre et sa classification.

Un spectrographe 3D : la Spectral Energy Distribution machine

Sommaire

4.1	Présentation de l'instrument	62
4.1.1	Principe d'un IFS	62
4.1.2	La SEDm	63
4.2	Extraction des spectres du CCD et création des cubes de données	64
4.2.1	Identification des traces	65
4.2.2	Solution en longueur d'onde	66
4.2.3	Identification spatiale	67
4.2.4	Construction du cube 3D	68
4.3	Méthode actuelle d'extraction de source ponctuelle	68
4.3.1	Localisation de la cible	68
4.3.2	Extraction de la source ponctuelle	69
4.3.3	Calibration en flux	70
4.4	Classification spectrale	71
4.5	Amélioration de l'extraction	72

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté la collaboration Zwicky Transient Facility et nous nous sommes focalisés sur la caméra principale de 47 deg^2 montée sur le P48 au Mont Palomar. Cette caméra permet à ZTF de détecter 10^5 événements transitoires ou variables, en scannant l'entièreté du ciel Nord visible chaque nuit, à la vitesse vertigineuse de $3760 \text{ deg}^2/\text{heure}$. Parmi ces événements, $\mathcal{O}(10)$ correspondent à de nouveaux événements transitoires non répertoriés : les supernovae. Comme expliqué dans le Chapitre 2, seules les supernovae de type Ia sont d'intérêts dans la cosmologie, de part leur propriété de chandelle standardisable. Il faut donc les classifier. Pour cela on utilise le spectre des SNe, dont les raies d'absorption et d'émission sont caractéristiques d'un type à l'autre de SN. Pour répondre à ce besoin, ZTF possède également un spectrographe 3D monté sur le télescope P60 au Mont Palomar (Figure 3.3) spécialement conçu à cet effet. Nous présentons dans ce chapitre ce spectrographe, la *Spectral Energy Distribution machine* (SEDm).

4.1 Présentation de l'instrument

4.1.1 Principe d'un IFS

Le spectrographe SEDm est ce qu'on appelle un IFS pour *Integral Field Spectrograph*. Sans surprise, c'est un instrument qui permet de recueillir le spectre d'un champ de vue bidimensionnel. Ainsi et indépendamment de la méthode utilisée, le produit final avec cet instrument correspond à un cube de données ayant 2 dimensions spatiales ($\{x, y\}$ ou {RA, Dec}) et une dimension spectrale (longueur d'onde λ). Dans tout le manuscrit, la notion de 3D fera systématiquement référence aux dimensions « x, y, λ ».

Un IFS est composé de 2 parties : le spectrographe qui va disperser la lumière incidente, et l'IFU (Integrated Field Unit). Le rôle de l'IFU est de diviser le plan spatial 2D du champ de vue en un réseau continu et concentré de lumière. Ce réseau est ensuite donné en entrée au spectrographe qui va se charger de le disperser sur le détecteur.

Il existe 3 types principaux d'IFU, schématisés dans la Figure 4.1.

- **Le réseau de micro-lentilles** conceptualisé par [BACON et al. \(1995\)](#) (qui s'apparente aux yeux composites de certains insectes) : C'est le système utilisé par la SEDm, et également par exemple par l'IFS SAURON ([BACON et al., 2001](#)) dans le projet ATLAS3D ([CAPPELLARI et al., 2011](#)) ou encore SNIFS ([LANTZ et al., 2004](#)). Dans ce système, l'image bi-dimensionnelle est fractionnée par un réseau de micro-lentilles (le MLA, *microlens array*). Chaque élément est ensuite concentré et dispersé par le spectrographe (voir Figure 4.1). Pour éviter au maximum le chevauchement des spectres sur le détecteur, le réseau de lentille est légèrement incliné. Le désavantage principal de cette technique est la faible utilisation du CCD, et on peut noter l'inconvénient du court intervalle de longueur d'onde dispersable sans induire de chevauchement.
- **Le paquet de fibres** comme avec l'IFS du relevé MaNGA d'SDSS ([YAN et al., 2016](#)) qui peut être utilisé en combinaison ([BARDEN et WADE, 1988](#)) ou non ([ALLINGTON-SMITH et al., 1997](#)) de réseau de micro-lentilles. Ici la lumière n'est pas concentrée par des lentilles mais acheminée par un paquet de fibres optiques “à la chaîne” jusqu'à la fente du spectrographe. Le premier avantage est bien évidemment la flexibilité des fibres. Mais en contrepartie l'échantillon du ciel dispersé devient non contigu, à cause de la forme circulaire des fibres. Il est possible de pallier à cet effet en ajoutant un réseau de micro-lentilles (lui contigu) entre le plan focal et le paquet de fibres.
- **Le “trancheur d'image”** qui est la méthode la plus ancienne ([BOWEN, 1938](#); [CONTENT, 1997](#)) utilisée par exemple avec le NIFS (*near-infrared integral field spectrograph*, [MCGREGOR et al., 2003](#)). Cette méthode utilise un miroir segmenté en fines sections horizontales. Chacune de ces sections va diriger la lumière incidente dans des directions légèrement différentes jusqu'à un second miroir segmenté. Ce dernier va réarranger les tranches incidentes non pas l'une au dessus de l'autre, mais de façon étalées, “à la chaîne” comme avec la méthode fibrée. L'agencement est ensuite dispersé par la fente du spectrographe. Cette méthode permet de conserver la contiguïté du champ de vue, mais est en contrepartie couteuse et difficile à concevoir.

Les données brutes obtenues à partir d'un IFS sont ainsi sous la forme de multiples spectres (de plusieurs dizaines à plusieurs milliers) étalés (la trace) sur le détecteur, chacun

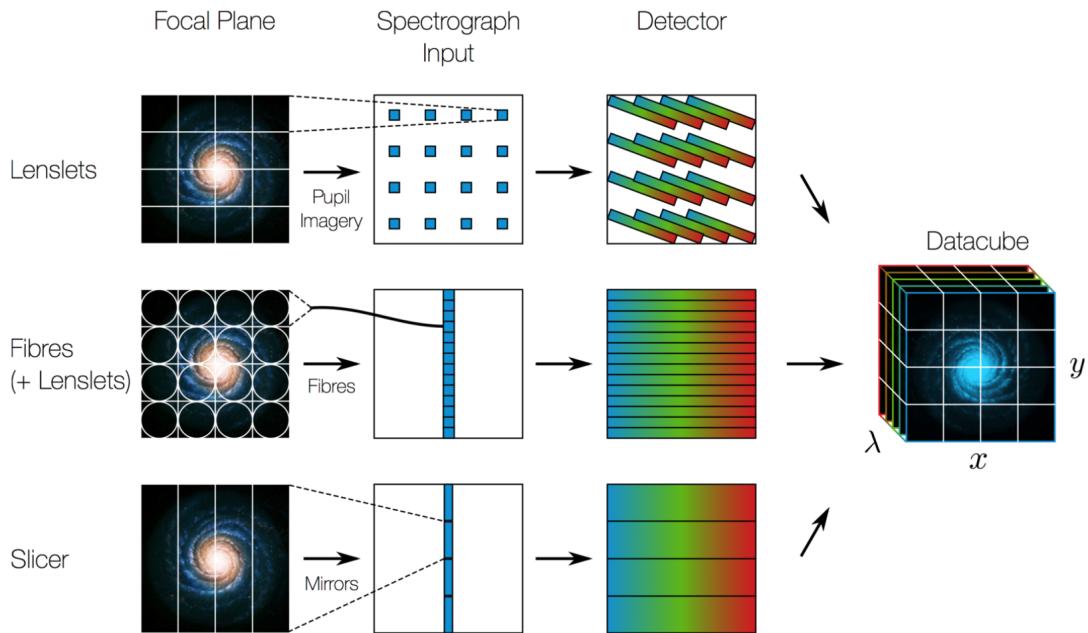


FIGURE 4.1 – Fonctionnement de différents types d'IFS. La SEDm utilise un système d'agencement de micro-lentilles (cas du haut) (*Crédit M. Westmoquette, adaptée de ALLINGTON-SMITH et CONTENT (1998)*).

ayant pour origine un élément individuel de l'IFU. Ces éléments sont en quelque sorte des pixels spatiaux, que l'on contracte communément par le terme de spaxels. La reconstruction du cube de données se fait en extrayant chaque spectre du détecteur, et en les réarrangeant dans le même espace géométrique que le plan focal du télescope (nous détaillerons ce processus dans la section suivante).

4.1.2 La SEDm

Focalisons nous maintenant sur notre instrument, la *Spectral Energy Distribution machine*, présenté par [BLAGORODNOVA et al. \(2018\)](#). Comme mentionné plusieurs fois, celui ci est monté sur le télescope P60 (Cassegrain) au Mont Palomar depuis août 2016. Une vue d'ensemble de l'instrument est présentée dans la Figure 4.2, où l'on peut voir qu'il est composé de deux composantes : l'IFU et la “Rainbow Camera” (RC), montés sur un agencement en forme de T. Cette caméra d'acquisition multi-bande est accompagnée de 4 filtres photométriques u' , g' , r' et i' .

Les 2 détecteurs de la SEDm sont des Princeton Instruments identiques : une PIXIS 2048B et une PIXIS 2048B_Excelon chacun avec 2048×2048 pixels de taille $13.5 \mu\text{m}$.

La Rainbow Camera est utilisée pour le guidage, la calibration, l'acquisition de cible ou encore l'imagerie scientifique. Le champ de vue de $13' \times 13'$ est divisé en 4 quadrants, un pour chacun des filtres $u'g'r'i'$.

L'IFU de la SEDm fonctionne sur la méthode du réseau de micro-lentilles, le MLA. Celui-ci couvre un champ de vue de $28'' \times 28''$, avec 45×52 lentilles hexagonales. Le faisceau de lumière projeté par ces lentilles passe dans un triple prisme avec une résolution spectrale achromatique de $R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \sim 100$. Comme illustré dans la Figure 4.2, c'est la RC qui est alignée avec la lumière directe en provenance du Cassegrain. Il faut donc en dévier

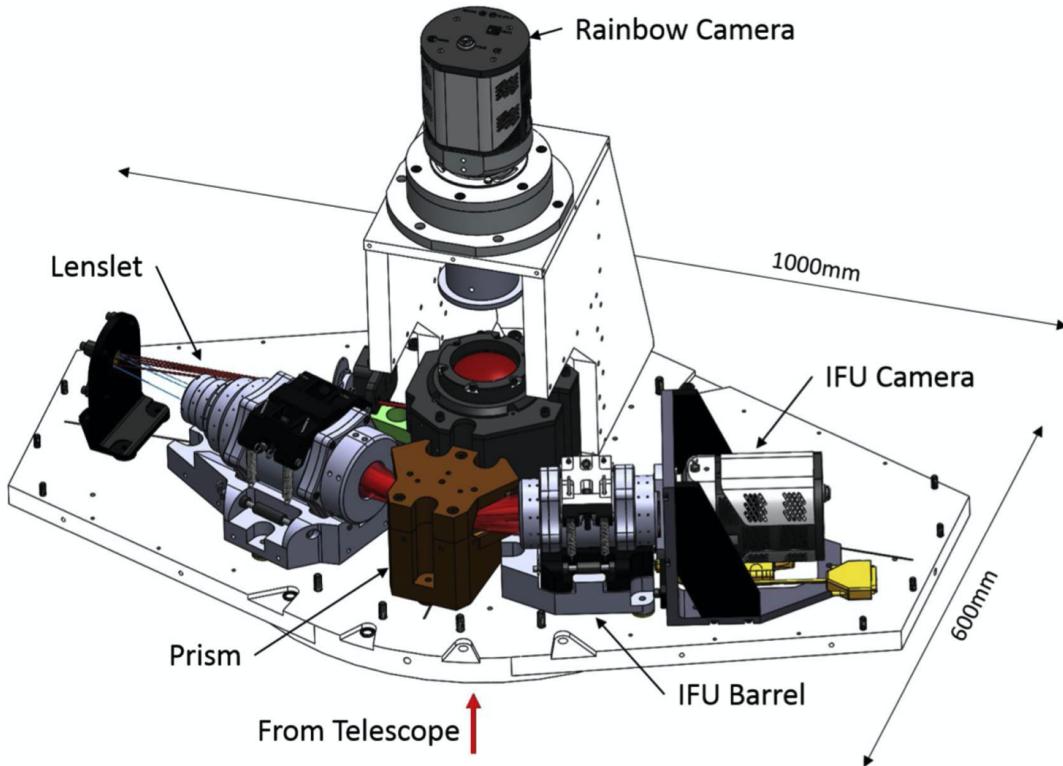


FIGURE 4.2 – Vue d’ensemble de la SEDm ([BLAGORODNOVA et al., 2018](#)). La source de lumière du Cassegrain est indiqué par la flèche rouge. L’instrument photométrique, la RC, est situé en haut au centre et récolte directement la lumière. Pour l’IFU, la lumière est redirigée jusqu’à un miroir que l’on peut voir tout à gauche de la représentation. Elle est ensuite réfléchie dans le MLA (Lenslet). La lumière de chaque micro-lentille du MLA passe ensuite dans le prisme (en marron au centre) pour y être dispersée et focalisée par l’optique (IFU Barrel) sur le détecteur (IFU Camera).

une partie qui sera transmise à l’IFU : cela est effectué avec un prisme d’interception centré sur le faisceau incident, qui va rediriger le champ de $28 \times 28''$ vers un miroir. Les images photométriques de la RC ont donc en leur centre un masque qui correspond au champ de vue de l’IFU. Ainsi pour faire l’acquisition d’une cible avec l’IFU, il faut d’abord effectuer une acquisition avec la RC sur laquelle un ajustement d’astrométrie est appliqué. Cette étape fournit une information précise sur le pointage du télescope, et permet donc d’appliquer le décalage nécessaire pour positionner la cible au centre du champ de vue de l’IFU.

La Table 4.1 présente quelques caractéristiques de la RC et de l’IFU ([BLAGORODNOVA et al., 2018](#)).

4.2 Extraction des spectres du CCD et création des cubes de données

Dans cette section nous allons détailler la procédure et le pipeline associé permettant de reconstruire les cubes de données à partir des images brutes 2D obtenues sur le CCD

TABLE 4.1 – Spécification de la *Rainbow Camera* et de l'IFU de la SEDm ([BLAGO-RODNOVA et al., 2018](#)).

RC		IFU	
Caractéristique	Description	Caractéristique	Description
FOV (par filtre)	$6' \times 6'$	FOV	$28'' \times 28''$
Taille d'un pixel	$0''.394$	Taille d'un pixel	$0''.125$
$\lambda_{eff}(u')$, $\Delta\lambda(u')$	355 nm, 67 nm	Taille du MLA (spaxels)	45×52
$\lambda_{eff}(g')$, $\Delta\lambda(g')$	477 nm, 148 nm	Diamètre d'une micro-lentille	$0''.75$
$\lambda_{eff}(r')$, $\Delta\lambda(r')$	623 nm, 134 nm	Résolution	~ 100
$\lambda_{eff}(i')$, $\Delta\lambda(i')$	762 nm, 170 nm	Dispersion	17.4-35Å/pix

de l'IFU. Ce passage 2D → 3D nécessite d'identifier 3 éléments :

- ◊ la localisation de la lumière des spaxels sur le CCD : la trace spectrale ;
- ◊ la correspondance entre la localisation de la trace sur le CCD et la position du spaxel dans le plan focal ;
- ◊ la cartographie de la dispersion spectrale qui permet de convertir chaque pixel du CCD en longueur d'onde (et vice versa).

Ces trois étapes de calibration sont effectuées durant l'après-midi afin d'optimiser le temps d'observation. Durant les acquisitions scientifiques, certaines corrections que nous aborderons plus loin sont effectuées en temps réel.

Toute cette démarche a été implémentée dans le pipeline public [PYSEDM](#)¹, présenté par [RIGAULT et al. \(2019\)](#) et la suite de cette section résumera une grande partie de cette publication.

4.2.1 Identification des traces

Commençons par l'identification des traces sur le CCD. Pour cette étape on effectue une exposition du dome qui sera l'équivalent d'un flat 3D pour la calibration de l'IFU (les dark et les bias sont directement corrigés sur les images du CCD).

Rappel des images de calibrations.

- **Le flat** correspond à une acquisition d'une lumière uniforme, ce qui permet de mesurer la réponse relative de chaque pixel d'un détecteur. En divisant les images de science par ce flat, on uniformise alors la réponse de chaque pixel, ce qui permet de corriger d'éventuels effets de vignétage (habituellement dominant sur les bords du détecteur). Pour le mesurer, il faut illuminer le détecteur avec une lumière uniforme.

1. <https://github.com/MickaelRigault/pysedm>

- **Le dark** lui permet de corriger le signal dû aux longues expositions. Une caméra CCD (ou un capteur CMOS comme dans les Reflex) génère un signal thermique, dont l'intensité dépend de la température, du temps de pose. Pour retirer ce signal parasite, on soustrait le dark aux images de science. On crée les dark dans les mêmes conditions que les observations (temps d'exposition, température, etc). Ces images sont prises dans le noir, avec un couvercle devant l'objectif ou un obturateur devant la caméra par exemple.
- **Le bias** va quant à lui corriger le niveau de base (piédestal) inhérent à la caméra. Tout comme le dark, il se soustrait aux images de science. Ces images se font dans le noir, avec un temps d'exposition nul.
- **Le dark-flat** est comme le dark, mais pour les images flat.

Pour chaque type d'image, on procède à l'acquisition d'un certain nombre que l'on combine pour former les Master images (Master bias, Master dark etc).

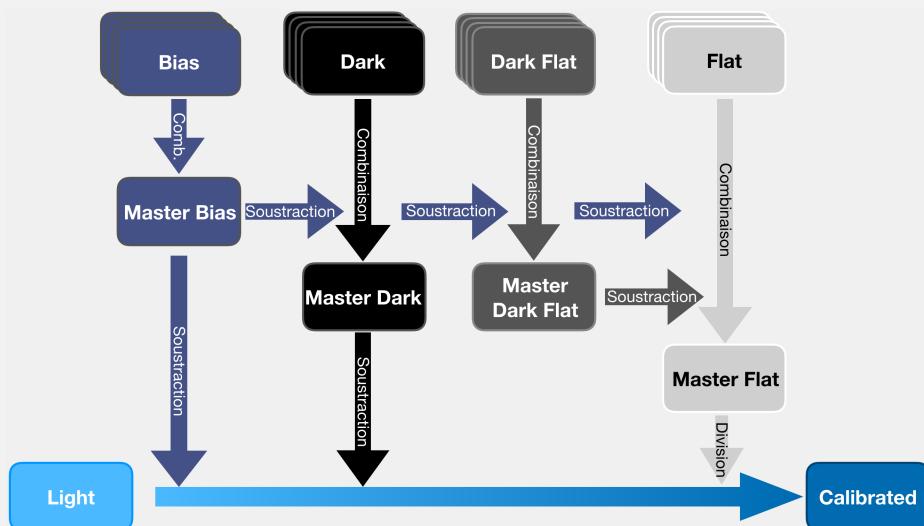


FIGURE 4.3 – Schéma d'application d'images de calibration Bias, Dark et Flat.

Une exposition CCD du dome est représentée dans la Figure 4.4a. L'isolation de la lumière dispersée par chaque spaxel se fait en définissant une ellipse via la méthode EXTRACT de SEP¹ (BARBARY, 2016), qui est une implémentation python de SExtractor (BERTIN et ARNOOTS, 1996). La trace des spaxels est ensuite isolée en considérant un rectangle à partir des informations de l'ellipse, de sorte que 95.5% de la lumière soit inclue. L'intervalle de longueur d'onde ainsi isolé va de 3500 à 9500 Å, respectivement de droite vers la gauche. Un masque 2D pondéré est ensuite créé prenant en compte la fraction de l'aire de chaque pixel présent dans le contour défini de la trace. Un spectre pour chaque spaxel est ainsi extrait en unité de coup par pixel. L'extraction se fait par sommation du produit « image CCD × masque » le long de l'axe vertical.

4.2.2 Solution en longueur d'onde

On passe maintenant à l'étape qui va permettre d'associer pour chaque pixel une longueur d'onde, et ce pour chaque spaxel indépendamment. Pour cette calibration, on

1. <http://github.com/kbarbary/sep>

utilise 3 lampes à arc qui émettent de fortes raies d'émissions à des longueurs d'onde connues :

Hg une lampe à mercure, avec 4 raies d'émission ;

Cd une lampe à cadmium, avec 4 raies d'émission ;

Xe une lampe à xenon, avec 6 raies d'émission.

La procédure est la suivante (et illustré dans la Figure 4.4b) :

- (a) Exposition du CCD pour chaque lampe à arc.
- (b) Extraction du spectre de chaque spaxel (en unité de pixel) pour chaque exposition.
- (c) Ajustement indépendant pour chaque spaxel et pour chaque lampe. Pour cela un continuum polynomial de 3^e ordre est utilisé associé à une combinaison de Gaussiennes (autant qu'il y a de raies d'émission).
- (d) Ajustement conjoint des 14 positions des raies d'émission en fonction de leur longueur d'onde attendue. Un polynôme de degré 5 est utilisé pour cette étape.

La précision atteinte pour la solution en longueur d'onde est de l'ordre de 3Å au centre de l'IFU, mais peut monter à $\sim 10\text{\AA}$ sur les bords.

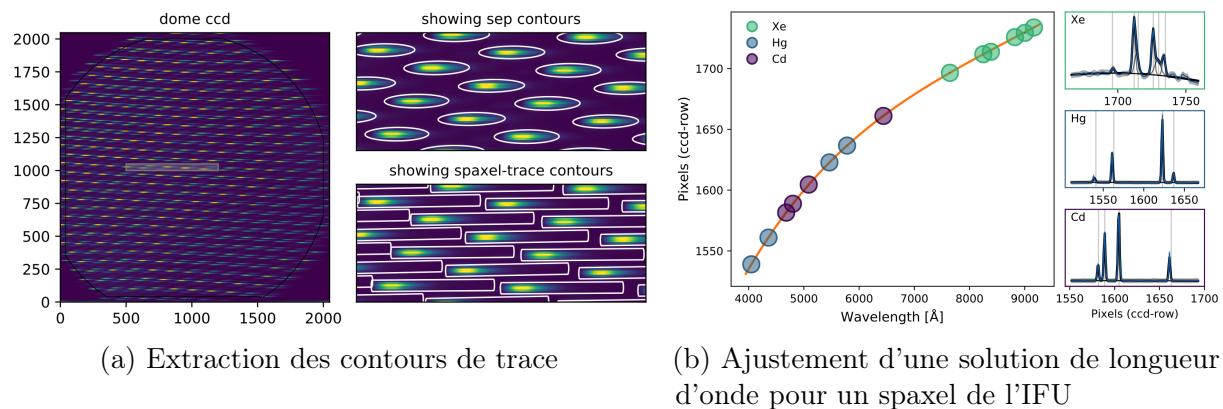


FIGURE 4.4 – Extraction de traces (*à gauche*) et ajustement de solution en longueur d'onde (*à droite*) pour la SEDm. Figures de [RIGAULT et al. \(2019\)](#).

4.2.3 Identification spatiale

La dernière étape avant la construction du cube est l'identification spatiale, afin de récupérer la structure hexagonale du réseau de micro lentilles. Cette procédure est purement géométrique et est détaillée en 8 étapes dans la section 2.1.3 de [RIGAULT et al. \(2019\)](#). Le résultat final est une grille hexagonale, avec pour chaque hexagone un identifiant associé au spaxel correspondant ainsi que les coordonnées de chacun de ses sommets. Combinés aux spectres extraits de chaque spaxel, cela permet de cartographier la position de chaque spaxel, et ainsi reconstruire le cube.

4.2.4 Construction du cube 3D

Vient enfin la reconstruction d'un cube après une acquisition scientifique. Comme expliqué au début de ce chapitre, toutes les observations d'une nuit sont calibrées à partir des informations de calibration faites durant l'après-midi (bias, dark, flat, solution en longueur d'onde, localisation de trace, etc). Cependant certains de ces paramètres peuvent varier au cours de la nuit, c'est pourquoi 2 étapes de corrections sont appliquées à chaque nouvelle exposition : une pour la localisation des traces, l'autre pour la solution en longueur d'onde. Voici les étapes principales de reconstruction d'un cube 3D à partir d'une image 2D du CCD (on ne détaillera pas ici chacune des étapes mais nous invitons le lecteur à consulter [RIGAULT et al. \(2019\)](#) pour plus d'informations techniques) :

- (a) optimisation de la localisation des traces en effectuant une correction verticale de l'ensemble du réseau ;
- (b) soustraction du background du CCD, construit à partir des pixels qui sont en dehors des traces ;
- (c) extraction des spectres en unité de coups par pixel, projection dans l'espace des longueur d'onde grâce à la solution en longueur d'onde, puis création du cube grâce à l'identification spatiale des spaxels ;
- (d) estimation de la déviation en longueur d'onde en mesurant les raies telluriques et du ciel (connues). Cette correction $\Delta\lambda$ est ensuite convertie en une correction horizontale Δi de pixel ;
- (e) répétition de l'étape (c) en corrigeant de la déviation Δi mesurée dans (d) lors du passage de l'espace des pixels vers l'espace des longueurs d'onde ;
- (f) application du cube Flat (exposition du dome) pour corriger la réponse relative des spaxels.

4.3 Méthode actuelle d'extraction de source ponctuelle

4.3.1 Localisation de la cible

Avant d'extraire la source ponctuelle ciblée par l'IFU, encore faut-il pouvoir la localiser dans le MLA.

Le faible champ de vue de l'IFU de la SEDm ne permet habituellement pas d'observer simultanément de nombreuses sources. En générale, seule la cible et sa galaxie hôte sont visibles dans la MLA, ce qui ne permet pas d'en déterminer la solution astrométrique.

Une première option triviale est de la localiser manuellement. Mais l'automatisation de cette étape est bien entendue privilégiée. Dans le cas de l'observation d'une étoile standard isolée (pour la calibration photométrique), il est suffisant d'estimer sa position à partir des spaxels les plus brillants (ou la médiane de la position de N spaxels pour éviter un point aberrant comme un rayon cosmique).

Mais dans le cas de l'observation d'un évènement transitoire, c'est un peu plus subtil. Cet objet peut en effet être accompagnée de sa galaxie hôte dans le champ de vue, et la méthode des spaxels brillants ne fonctionne en générale plus.

Nous avons mentionné dans la section 4.1.2 que la SEDm était, en plus de l'IFU, équipée d'une Rainbow Camera, un canal photométrique avec un champ de vue bien plus important de $13' \times 13'$. Le prisme d'interception pour l'IFU étant fixé, il est possible de déterminer une solution WCS (World Coordinate System) à partir des images de guidage, et de les projeter dans le MLA à une longueur d'onde de référence arbitraire. La solution WCS permet ainsi de passer de l'espace des pixels/spaxels à l'espace des coordonnées célestes *et vice versa*. Connaissant la position céleste de la cible (par détection photométrique avec la caméra ZTF), on peut ainsi déterminer sa position dans le MLA. Cette méthode est précise à environ $1 - 2''$ près ([RIGAULT et al., 2019](#)).

4.3.2 Extraction de la source ponctuelle

Une fois la position de la cible connue, on peut à présent en extraire le spectre du cube de données. La première étape est de modéliser la source ponctuelle, qui est entièrement définie à chaque longueur d'onde par sa position, sa fonction d'étalement de point (PSF), et son amplitude. Il faut à cela rajouter une composante de fond qui doit modéliser le fond de ciel (constante), mais également la galaxie hôte, une éventuelle composante structurée de lumière et diffusée dans l'instrument.

Le processus d'extraction est la scission du cube 3D en $N \times 2D$ meta-tranches indépendantes (1 meta-tranche étant un empilement de n tranches monochromatiques pour un meilleur rapport signal/bruit), l'extraction de la source ponctuelle dans chacune d'elles, et enfin l'extrapolation à tout le cube en modélisant la chromaticité. Dans un premier temps le pipeline `PYSEDM` considère un disque de rayon 10 spaxels autour de la position de la cible estimée avec les images de guidage (section 4.3.1). Cette position est une condition initiale, et permet de se limiter à un sous-cube (un cylindre de rayon 10 spaxels).

Raisonnons en 2D. Dans chaque meta-tranche nous avons à déterminer :

- **Le fond**, structuré à cause de la présence potentielle de la galaxie hôte dans le champ de vue, est modélisé par un plan incliné et a ainsi 3 paramètres libres (b_0, b_x, b_y) ;
- **L'amplitude** de la source ponctuelle, 1 paramètre libre ;
- **La position** (x, y) de la source ponctuelle, 2 paramètres libres ;
- **La PSF** de la source ponctuelle, modélisée par une combinaison linéaire Gaussienne + Moffat ([BUTON, 2009; BUTON et al., 2013](#)). Ce modèle est paramétré avec 3 paramètres libres dans [RIGAULT et al. \(2019\)](#) : le rayon de la Moffat, celui de la Gaussienne et le poids entre les deux distributions. Il faut également rajouter 2 paramètres libres d'ellipticité (un pour l'angle, l'autre pour l'excentricité).

Tous ces paramètres sont ajustés pour chaque meta-tranches prises indépendamment les unes des autres.

Le jeu de paramètres ainsi obtenu est utilisé pour déterminer la chromaticité de la position et de la PSF. L'amplitude et le fond sont des paramètres de nuisance à ce stade. Dans `PYSEDM`, la chromaticité de l'ellipticité, du rayon de la Moffat et du poids entre la Gaussienne et la Moffat sont modélisés par une constante. La chromaticité du rayon de la Gaussienne est modélisé par une loi de puissance. Quant à la position, sa chromaticité est due à la réfraction de la lumière par l'atmosphère. C'est ce qu'on appelle l'ADR (*Atmospheric Differential Refraction*). Nous détaillerons en détail cet effet et sa

modélisation dans la Partie II de ce manuscrit (Section 7.3.2). Ainsi, les paramètres des modèles de chromaticités sont à leur tour ajustés à partir du jeu de paramètres obtenu avec les $N \times 2D$ meta-tranches.

Une fois cela effectué, la PSF et la position de la cible sont fixées pour chaque longueur d'onde, et un dernier fit linéaire sur l'ensemble du cube est effectué pour les paramètres du fond et de l'amplitude de la PSF. L'extraction de cette amplitude à chaque longueur d'onde du cube de données fournit ainsi le spectre de la source ponctuelle.

4.3.3 Calibration en flux

Le spectre extrait dans la section 4.3.2 étant en unité de pseudo-ADU (*Analog to Digital Units*), il faut à présent procéder à sa calibration afin de pouvoir l'exprimer en unité de flux physique.

Le spectre d'une source astronomique observée peut être exprimé suivant le formalisme suivant (Buton et al., 2013) :

$$S(\lambda, t, z) = S^*(\lambda, t) \times C_{atm}(\lambda, t, z) \times C_{inst}(\lambda, t) \times T(\lambda, t, z) \quad (4.1)$$

avec $S^*(\lambda, t)$ le spectre intrinsèque de la source en unités physiques ($\text{erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{\AA}^{-1}$), $C_{atm}(\lambda, t, z)$ l'extinction atmosphérique, $C_{inst}(\lambda, t)$ la réponse instrumentale et $T(\lambda, t, z)$ l'absorption tellurique qui dépend de la masse d'air z le long de la ligne de visée. L'extinction atmosphérique utilisée pour le Mont Palomar est celle de (Hayes et Latham, 1975), et est appliquée lors de la création des cubes SEDm. Le spectre extrait en pseudo-ADU est donc déjà corrigé de cette composante, et la calibration revient finalement à déterminer $C_{inst}(\lambda, t)$ et $T(\lambda, t, z)$ pour isoler S^* .

Le formalisme de calibration de notre spectre s'écrit :

$$\tilde{S}(\lambda, t, z) = \frac{S(\lambda, t, z)}{C_{atm}(\lambda, t, z)} = S^*(\lambda, t) \times C_{inst}(\lambda, t) \times T(\lambda, t, z)$$

Les spectres telluriques utilisés sont ceux du Kitt Peak National Observatory ¹ (Hinkle et al., 2003), scindés en deux catégories de longueur d'onde : l' O_2 et l' H_2O . L'absorption tellurique, dépendant de la masse d'air, est exprimée suivant :

$$T(z) = T_{\text{O}_2} \times (c_{\text{O}_2} + z^{\rho_{\text{O}_2}}) + T_{\text{H}_2\text{O}} \times (c_{\text{H}_2\text{O}} + z^{\rho_{\text{H}_2\text{O}}}) \quad (4.2)$$

Où les amplitudes relatives c_i et les dépendances en masse d'air ρ_i sont des paramètres libres. Quant à la réponse instrumentale C_{inst} , elle est modélisée par un polynôme de Legendre d'ordre 20.

La détermination des composantes C_{inst} et T se fait selon les étapes suivantes :

- on observe des étoiles standard du catalogue Calspec (Bohlin et al., 2014) avec la SEDm ;
- on en extrait le spectre en pseudo-ADU avec la méthode d'extraction de source ponctuelle (Section 4.3.2) ;

¹. <http://www.noao.edu/kpno/>

- (c) on récupère dans les archives calspec¹ le spectre spectrophotométrique correspondant à l'étoile standard observée ;
- (d) les composantes de réponse instrumentale \mathcal{C}_{inst} et d'absorption telluriques \mathcal{T} sont ajustés simultanément en minimisant la quantité $(\tilde{S}/S_{calspec}) - (\mathcal{C}_{inst} \times \mathcal{T})$.

Au moins une étoile standard est observée chaque nuit avec la SEDm. La calibration d'une observation scientifique se fait en considérant la masse d'air associée (l'absorption tellurique en étant dépendant). On obtient alors le spectre calibré simplement en effectuant l'opération :

$$S^*(\lambda, t, z) = \frac{\tilde{S}(\lambda, t)}{\mathcal{C}_{inst}(\lambda, t) \times \mathcal{T}(\lambda, t, z)}$$

La précision de la calibration en flux des spectres de science acquis avec la SEDm en utilisant le pipeline **PYSEDM** est de l'ordre de quelques pourcents (RIGAULT et al., 2019).

4.4 Classification spectrale

Rappelons que le rôle premier de la SEDm au sein de la collaboration ZTF est la classification des événements transitoires.

Les deux classificateurs spectraux principaux existants sont **SUPERFIT** (HOWELL et al., 2005) et **SNID** (BLONDIN et TONRY, 2007). **SUPERFIT** est un software écrit en IDL utilisant une méthode de minimisation de χ^2 , et **SNID** est quant à lui écrit en **FORTRAN** et utilise l'algorithme de corrélation croisée de TONRY et DAVIS (1979). Nous pouvons également mentionner le plus récent classifieur de supernovae **DASH** (MUTHUKRISHNA et al., 2019), utilisant une approche de *deep learning*.

Dans le pipeline de réduction de données de la SEDm, c'est le classifieur **SNID** qui est utilisé. Ce dernier est disponible publiquement² et régulièrement mis à jour. Pour effectuer l'analyse des corrélations entre le spectre d'entrée et la base de données, un pré-traitement est effectué (section 2.3 de BLONDIN et TONRY, 2007). Celui ci consiste en (1) rééchantillonner le spectre d'entrée en coordonnées $\ln(\lambda)$, (2) diviser par le continuum du spectre estimé à partir d'une spline d'ordre 13 et enfin (3) appliquer un filtre passe-bande pour lisser le spectre.

La fiabilité de la classification est quantifiée par 2 paramètres : le ratio “hauteur-bruit” r qui quantifie l'importance du pic de la fonction de correlation normalisée, et le paramètre de superposition des spectres (lap), qui est par définition compris entre $0 < lap < \ln(\lambda_1/\lambda_2)$ (où λ_1 et λ_2 sont les extrêmes de l'intervalle de longueur d'onde communs entre le spectre d'entrée et les spectres de la base de données).

Associés, ces deux paramètres forment un paramètre de qualité, le $rlap = r \times lap$. Dans la section 6.1 de BLONDIN et TONRY (2007), il est montré qu'avec un $rlap \gtrsim 5$ la confusion entre une SNIa et un autre type est quasi non-existent ($\lesssim 2\%$) sans aucune contrainte sur le redshift ou la phase de la supernova.

De ce fait, **PYSEDM** rapporte tout spectre classifié quelque soit le type lorsque le paramètre de qualité $rlap > 5$. Nous présentons dans la Figure 4.5 un exemple d'extraction de source ponctuelle avec **PYSEDM** et sa classification avec **SNID**.

1. https://archive.stsci.edu/hlsp/reference-atlases/cdbs/current_calspec/

2. <https://people.lam.fr/blondin.stephane/software/snid/>

La base de modèles utilisée comme référence pour la classification est une combinaison de plusieurs set de données :

- le set d’entraînement utilisé par DASH ([MUTHUKRISHNA et al., 2019](#)) : celui-ci est composé du TEMPLATE-2.0 de SNID, de SNIb/c de [LIU et MODJAZ \(2014\)](#), [MODJAZ et al. \(2016\)](#) et [LIU et al. \(2016\)](#), ainsi que des spectres du programme SN Ia 7.0 de Berkeley ([SILVERMAN et al., 2012](#)) ;
- les spectres SNIIP de [GUTIÉRREZ et al. \(2017\)](#) ;
- les spectres SLSN-Ic de [LIU et al. \(2017\)](#) ;
- plusieurs SLSN-I, SLSN-IIIn et TDE ajoutés par J. D. Neill.

La base de données finale utilisée pour SNID contient 3288 spectres de 312 SNe Ia, 1055 spectres de 80 SNe Ib/c, 620 spectres de 33 SNe II, 207 spectres de 35 SLSNe, 29 spectres de 7 TDE, 15 spectres de 3 LBVs, 11 spectres de 11 galaxies, 11 spectres de M-stars, et 1 spectre de 1 AGN.

4.5 Amélioration de l’extraction

Il est indéniable que le pipeline `PYSEDM` est d’une grande efficacité en ce qui concerne la réduction de données et l’extraction de sources ponctuelles.

La méthode d’extraction utilisée n’est cependant possible que lorsque la source ponctuelle est relativement isolée de sa galaxie hôte dans le champ de vue de l’IFU. Dans le cas contraire, nous entrons dans un régime de contamination qui nuit à la qualité de l’extraction, et a fortiori peut empêcher la classification spectrale de la supernova. Sachant que la FWHM d’une source ponctuelle est de l’ordre de 1''.7 pour la SEDm ([BLAGORODNOVA et al., 2018](#)), il est raisonnable de considérer une contamination croissante par la galaxie hôte lorsque la séparation angulaire passe en deçà des 3'', jusqu’à être presque confondu dans le coeur de la galaxie hôte en deçà de 1''.5 (n’oublions pas que le coeur de la galaxie est également étendu). Hors nous pouvons voir dans la Figure 4.6 ([FREMLING et al., 2020](#)), que près de 50% des SNeIa sont à une distance angulaire inférieure à 3'', et 35% pour les supernovae à effondrement de coeur. Cette fraction passe à 45% et 25% en deçà de 2'' pour les SNeIa et CC SNe respectivement, et environ 20% et 10% en deçà de 1''.

Dans le cadre d’une observation où la source ponctuelle est faiblement contaminée par son hôte, une sensible amélioration de la méthode d’extraction a été apporté par [KIM et al. \(2022\)](#) avec ses modules `BYECR` et `CONTSEP` :

- `BYECR` a pour rôle de retirer les rayons cosmiques après construction des cubes de données. Ce module va normaliser le flux de chaque voxel en le divisant par le flux moyen dans un interval de $[-10, 10]$ tranches spectrales. Une comparaison est ensuite effectuée entre le flux du voxel considéré et celui de ses 6 (structure hexagonale) voisins. Un écart supérieur à 5σ est considéré comme une présence d’un rayon cosmique, et le voxel en question est ainsi masqué lors de l’extraction spectrale de la source ponctuelle.

- CONSTEP Le but ici est de tenter d'ignorer automatiquement les spaxels où le flux est dominé par celui de la galaxie hôte. L'idée est de trouver le contour d'isomagnitude le moins brillant qui sépare la galaxie de la source ponctuelle. [KIM et al. \(2022\)](#) (Section 2.2 et Figure 2) utilise les images dans la bande r du relevé PANSTARRS ([CHAMBERS et al., 2016a](#)), dans lesquelles une source ponctuelle fictive est insérée à la position céleste de détection. En récupérant les contours d'isomagnitude, CONSTEP ne sélectionne “que” les spaxels de la source ponctuelle lors de son extraction en évitant ceux dominés par la galaxie hôte.

Seul **CONTSEP** est d'intérêt pour le problème de contamination par la galaxie hôte. Seulement, celui ci n'apporte qu'une augmentation de l'ordre de 0.5% du nombre de spectres classifiés (Table 2 de [KIM et al. \(2022\)](#)), aucun changement notable dans la distribution des $rlap$ obtenus avec **SNID**, et une amélioration globale de la classification de 1.5% en se basant sur celles de l'échantillon BTS (*Bright Transient Survey*) comme référence.

En effet, **CONTSEP** n'apporte (presque) aucun bénéfice dans le cas où l'astrométrie dans le MLA est peu précise et/ou quand la source ponctuelle n'est pas séparée du coeur de la galaxie hôte.

La Figure 4.7 illustre une telle situation, dans un cas extrême où la supernova (ici ZTF19acbjnt) explose quasiment dans la ligne de visée du coeur de la galaxie ($\sim 0''.8$).

Un moyen de lever cette contamination serait d'être en mesure de modéliser la galaxie elle-même, afin de complètement isoler la source ponctuelle dans le cube de données et ainsi procéder à une extraction propre.

L'objectif de cette thèse est donc de développer dans un premier temps une méthode de modélisation hyperspectrale de la galaxie hôte, en se servant de données acquises en amont de l'explosion de la supernova. Puis, plutôt que de simplement soustraire cette modélisation pour isoler la supernova, nous proposons dans ce travail de recherche le développement d'un modéliseur de scène ajustant simultanément toutes les composantes présentes dans le cube de données.

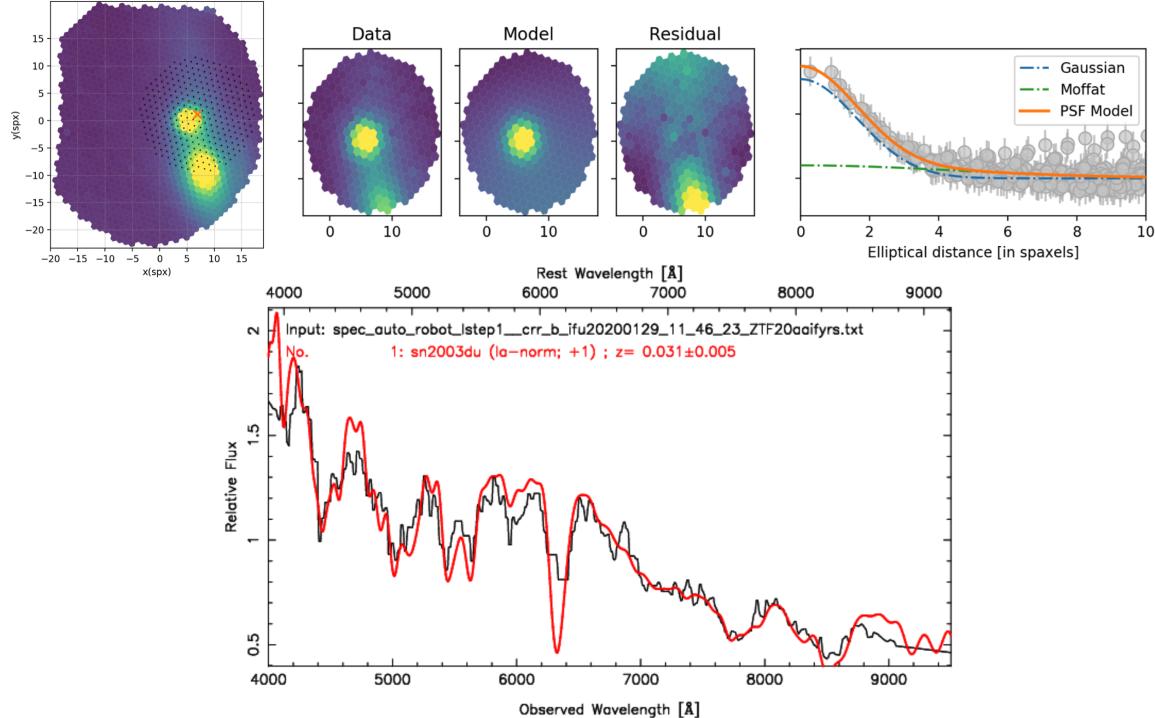


FIGURE 4.5 – Exemple d'extraction de source ponctuelle avec `PYSEDM` : ZTF20aaifyrs. *En haut, de gauche à droite :* (a) Image 2D intégrée du cube 3D extrait suivant les étapes de la section 4.2. La croix orange indique la position estimée de la source ponctuelle à partir des images de guidages de la RC (section 4.3.1). Les marqueurs noirs correspondent aux spaxels considérés pour l'extraction de la source. (b) Meta-tranche intégrée entre $\lambda = [5750 - 6167]\text{\AA}$ centrée sur la position estimée de la source ponctuelle et de rayon 10 spaxels. (c) Modèle ajusté avec la composante de fond et la PSF (section 4.3.2). (d) Résidu données-modèle, le signal résiduel en bas correspond à un bout de la galaxie hôte. (e) Profil radial de la source ponctuelle, exprimé en pseudo-ADU (échelle linéaire) en fonction du rayon elliptique après soustraction du modèle de fond. La courbe bleue représente la composante Gaussienne, la courbe verte la Moffat et la courbe orange le profil modélisé total. Les données sont représentées par les marqueurs gris avec leur barre d'erreur. *En bas :* Spectre extrait en noir, et le meilleur modèle de supernova ajusté par `SNID` en rouge. Ce modèle est celui d'une SNIa proche de son maximum de luminosité (phase $p = +1$ jour). On peut clairement voir ici que la source ponctuelle extraite est une supernova de type Ia.

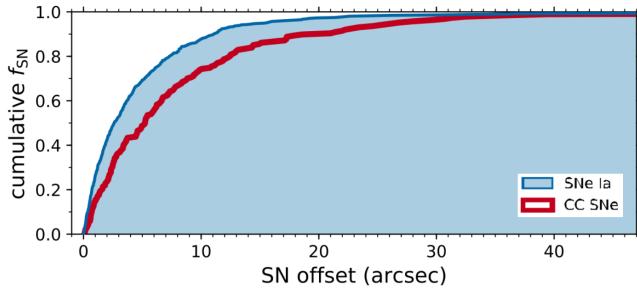


FIGURE 4.6 – Distribution cumulée du décalage angulaire, en secondes d'arc, entre les supernovae de l'échantillon BTS (*Bright Transient Survey*) et leur galaxie hôte. Figure 6 de [FREMLING et al. \(2020\)](#). L'acronyme “CC” fait référence au terme “Core-Collapse”. Les supernovae de type Ia ont un redshift en moyenne plus élevé, ce qui explique cette distribution de plus faible distance angulaire comparée aux autres types.

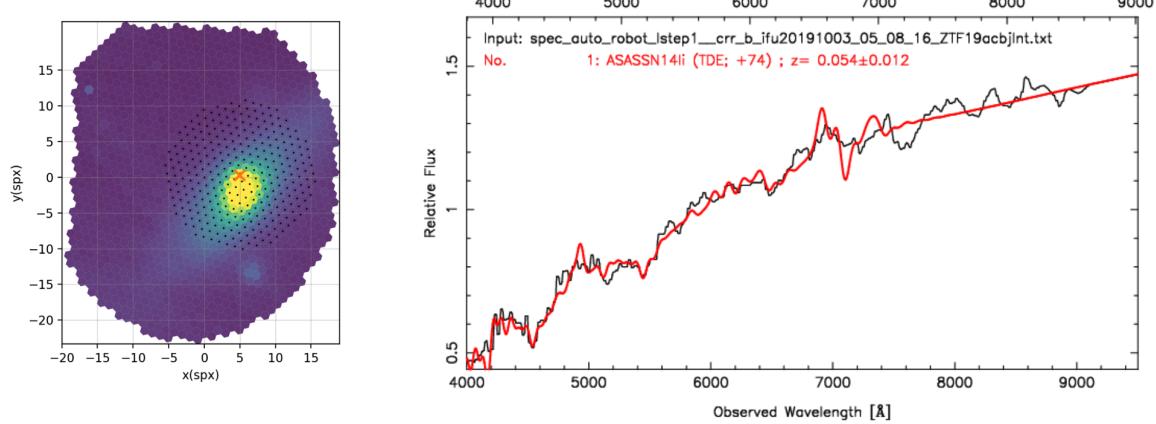


FIGURE 4.7 – Exemple de situation extrême de contamination de supernova par la galaxie hôte : ZTF19acbjnt, située à $\sim 0''.8$ du centre de sa galaxie hôte. À gauche est représenté une image 2D du cube intégrée entre $[5000 - 8000]\text{\AA}$. La croix orange indique la position estimée de la supernova à partir des images de guidage de la RC. Les marqueurs noirs indiquent les spaxels considérés pour l'extraction de source ponctuelle. À droite le spectre extrait en noir et la tentative de classification par SNID. On voit ici clairement que c'est à la fois le coeur de la galaxie et la supernova qui ont été extraits. L'extraction avec `CONTSEP` ne change pas le résultat, le module ne faisant pas de distinction entre la SN et la galaxie.

Deuxième partie

Extraction de spectre de Supernovae

HyperGal : Modéliseur de scène pour l'extraction de sources ponctuelles

Sommaire

5.1	Idée générale	80
5.1.1	Problématique	80
5.1.2	La composante galactique	80
5.2	Ajustement de la distribution spectrale en énergie	81
5.2.1	SED d'une galaxie	81
5.2.2	Ajusteur de SED	82
5.3	Présentation générale du Pipeline	83
5.3.1	Cube intrinsèque	83
5.3.2	Modélisation de scène 2D	84
5.3.3	Modélisation chromatique et projection 3D	85
5.4	Cas pédagogique de présentation	85

La première partie de ce manuscrit était dédiée à la présentation du contexte scientifique dans lequel ce travail de recherche est effectué.

Nous avons dans un premier temps introduit les notions de cosmologies nécessaires pour comprendre l'environnement scientifique de travail, ainsi que la nature et le rôle des supernovae de type Ia en tant que sondes cosmologiques.

Dans un second temps nous avons présenté la collaboration Zwicky Transient Facility, ses différents groupes de recherches et plus particulièrement la place qu'occupe l'étude des SNeIa dans ce relevé astronomique nouvelle génération. Après avoir introduit la nécessité d'une méthode de classification spectroscopique des événements transitoires détectés par la caméra ZTF, nous avons présenté la Spectral Energy Distribution machine, un spectrographe 3D que possède la collaboration et conçu pour la classification.

Le pipeline de réduction de données actuel, `PYSEDM`, permet également une extraction des sources ponctuelles observées par la caméra de l'IFU de la SEDm. La méthode implémentée est toutefois rudimentaire, et ne permet pas de palier aux nombreuses situations de contamination de la source ponctuelle par sa galaxie hôte.

Non seulement cela induit une perte statistique de supernovae classifiables non négligeable, mais de surcroît cela induit un biais environnemental dans l'échantillon des SNeIa de ZTF.

C'est pour répondre à cette problématique que nous introduisons `HYPERGAL`, un modéliseur de scène pour l'extraction de sources ponctuelles.

5.1 Idée générale

5.1.1 Problématique

Le champ de vue de la SEDm étant étroit ($28'' \times 28''$), nous avons en général 3 composantes qui composent la scène, à savoir le fond du ciel, la galaxie hôte et la source ponctuelle.

La difficulté majeure d'une modélisation de scène hyperspectrale (3D) provient de la chromaticité de chacune de ces composantes, et plus particulièrement de la galaxie qui est une source structurée de forme et chromaticité variable.

Une première idée serait d'attendre l'atténuation de l'évènement transitoire, réobserver l'hôte, et projeter cette seconde acquisition dans l'espace de la première observation afin d'isoler la source ponctuelle (BONGARD et al., 2011). Une telle approche est envisageable pour une extraction de quelques cibles, mais en aucun cas à notre époque où les relevés grands champs et à haute cadence deviennent légion et observent des milliers de supernovae par an.

Le but d'**HYPERGAL** est de pouvoir modéliser la scène observée par la SEDm après réduction des données, c'est à dire le cube 3D, directement après l'observation.

Il va donc non seulement falloir trouver un moyen de modéliser chacune des composantes, mais également de les projeter dans l'espace des observations de la SEDm. Cela implique une étude approfondie des caractéristiques de l'instrument mais également de prendre en compte les conditions d'observation comme l'atmosphère le long de la ligne de visée.

5.1.2 La composante galactique

La motivation principale de ce modéliseur de scène est le fait que nous avons des informations sur la galaxie hôte avant l'apparition de l'évènement transitoire. En effet, d'autres relevés astronomiques comme le Sloan Digital Sky Survey (SDSS ; YORK et al. (2000)) ou Panstarrs (CHAMBERS et al., 2016a) ont couvert des portions de ciel communes avec ZTF, et permettent donc de remonter à des informations photométriques de la galaxie encore exempte de la supernova.

Souhaitant une modélisation spectrale de la galaxie, il faut donc un moyen de passer de l'espace photométrique à l'espace hyperspectral, autrement dit estimer la distribution spectrale en énergie (*Spectral Energy Distribution*, SED) de la galaxie.

L'objectif est de pouvoir recréer un cube 3D contenant uniquement la galaxie et de le projeter dans l'espace de la SEDm, en prenant en compte les propriétés de l'instrument et les conditions d'observation. La modélisation doit donc se faire localement pour que chaque spaxel du cube modèle ait son propre spectre associé.

Une approche triviale de ce problème serait de partir d'images de plusieurs bandes photométriques de la galaxie, et interpoler un spectre pour chaque pixel de ces images à l'aide par exemple d'un simple polynôme. Cela permettrait de créer un cube 3D *ad hoc* avec une source spatialement structurée. Mais grâce à l'avènement de nombreux instruments terrestres et spatiaux lancés au cours des dernières décennies, nous avons une certaine connaissance de la composition d'une galaxie, et ainsi des différentes contributions qui forment sa SED.

L'idée est donc d'ajuster la distribution spectrale en énergie avec les données photométriques de la galaxie, afin de construire un cube 3D qui servira de base pour le modéliseur de scène.

5.2 Ajustement de la distribution spectrale en énergie

5.2.1 SED d'une galaxie

La distribution spectrale en énergie est, par définition, l'évolution de l'énergie émise par un objet en fonction de la longueur d'onde, à la différence d'un spectre où on trace le flux ou la densité de flux.

Avant d'utiliser un ajusteur de SED nous allons aborder quelques connaissances physiques existantes du spectre d'une galaxie.

Des rayons γ au domaine radio, la SED d'une galaxie est définie par sa composition en matière baryonique, et de leurs interactions physiques complexes. En mettant de côté la matière sombre qui n'intéragit pas avec le champ électromagnétique, une galaxie est principalement composée d'étoiles de tout âge, de gaz atomiques moléculaires ou ionisés et de poussières. Les étoiles qui composent la galaxies (entre 10^8 et 10^{14}) émettent la lumière qui nous permet de la détecter. Le gaz interstellaire et la poussière vont quant à eux principalement altérer la SED : le gaz en ajoutant des raies d'émission et d'absorption, la poussière en provocant une atténuation par absorption et diffusion des radiations dans l'UV jusqu'au proche infrarouge, puis en ré-émettant cette énergie dans l'infrarouge moyen/lointain.

L'état de ces composantes et leurs interactions nous renseignent sur les propriétés physiques fondamentales de la galaxie : le taux de formation stellaire (SFR) et son histoire (SFH), la masse stellaire, la métallicité, les propriétés d'atténuation, la masse de poussière, les émissions nébulaires ou encore la présence possible d'un noyau actif (AGN).

La SED d'une galaxie contient ainsi l'empreinte de tous ces ingrédients et phénomènes physiques complexes, évoluants au cours du temps et traçant l'histoire de la galaxie. Deux exemples de spectres de galaxies obtenus avec le relevé SDSS dans l'optique sont présentés dans la Figure 5.1.

Modéliser une SED galactique revient donc à comprendre chacune de ces interactions et leur répercussions.

Malgré tout, certaines corrélations entre plusieurs paramètres rendent cette tâche très difficile, comme par exemple la dégénérescence entre l'âge et la métallicité ([WORTHEY, 1994](#)), ou encore l'âge et l'atténuation ([PAPOVICH et al., 2001](#)).

Ces deux dernières décennies ont été extrêmement riches en développement de modèles et observations panchromatiques, permettant une compréhension de plus en plus fine de la formation et l'évolution d'une galaxie.

Ont vu ainsi le jour des modèles de populations stellaires grâce à [FIOC et ROCCA-VOLMERANGE \(1997\)](#), [BRUZUAL et CHARLOT \(2003a\)](#) et [MARASTON \(2005\)](#). D'un autre côté, différentes lois d'atténuation par la poussière ont été développées, comme par [CALZETTI et al. \(1994, 2000\)](#) via l'étude de SED de galaxies proches ayant un fort taux de formation stellaire, ou encore avec une approche plus théorique de modèles de transferts radiatifs ([WITT et GORDON, 2000](#)). Comme mentionné précédemment, la poussière ré-émet dans l'infrarouge et l'étude et la modélisation de ce phénomène est un domaine actif de

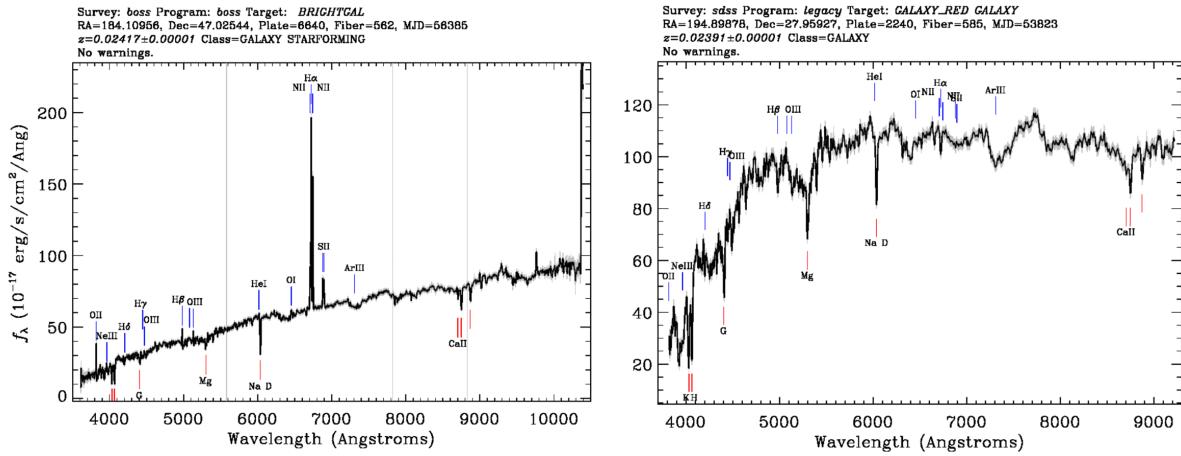


FIGURE 5.1 – Exemple de spectres de galaxies (crédit SDSS). *À gauche*, le spectre d'une galaxie spirale avec présence d'une forte raie d'émission H α . Cela se traduit par une forte présence d'étoiles jeunes (bleues) et de gaz qui favorise la formation stellaire. *À droite*, le spectre d'une galaxie elliptique. On peut remarquer d'une part l'abscence de raie d'émission H α , d'autre part une forte perte en flux vers 4000Å. Cela trahit la très faible présence d'étoiles jeunes (bleues) dans la galaxie et un faible taux de formation stellaire.

recherche ([CHARY et ELBAZ, 2001](#); [DRAINE et LI, 2007](#); [CASEY, 2012](#); [DALE et al., 2014](#); [LEJA et al., 2017](#)).

La manipulation de modèles pour chaque processus physique en oeuvre dans une galaxie a permis l'émergence de nombreuses méthodes pour ajuster une SED. Ces nouvelles techniques permettent ainsi d'inférer les propriétés intrinsèques des galaxies observées (locales, globales ou les deux), de pouvoir interpoler un spectre à partir d'informations photométriques ou encore d'en estimer le redshift.

5.2.2 Ajusteur de SED

L'ajustement d'une distribution énergétique spectrale d'une galaxie est la méthode première permettant d'inférer ses propriétés physiques intrinsèques à partir d'observations photométriques. Ces propriétés peuvent ensuite être confrontés aux prédictions provenant de théories d'évolution et formations de galaxies. De ce fait, l'utilisation d'un SED Fitter est une pratique très fréquente lorsqu'il s'agit de tester des hypothèses en astronomie extragalactique ([TINSLEY, 1980](#); [WALCHER et al., 2011](#); [CONROY, 2013](#); [CHEVALLARD et CHARLOT, 2016](#); [BRIDAY et al., 2022](#)).

Trois composantes sont nécessaires pour procéder à un ajustement de SED : un modèle physique qui décrit les différentes contributions qui la composent, des données d'observations de la galaxie (photométriques et/ou spectroscopiques) et l'ajusteur lui-même qui va inférer la combinaison adéquate entre les modèles physiques et les observations.

De nombreuses techniques de SED Fitting ont été développées, certaines basées sur la simple optimisation de vraisemblance, parfois appelée code d'inversion, comme dans

ULYSS¹ (KOLEVA et al., 2009), FIREFLY² (WILKINSON et al., 2017) ou LEPHARE³ (ARNOUTS et ILBERT, 2011) plus axé sur la détermination de redshift photométrique.

Cette technique est très populaire de par sa rapidité de calcul et une certaine simplicité à mettre en place. Néanmoins ces avantages sont bridés par certaines limites. Par exemple un léger changement dans les données d'entrées (comme un bruit dans une image photométrique de galaxie) peut conduire à de grands écarts dans les paramètres inférés (OCVIRK et al., 2006). Par ailleurs, une méthode de maximum de vraisemblance peut être difficile à adapter à des modèles hautement non-linéaires comme l'émission par la poussière.

Dans l'optique de résoudre ces problèmes, des techniques d'inférence bayésienne ont à leur tour été développées. Avec cette méthode, des grilles de paramètres sont pré-calculées puis comparées aux observations. Le calcul de vraisemblance est alors très rapidement déterminé, malgré le fait que le nombre de modèle à calculer au préalable croît exponentiellement à mesure que l'on rajoute des paramètres. Parmi les codes développés à partir de cette méthode, on peut citer KAUFFMANN et al. (2003), SALIM et al. (2007), le framework CIGALE⁴ (BURGARELLA et al., 2005; NOLL et al., 2009; BOQUIEN et al., 2019) ou encore MAGPHYS⁵ (DA CUNHA et al., 2008).

Cette approche, de par son succès, a rapidement été adoptée, et étendu à un couplage avec des algorithmes de Monte-Carlo par chaînes de Markov (MCMC) pour plus efficacement explorer l'espace des posterior. Cette extension, initiée par ACQUAVIVA et al. (2011) avec GALMC (retiré du domaine public par faut de maintenance), puis rapidement suivi de codes plus récents tels que BEAGLE⁶ (CHEVALLARD et CHARLOT, 2016), BAGPIPES⁷ (CARNALL et al., 2018, 2019) ou encore plus récemment PROSPECTOR⁸ (JOHNSON et al., 2021) et PIXEDFIT⁹ (ABDURROUF et al., 2021).

Nous terminerons la présentation des SED Fitters en mentionnant le site sedfitting.org, maintenu par Tamas Budavari, Daniel Dale, Brent Groves et Jakob Walcher qui regroupe la grande majorité des codes et bases de modèles disponibles publiquement.

5.3 Présentation générale du Pipeline

Nous allons à présent introduire le modéliseur de scène HYPERGAL. Les étapes principales de ce pipeline sont présentées dans la Figure 5.2, et traceront l'organisation de cette Partie du manuscrit.

5.3.1 Cube intrinsèque

Comme abordé dans la section 5.1, le cœur d'HYPERGAL repose sur la conception d'un cube 3D contenant la galaxie hôte isolée de sa supernova : c'est la modélisation hyperspectrale de la galaxie. Le but n'est pas de remonter aux propriétés intrinsèques de

-
1. <http://ulyss.univ-lyon1.fr>
 2. <http://www.icg.port.ac.uk/firefly/>
 3. <https://www.cfht.hawaii.edu/~arnouts/LEPHARE/lephare.html>
 4. <https://cigale.lam.fr>
 5. <http://www.iap.fr/magphys/>
 6. <http://www.jacopochevallard.org/beagle/>
 7. <https://github.com/ACCarnall/bagpipes>
 8. <https://github.com/bd-j/prospector>
 9. <https://github.com/aabdurrouf/piXedfit>

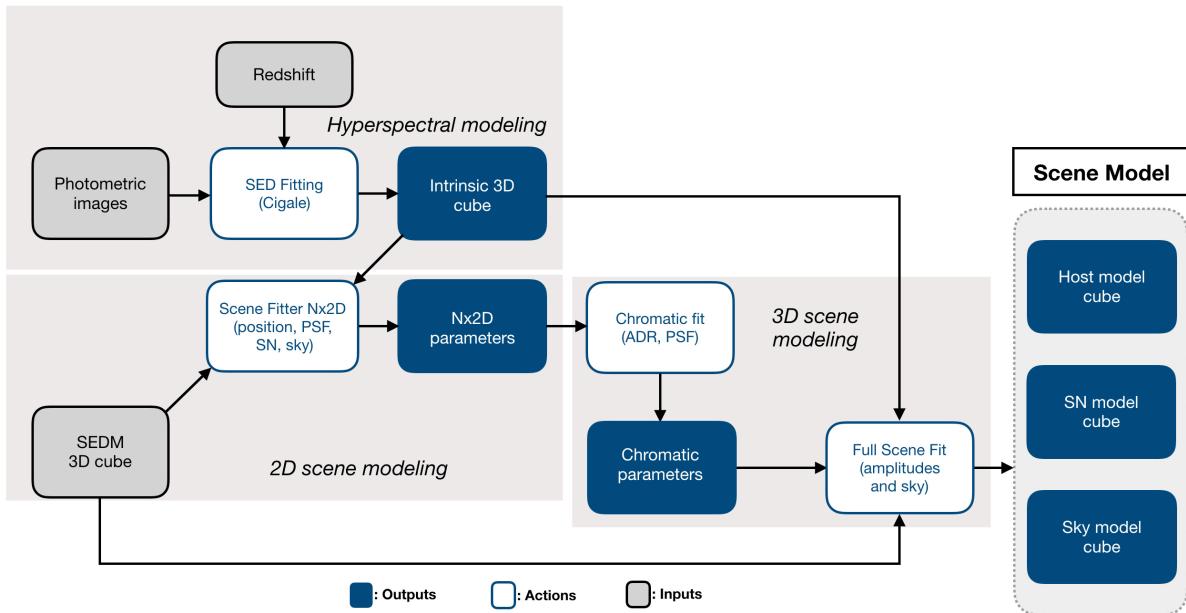


FIGURE 5.2 – Présentation du pipeline HYPERGAL.

la galaxie, mais de simplement être en mesure d'interpoler un spectre cohérent à l'échelle locale.

Cette étape, entièrement indépendante des observations de la SEDm, va nécessiter l'utilisation d'un SED Fitter, que nous avons introduit dans la section 5.2. Dans un premier temps, nous allons récupérer des images de différentes bandes photométriques de la galaxie hôte de la supernova détectée par ZTF. On procèdera ensuite à un fitting de SEDs de portions locales de la galaxie, ce qui permettra d'obtenir une multitude de spectres propre à chaque région de la galaxie. Avec un échantillonnage spectral adéquat, nous serons ainsi en mesure de reconstruire un cube 3D, dont les deux dimensions spatiales (x, y) seront définis par les images photométriques, et la dimension spectrale par le SED Fitter. Le cube résultant ne contiendra ainsi que la galaxie hôte, et sera appelé dans la suite de ce manuscrit *cube intrinsèque*. Cette étape de modélisation hyperspectrale est détaillée dans le Chapitre 6.

5.3.2 Modélisation de scène 2D

Dans cette seconde étape, les observations de la SEDm deviennent nécessaires : le but ici est de projeter le cube intrinsèque de la galaxie dans l'espace des observations. Pour faire cela, nous allons de façon indépendante caractériser la réponse impulsionale spatiale et spectrale de la SEDm (Chapitre 7).

En utilisant ces informations, nous projetterons dans l'espace de la SEDm le cube intrinsèque préalablement scindé en N méta-tranches (2D). Il faudra pour cela prendre en compte la forme et la taille de l'échantillonnage spatial des deux espaces (source photométrique et MLA de la SEDm) ainsi que la différence de seeing. En plus de la composante galactique, nous caractériserons les composantes de supernova, de fond de ciel et de potentiels artefacts à modéliser pour compléter la scène. La projection de chaque meta-tranche dans l'espace SEDm sera ajustée aux meta-tranches correspondantes de

l'observation, dont la minimisation permettra de récupérer un jeu de $N \times 2D$ paramètres.

5.3.3 Modélisation chromatique et projection 3D

Les $N \times 2D$ paramètres sont ensuite utilisés pour étudier et fixer la chromaticité des composantes de la scène, comme la réponse impulsionale spatiale de la SEDm (fonction d'étalement de point ; PSF) ou la variation de la position des objets dans le MLA due à la réfraction de la lumière par l'atmosphère (ADR). Les modèles de chromaticité sont déterminés *a priori*, et les paramètres de ces modèles sont ajustés à partir des $N \times 2D$ paramètres obtenus de l'étape précédente.

Une fois les chromaticités fixées, l'ensemble des paramètres de projection de chaque tranche du cube intrinsèque dans l'espace SEDm devient connue, et seuls les paramètres d'amplitudes (fond de ciel, supernova...) sont ajustés pour chaque longueur d'onde. Cette étape permet ainsi d'extraire les trois composantes de la scène d'observation de la SEDm, à savoir le fond, la galaxie hôte et la source ponctuelle.

5.4 Cas pédagogique de présentation

Les chapitres suivants de cette partie du manuscrit seront consacrés à la description détaillée des différentes étapes du pipeline. Pour une illustration appropriée, nous utiliserons un cas pédagogique de modélisation de scène où la supernova est suffisamment éloignée de sa galaxie hôte ($\sim 4''$).

La cible choisit est ZTF18accorrf, dont le cube extrait à partir d'une observation de la SEDm est présenté dans la Figure 5.3.

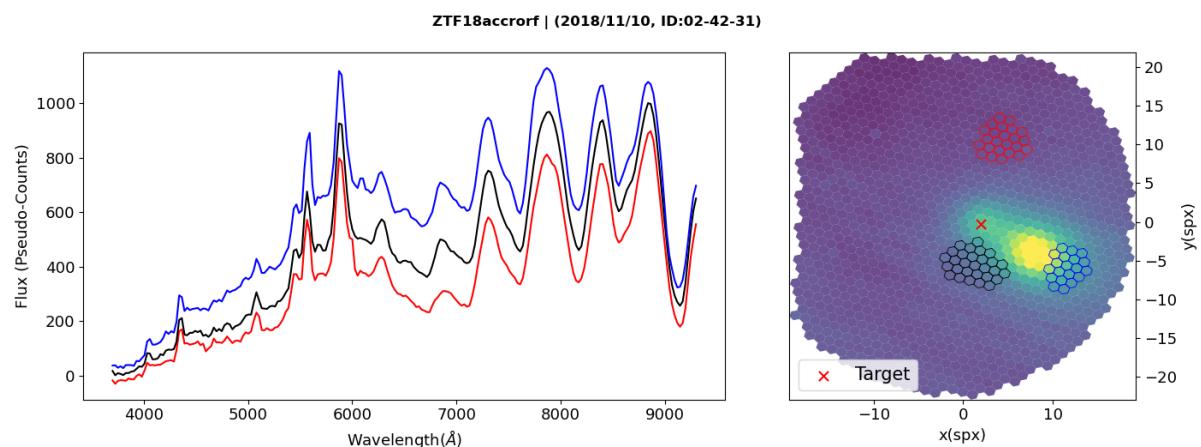


FIGURE 5.3 – Cube 3D d'une observation de ZTF18accorrf avec la SEDm. La figure de gauche montre les spectres en unité de pseudo-ADU, dont le code couleur correspond aux spaxels sélectionnés dans la figure de droite. La forme similaire des trois spectres malgré une localisation différente des spaxels sous-jacents dans le MLA est due à la présence du spectre du ciel sur l'ensemble du champ de vue. La croix rouge indique la position estimée de la supernova à partir des informations de guidage avec la Rainbow Camera. Dans ce cas ci, la supernova est assez aisément distinguable de sa galaxie hôte, avec une séparation angulaire d'environ $4''$ et un redshift de $z = 0.042$.

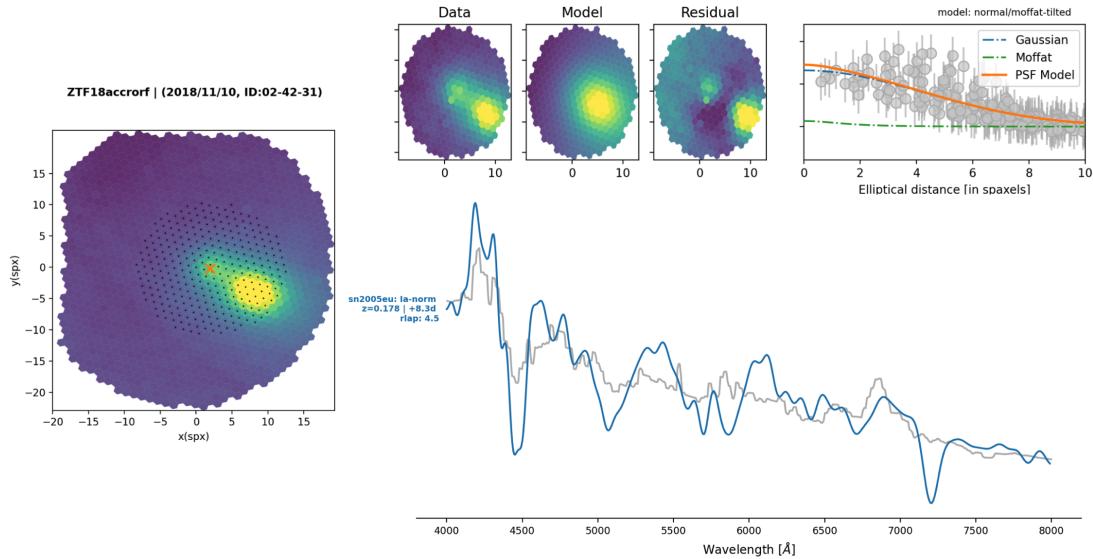


FIGURE 5.4 – Extraction de ZTF18accorf avec `PYSEDM`. Sur la *gauche* est représenté une image 2D du cube intégré spectralement, avec la croix rouge indiquant la position estimée de la supernova à partir des informations de guidage avec la Rainbow Camera. Les marqueurs noirs représentent les spaxels sélectionnés pour l'extraction automatique. *En haut à droite* est représenté la modélisation d'une méta-tranche et le profil radial estimé. On voit clairement la composante de la galaxie hôte qui contamine l'extraction de la supernova. *En bas* nous montrons en unité de flux calibré le spectre extrait par `PYSEDM` en gris et le meilleur modèle estimé par `SNID`. Même si certaines structures semblent rappeler le spectre d'une SNIa, comme les absorptions FeII, FeIII et MgII (entre $[4200 - 4600]\text{\AA}$, et entre $[4800 - 5200]\text{\AA}$), le niveau de confiance pour la classification reste très faible, comme l'atteste le $r_{\text{lap}} = 4.5$, et surtout le redshift estimé de $z = 0.178$ bien au dessus de la profondeur en magnitude atteignable par la SEDm ($z_{\text{lim}} \sim 0.1$).

Malgré la localisation relativement excentrée de la source ponctuelle, son faible contraste vis à vis de son hôte rend difficile son extraction automatique par le pipeline `PYSEDM`. Nous illustrons cette tentative dans la Figure 5.4.

Après la présentation d'`HYPERGAL` à travers ce cas pédagogique, nous montrerons un cas d'extraction extrême où la supernova est quasiment confondue avec le cœur de sa galaxie hôte.

Modélisation hyperspectrale

Sommaire

6.1	Source photométrique	88
6.1.1	Relevé astronomique Pan-STARRS1	88
6.1.2	Utilisation des images PS1	90
6.2	CIGALE et SEDFitting	91
6.2.1	Présentation de CIGALE	92
6.2.2	Préparation des images photométriques	92
6.2.3	Configuration de CIGALE	94
6.2.4	Utilisation	97
6.3	Construction du cube intrinsèque	100
6.3.1	Échantillonnage des spectres dans l'espace SEDm	100
6.3.2	Construction du cube	100

Ce chapitre est consacré l'étape de construction du cube intrinsèque de la galaxie hôte, que nous avons introduit dans le chapitre 5.

Nous présenterons dans un premier temps le relevé Pan-STARRS, les images photométriques qui serviront de base d'information pour notre modélisation hyperspectrale et les étapes de pré-traitement à appliquer.

Puis nous introduirons le SED Fitter **CIGALE**, qui sera utilisé pour obtenir une SED de la galaxie à l'échelle locale, la configuration implémentée et son application aux images photométriques.

Enfin, nous détaillerons la construction du cube intrinsèque, étape finale de la modélisation hyperspectrale de la galaxie.

6.1 Source photométrique

Notre cadre de recherche étant au sein de la collaboration ZTF, nous devons prévoir le fait que nous aurons des alertes d'évènements transitoires dans tout le ciel Nord, couverture du sondage. Par ailleurs, le but d'**HYPERGAL** étant une modélisation de scène d'une observation de la SEDm, la source photométrique utilisée doit avoir a minima la même profondeur en magnitude. Enfin, la projection se faisant de l'espace photométrique vers l'espace des observables de la SEDm, il serait plus judicieux d'utiliser un relevé photométrique attestant d'un meilleur seeing, pour éviter de dégrader les données.

Le relevé Pan-STARRS1 du système Pan-STARRS - *Panoramic Survey Telescope and Rapid Response System* - ([KAISER et al., 2002, 2010](#)) répond à tous ces critères. C'est d'ailleurs basée sur la première Data Release de ce relevé astronomique ([CHAMBERS et al., 2016a; FLEWELLING et al., 2020](#)) que la procédure de calibration photométrique de ZTF est effectuée.

6.1.1 Relevé astronomique Pan-STARRS1

Le relevé Pan-STARRS1 ([CHAMBERS et al., 2016b](#)) est une installation innovante d'imagerie astronomique à grand champ, développé à l'Institut d'astronomie de l'Université de Hawaï. Le relevé Pan-STARRS1 vient du nom du premier télescope du projet situé à l'Observatoire Haleakala, Pan-STARRS Telescope #1 ou encore PS1. L'optique de PS1 est décrit dans [HODAPP et al. \(2004a,b,c\); MORGAN et KAISER \(2008\)](#). Ce télescope possède un miroir primaire de 1.80 m de diamètre avec une focale de 8 m, et un miroir secondaire de 0.9 m.

La caméra montée sur le télescope PS1 est la Gigapixel Camera #1 (GPC1) de 1.4 gigapixel, conçue au laboratoire Lincoln ([TONRY et al., 2006, 2008](#)) et offrant un champ de vue d'environ 3.3° de diamètre. Le plan focal de la caméra GPC1 est divisé en 60 structures OTA CCID58 (Orthogonal Transfer Array ; [TONRY et al. \(1997, 2008\)](#)), où chacun est composé d'un réseau de 8×8 CCDs (cellules). Un unique OTA est composé de 64 cellules de 590×598 pixels de $10 \mu\text{m}$ de côté. Une illustration du plan focal de la caméra est présentée dans la Figure 6.1.

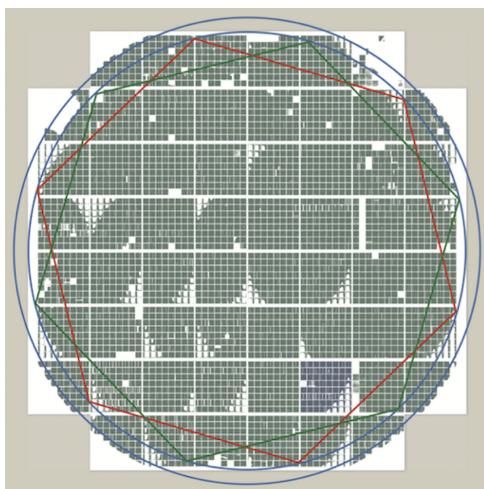


FIGURE 6.1 – Plan focal de la Gigapixel Camera (PS1) (figure de [CHAMBERS et al. \(2016b\)](#)). Les cellules non fonctionnelles sont masquées et représentées en blanc dans la figure ci-dessus.

Une des missions de PS1 (à plus de 56% du temps alloué) est l'observation de tout le

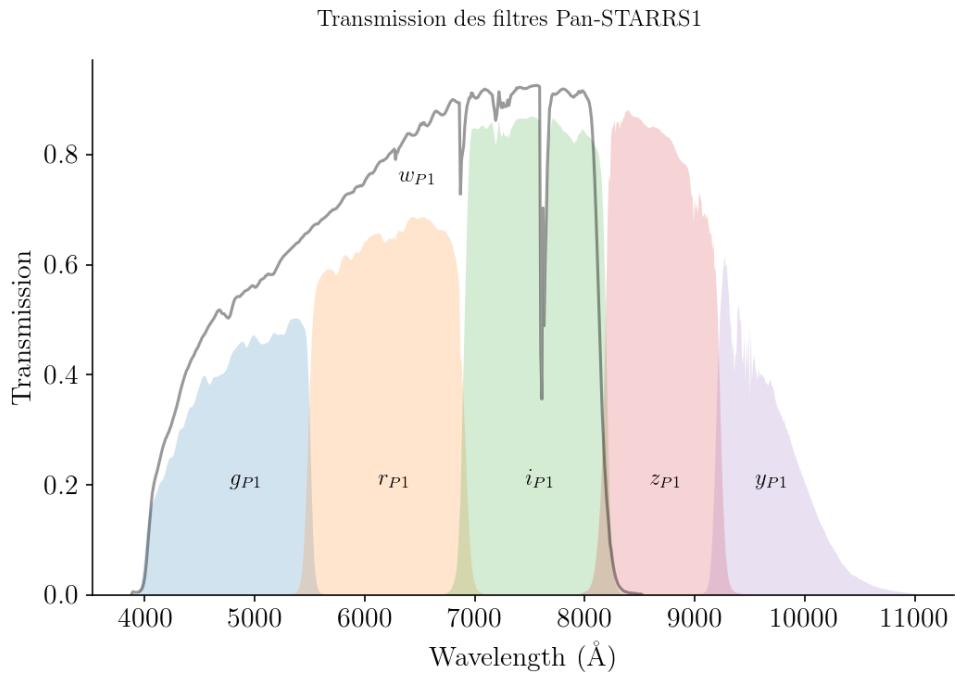


FIGURE 6.2 – Transmission des filtres *grizy* de Pan-STARRS1 ([TONRY et al., 2012](#)).

ciel Nord à une déclinaison $\delta > 30^\circ$: c'est le relevé 3π Stéradian. Les observations sont effectuées avec 5 filtres g_{P1} , r_{P1} , i_{P1} , z_{P1} et y_{P1} . On notera l'existence d'un sixième filtre (w_{P1}) qui englobe les filtres g , r , i mais qui est utilisé pour l'étude du système solaire et non le relevé 3π Stéradian. Les informations de transmission de ces 6 filtres sont présentées dans la Figure 6.2.

Pan-STARRS1 utilise le système de magnitude “AB” ([OKE et GUNN, 1983](#)) décrit en détail pour le relevé SDSS ([YORK et al., 2000](#)) par [FUKUGITA et al. \(1996\)](#).

Dans ce système, une magnitude monochromatique AB est défini comme le logarithme de la densité spectrale de flux, tel que :

$$m_{AB}(\nu) = -2.5 \log_{10}(f_\nu [\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{Hz}^{-1}]) - 48.60 \quad (6.1)$$

$$m_{AB}(\nu) = -2.5 \log_{10}\left(\frac{f_\nu [\text{Jy}]}{3631 \text{Jy}}\right) \quad (6.2)$$

avec $1 \text{Jy} = 10^{-23} \text{erg. sec}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1}$.

La magnitude AB d'une bande passante est alors définie telle que :

$$m_{AB} \approx -2.5 \log_{10} \left(\frac{\int f_\nu(h\nu)^{-1} A(\nu) d\nu}{\int 3631 \text{Jy} (h\nu)^{-1} A(\nu) d\nu} \right) \quad (6.3)$$

où $A(\nu)$ est la fonction de réponse du filtre considéré. Le système photométrique de PS1 est détaillé dans [TONRY et al. \(2012\)](#).

Nous présentons dans la Table 6.1 quelques caractéristiques des filtres *grizy* de PS1, ainsi que du relevé 3π Stéradian.

TABLE 6.1 – Caractéristiques des filtres *grizy* de PAN-STARRS1 et du relevé 3π Stéradian.

Filtres	λ_{pivot} (Å)	# Expositions	mag à 5σ (exposition unique)	mag à 5σ (expositions empilées)	Seeing médian (")	Mode seeing (")
g_{P1}	4849.11	60528	22.0	23.3	1.47	1.31
r_{P1}	6201.20	70918	21.8	23.2	1.31	1.15
i_{P1}	7534.96	104414	21.5	23.1	1.19	1.05
z_{P1}	8674.20	67604	20.9	22.3	1.14	1.00
y_{P1}	9627.79	70982	19.7	21.4	1.09	0.95

Notes. La longueur d'onde pivot λ_{pivot} est déterminée avec la transmission $A(\lambda)$ tel que $\lambda_{pivot} = \sqrt{\frac{\int A(\lambda) d\lambda}{\int A(\lambda) d\lambda / \lambda^2}}$.

6.1.2 Utilisation des images PS1

Bien entendu nous n'utilisons pas les images brutes acquises par PS1, mais celles ayant été traitées avec différentes étapes de corrections, qui constituera in fine la 1^{re} Data Release de PS1 ([CHAMBERS et al., 2016a](#); [FLEWELLING et al., 2020](#)). Ces étapes de traitement d'image sont détaillées dans [WATERS et al. \(2020\)](#).

La section 3 de [WATERS et al. \(2020\)](#) décrit la partie corrective des images :

- ◊ **Soustraction du bias et du dark** pour prendre en compte le niveau de base(piédestal) de la caméra et le signal thermique en fonction du temps d'exposition.
- ◊ **Cartographie du bruit** (qui n'est pas forcément uniforme, mais peut présenter un gradient).
- ◊ **Division du flat** pour corriger les effets de vignettage. Les flats sont pris avec une exposition du ciel au crépuscule.
- ◊ **Correction d'effets de franges** dans les images. Ces structures d'interférences sont notamment visibles vers l'infrarouge, où les longueurs d'ondes sont du même ordre de grandeur que l'épaisseur du détecteur.
- ◊ **Application d'un masque statique** pour les pixels du détecteur défectueux ou ayant une réponse très faible dans toutes les expositions, et un **masque dynamique** qui va varier pour chaque observation.
- ◊ **Correction d'effet de CTI** *Charge Transfert Inefficiency*, dû à la saturation d'un pixel. Ce phénomène créé une trainée verticale partant du centre de la source de forte luminosité.
- ◊ **Correction des non-linéarités**, les pixels de la GPC1 n'ayant pas une réponse strictement linéaire en fonction du niveau de flux. Ce phénomène est d'autant plus prononcé aux bords du détecteur et à bas flux.
- ◊ **Correction de motifs** notamment horizontaux dus à des effets de diaphonies entre deux lignes de pixels adjacentes.
- ◊ **Modélisation et soustraction du fond du ciel**, une fois que toutes les corrections précédentes ont été appliquées.

L'étape suivante de traitement des images, décrite dans la section 5 de [WATERS et al. \(2020\)](#), est une transformation géométrique des images individuelles en un jeu d'image, créant une relation cohérente et uniforme entre les pixels et les coordonnées du ciel. Cette transformation permet alors d'effectuer des opérations de combinaison d'images superposants une partie commune du ciel. Dans ce nouveau système d'agencement, les pixels ont alors une taille de $0''.25$ de côté.

La section 6 de [WATERS et al. \(2020\)](#) traite justement de la procédure d'empilement d'images, permettant ainsi un meilleur rapport signal sur bruit (SNR) dans les zones du ciel communes à plusieurs expositions. Cet empilement est effectué de sorte que toutes les images aient un point zero de $ZP = 25.0$ mag, et une masse d'air de $z = 1$. Ce sont ces images traitées et empilées que nous utiliserons pour la modélisation hyperspectrale des galaxies hôtes.

Nous utilisons pour cela le serveur libre d'accès aux images PS1¹, permettant d'effectuer une requête d'images centrées sur une position du ciel arbitraire (RA, DEC), et de côté arbitraire N pixels, sachant que chaque pixel est de forme carré de $0''.25$ de côté. Les images peuvent être récupérées dans chacun des 5 filtres g_{P1} , r_{P1} , i_{P1} , z_{P1} et y_{P1} , avec un flux par pixel exprimé en unité de coups. Nous montrons dans la Figure 6.3 une image de 140×140 pixels ($= 35'' \times 35''$) centrée sur la position de détection par ZTF de ZTF18accrorf.

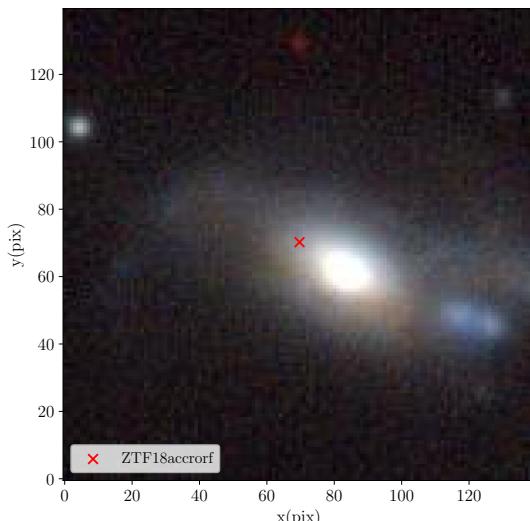


FIGURE 6.3 – Image RGB construite à partir des bandes g_{P1} , r_{P1} et z_{P1} des images PS1. L'image fait $35''$ de côté et est centrée sur la position de détection de ZTF18accrorf par ZTF, à $(\text{RA}, \text{DEC}) = (17.1692^\circ, 20.0799^\circ)$

6.2 Cigale et SEDFitting

Ayant à présent accès aux images photométriques contenant le champ de vue de l'IFU de la SEDm, nous pouvons passer à l'étape suivante de notre raisonnement, à savoir la modélisation hyperspectrale. Nous avons pour cela besoin d'ajuster en chaque pixel la SED de la galaxie à partir des données photométriques, processus que nous effectuons avec le SED Fitter **CIGALE**.

¹. <https://ps1images.stsci.edu/cgi-bin/ps1cutouts>

6.2.1 Présentation de Cigale

CIGALE, pour Code Investigating GALaxy Emission, est un modéliseur de SED basé sur une approche Bayesienne et écrit initialement en **FORTRAN** par **BURGARELLA et al. (2005)**; **NOLL et al. (2009)**. Le code a ensuite été étendu avec de nombreux modules supplémentaires et entièrement réadapté en **PYTHON** par **BOQUIEN et al. (2019)**.

L'idée générale est la construction dans un premier temps du modèle de population stellaire, puis d'ajouter les effets d'absorption par la poussière et les émissions nébulaires. Enfin, par conservation d'énergie, l'énergie absorbée par la poussière dans à basses longueurs d'onde est réémise dans l'infrarouge.

La méthode de modélisation est basée sur un calcul progressif via l'utilisation d'une succession de modules, chacun correspondant à une unique composante ou processus physique. Pour chaque module, un set de paramètres est fixé par l'utilisateur. Le code va ainsi explorer la totalité des combinaisons possibles entre tous les modules et leur liberté via ces paramètres, où chaque combinaison résultera en un modèle différent de SED.

La séquence de détermination d'un modèle se fait par les calculs suivants (section 3 de **BOQUIEN et al. (2019)**) :

- 1) histoire de la formation stellaire (SFH) de la galaxie ;
- 2) spectre stellaire à partir de la SFH et du modèle de population stellaire choisi par l'utilisateur ;
- 3) émission nébulaire (continuum et raies d'émission) ;
- 4) atténuation des émissions stellaires et nébulaires suivant la loi d'atténuation utilisée (également fixée par l'utilisateur), puis calcul de la luminosité absorbée par la poussière ;
- 5) en se basant sur le principe d'équilibre énergétique, calcul de l'émission par la poussière dans l'infrarouge moyen et lointain (énergie réémise à partir de celle absorbée aux courtes longueurs d'onde - étape précédente) ;
- 6) émission d'un noyau actif ;
- 7) décalage vers le rouge des modèles suivant le redshift, et calcul de l'absorption du milieu inter-galactique. Le redshift peut être soit arbitrairement fixé par l'utilisateur, soit 0 (la distance est alors fixée à 10pc), ou -1 et **CIGALE** tente alors de le fitter photométriquement.

Nous ne détaillerons pas ici la technicité de la méthode Bayesienne ni la description de chacun des modules que propose **CIGALE** tant ils sont nombreux. Nous nous focaliserons donc sur l'utilisation que nous faisons de ce modéliseur de SED et son application sur les images photométriques de PS1.

6.2.2 Préparation des images photométriques

Avant de se lancer, quelques étapes de traitement sur nos images PS1 sont nécessaires, **CIGALE** ayant besoin de données d'entrées sous un format spécifique.

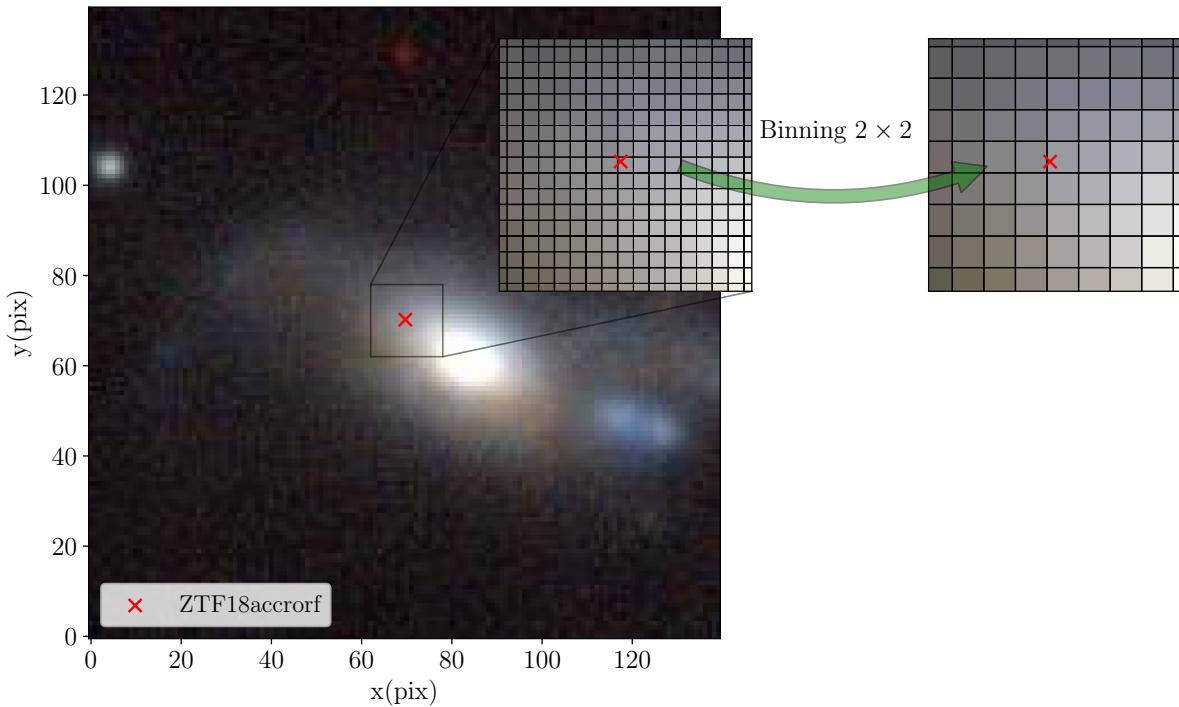


FIGURE 6.4 – Illustration du binning 2×2 sur l'image de la Figure 6.3

Notre premier réflexe a été de vérifier que l'on utilise pas des données sur-échantillonées spatialement. En effet, nous rappelons qu'à la fin de ce processus de modélisation hyperspectrale nous serons en possession d'un cube avec un SED propre à chaque spaxel, et ce dans le même échantillonnage spatial que les images photométriques utilisées. Le but étant par la suite de projeter ce cube dans l'espace de la SEDm, nous avons tout intérêt à s'assurer que nous ne perdrons pas d'information lors de la projection (sous-échantillonnage), mais également à l'inverse que nous n'appliquons pas CIGALE sur des données relativement sur-échantillonées.

La description de la SEDm dans [BLAGORODNOVA et al. \(2018\)](#), nous indique que le diamètre projeté des micro-lentilles dans le MLA est de l'ordre de $0''.75$. Les pixels des images PS1 étant carrés, et les spaxels du MLA étant hexagonaux, il s'agit surtout d'estimer leur taille effective si nous avions un agencement de spaxels de même forme. Les spécificités de l'IFU dans [BLAGORODNOVA et al. \(2018\)](#) nous indiquent un agencement du MLA de 45×52 spaxels couvrant un champ de vue total de $28'' \times 28''$. Ces informations nous indique que si le MLA était constitué de spaxels carrés, ceux-ci auraient un côté de l'ordre de $0''.57$. Nous verrons ultérieurement qu'en comparant quelques acquisitions de la SEDm ayant plusieurs sources dans le champ de vue avec les images photométriques de PS1 sur la même localisation du ciel, nous trouvons une valeur de $0''.56$.

Les pixels des images PS1 étant de $0''.25$ de côté, nous avons procédé à un regroupement 2×2 des pixels des images, comme illustré dans la Figure 6.4. Le flux du nouveau pixel est ainsi simplement la somme des flux des 4 pixels dont il est issu, tout comme la variance associée.

Par ailleurs, le flux (et l'erreur associée) des images étant en unité de coups, il faut les convertir en unité physique. Nous savons de [TONRY et al. \(2012\)](#) que le point zéro

de toutes les bandes est de 25 mag dans le système de magnitude AB. En utilisant la définition de ce système de magnitude (Eq 6.1), nous convertissons les unités de flux en mJy, unité physique dans laquelle les flux doivent être données en entrée de CIGALE. Les transmissions des bandes photométriques sont également fournies au SED Fitter, qui les utilise pour intégrer les modèles construits dans les filtres correspondants et pouvoir ensuite les comparer aux données d'entrée.

Par ailleurs, afin d'éviter d'appliquer le SED Fitter sur une zone sans galaxie (aka fond du ciel), nous effectuons une coupure dans les pixels où la SED sera modélisée en ne considérant que ceux où le rapport signal sur bruit (SNR) est supérieur à 3 dans les 5 bandes. Une illustration de cette coupure est montrée dans la Figure 6.5.

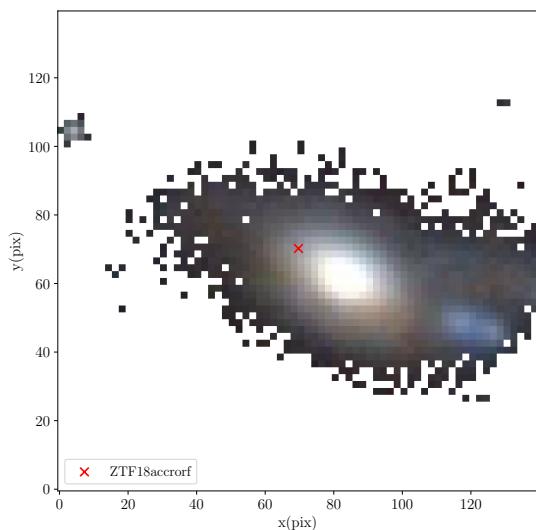


FIGURE 6.5 – Illustration de la coupure $\text{SNR} > 3$ dans toutes les bandes PS1 avec l'image de la Figure 6.3, après binning 2×2 .

Enfin, à partir des informations de chaque image (flux et erreurs) nous créons un tableau que CIGALE pourra lire. Ce dernier contient une colonne *ID*, une colonne *redshift* (identique pour tous les pixels car nous considérons qu'ils appartiennent au même objet), et une colonne pour chaque filtre et erreur associée (par exemple *ps1_g* et *ps1_g_err* pour le flux d'un pixel dans la bande *gp1* et l'erreur associée). Le redshift que nous utilisons pour les galaxies hôtes dans ZTF est habituellement obtenue à partir de la base de données spectrales de SDSS. Si aucun redshift spectroscopique n'est disponible, nous utilisons un redshift photométrique, ou un redshift spectral obtenu à partir d'une première extraction de spectre de la supernova étudiée (voir section 3.3).

La géométrie et la position spatiale de chaque pixels sont alors mis en mémoire vis à vis de leur identifiant, et les pixels non sélectionnés par la coupure en SNR se verront attribués un spectre nul lors de la construction du cube intrinsèque.

6.2.3 Configuration de CIGALE

Nous utilisons dans le pipeline HYPERGAL la version 2020 de CIGALE. Trois étapes sont nécessaires pour faire tourner le code : l'initialisation, la génération du fichier de configuration et enfin le lancement de l'ajustement. Ces étapes nécessitent la modification manuelle de fichiers *.ini*, nous avons donc créé dans HYPERGAL une méthode d'automatisation de ces processus.

L'initialisation a pour but de fixer le fichier de données à utiliser, le nombre de coeur sur la machine à utiliser et surtout les modules à partir desquels la grille de modèles sera calculée. Détailons à présent les différentes composantes qui constitueront les ingrédients de notre modéliseur de SED.

6.2.3.1 Histoire de formation stellaire

Le premier module va définir le modèle d'histoire de formation stellaire (SFH) et ainsi le taux de formation stellaire (SFR) au cours du temps. La SFH décrit le processus de formation des étoiles au sein de la galaxie, qui va dépendre du temps et de l'espace, et peut se produire de façon brutale (*burst*), progressive, voire les deux combinés. Nous avons choisi d'utiliser le module `sfhdelayed` proposé par CIGALE, où la modélisation est de la forme suivante :

$$SFR_{\text{delayed}}(t) \propto \frac{t}{\tau^2} \times \exp(-t/\tau) \text{ pour } 0 \leq t \leq t_0 \quad (6.4)$$

avec t_0 l'âge de commencement de la formation stellaire, et τ le temps caractéristique. Cette forme permet une évolution lisse dans le temps, avec une croissance quasi-linéaire de la SFR jusqu'à un pic de taux de formation, suivant d'une lente décroissance quand $t > \tau$. Pour plus de flexibilité et prendre en compte un possible épisode de formation stellaire tardif, ce module permet également de rajouter une seconde composante exponentielle (MALEK et al., 2018). Ainsi, la forme fonctionnelle de la SFR est :

$$SFR(t) = SFR_{\text{delayed}}(t) + SFR_{\text{late}}(t) \quad (6.5)$$

où $SFR_{\text{delayed}}(t)$ est la composante de l'équation 6.4, et $SFR_{\text{late}}(t) \propto e^{-(t-t_{\text{late}})/\tau_{\text{late}}}$ quand $t > t_{\text{late}}$, 0 sinon. L'amplitude de cet épisode tardif est fixée par le paramètre f_{late} , qui est défini comme le ratio entre la masse d'étoiles formées durant cet événement et la masse totale d'étoiles. Les paramètres utilisés (τ , τ_{late} , t_0 , t_{late} et f_{late}) sont présentés dans la Table 6.2.

6.2.3.2 Population stellaire

Le second module décrit la population stellaire à laquelle la SFH va être appliquée, ce qui va permettre le calcul de la composante stellaire du spectre de la SED. Nous utilisons dans HYPERGAL la librairie de populations stellaires simple `bco3` (ou GALAXEV) de BRUZUAL et CHARLOT (2003b), avec la fonction initiale de masse de CHABRIER (2003). Cette librairie de population est disponible avec un large intervalle de paramètres de métallicité Z ¹, allant de 0.0001 à 0.05, et fournit une résolution de l'ordre de 3Å sur l'intervalle de longueur d'onde [3200 – 9500]Å (et une plus faible résolution au delà).

6.2.3.3 Émission nébulaire

Une part importante de lumière émise par les étoiles les plus massives (dans le continuum Lyman) a pour effet de ioniser le gaz présent au sein de la galaxie. Ce phénomène engendre à son tour une émission énergétique non négligeable sous la forme de continuum et de

¹. Définie comme la fraction massique des éléments plus lourd que l'hélium, vérifiant la relation $X + Y + Z = 1$ où X et Y représentent les fractions massiques de l'hydrogène et l'hélium respectivement.

raies. La librairie utilisée par CIGALE pour modéliser l'émission nébulaire est basée sur INOUE (2011), et générée avec CLOUDY 13.01 (FERLAND et al., 2013). La modélisation qui en découle fixe les intensités relatives de 124 raies d'émissions dans la région *HII*, et est paramétrisée par la métallicité Z (identique à celui utilisé pour la population stellaire) et un paramètre d'ionisation U sans dimension. Ce paramètre est défini tel que $\log(U) \equiv \log(n_\gamma/n_H)$ où n_γ est la densité numérique de photons responsables de l'ionisation d'hydrogène et n_H la densité numérique d'hydrogène.

L'émission nébulaire ayant une forte contribution dans l'optique, nous explorons une large gamme de paramètres de métallicités Z et de paramètres d'ionisation U , décrite dans la Table 6.2.

6.2.3.4 Loi d'atténuation

La poussière contenue dans la galaxie吸吮 les radiations à courte longueur d'onde, notamment de l'ultraviolet au proche infrarouge, et cette énergie est ensuite ré-émise dans l'infrarouge moyen et lointain. Considérant le fait que HYPERGAL est conçu pour des objets jusqu'à un redshift de $z \approx 0.1 - 0.15$, et que nous utilisons des images photométriques entre environ 4000 et 10000Å, l'effet de l'atténuation par la poussière ne doit surtout pas être négligé.

Nous adoptons le modèle développé par [CHARLOT et FALL \(2000\)](#), à travers le module `dustatt_modified_CF00` (CF00) de CIGALE. L'idée de ce modèle est de considérer 2 populations d'étoiles : les étoiles jeunes ($< 10^7$ années) qui résident encore dans le nuage qui leur a donné naissance (*birth cloud*; BC), et les étoiles vieilles ($> 10^7$ années) qui elles sont considérées comme appartenant au milieu interstellaire (ISM). L'atténuation est donc traitée différemment, dans le premier cas la contribution du nuage et du milieu interstellaire sont pris en compte, dans le second cas seul le milieu interstellaire. Une loi de puissance est utilisée dans les 2 cas, normalisée par l'atténuation dans la bande V ($\lambda_V = 0.5 \mu\text{m}$) :

$$A_\lambda^{BC} = A_V^{BC} \left(\frac{\lambda}{\lambda_V} \right)^{n_{BC}}$$

$$A_\lambda^{ISM} = A_V^{ISM} \left(\frac{\lambda}{\lambda_V} \right)^{n_{ISM}}$$

et le rapport entre l'atténuation dans la bande V des étoiles jeunes et des étoiles vieilles est paramétré par :

$$\mu = \frac{A_V^{ISM}}{A_V^{ISM} + A_V^{BC}}$$

où μ est un paramètre libre pour plus de flexibilité et une meilleure estimation des raies d'émission H_α (BATTISTI et al., 2016; BUAT et al., 2018; MALEK et al., 2018; CHEVALLARD et al., 2019). Nous choisissons de fixer la pente de la loi de puissance pour l'atténuation du milieu interstellaire à $n_{ISM} = -0.7$ en suivant CHARLOT et FALL (2000). Cependant nous fixons l'autre pente (contribution du nuage) à $n_{BC} = -1.3$ pour prendre en compte les effets d'absorption des grains dans l'optique similairement à ceux présents dans la Voie Lactée et les nuages de Magellan (LO FARO et al., 2017; WILD et al., 2007; DA CUNHA et al., 2008; BATTISTI et al., 2019).

6.2.3.5 Émission de la poussière

La poussière ré-émet l'énergie absorbée entre l'UV et le proche IR dans le moyen et lointain IR. Étant donné que l'on étudie des galaxies proches ($z < 0.15$) avec des bandes photométriques définies sur un interval de longueur d'onde $\lambda \lesssim 10000 \text{ \AA}$, cette contribution n'a pas d'impact dans notre cas d'utilisation. En testant plusieurs modèles et différentes libertés, nous n'avons observé aucun changement dans le modèle ajusté. Nous utilisons donc par défaut le module le plus simple décrivant cette contribution, [dale2014](#) ([DALE et al., 2014](#)). La paramétrisation est de la forme $dM_d(U) \propto U^{-\alpha} dU$, entièrement défini par l'exposant α , avec M_d la masse de poussière chauffée par le champ radiatif et U l'intensité énergétique d'exposition.

TABLE 6.2 – Paramètres d'entrées pour chaque module de CIGALEutilisé.

Paramètre	Symbol	Valeurs de liberté
Histoire de formation stellaire (SFH)		
<i>e-folding time</i> population stellaire principale	$\tau_{main}(\text{Myr})$	1000, 3000, 5000
<i>e-folding time</i> population stellaire tardive	$\tau_{late}(\text{Myr})$	10000
Âge population stellaire principale	$age_{main}(\text{Myr})$	1000, 2000, 4000, 8000, 10000, 12000
Âge population stellaire tardive	$age_{late}(\text{Myr})$	10, 40, 70
Fraction massique de la population tardive	f_{late}	0, 0.001, 0.01, 0.1, 0.2
Population stellaire		
Modèles de population stellaire BRUZUAL et CHARLOT (2003b)		
Fonction initiale de masse	IMF	CHABRIER (2003)
Metallicité	Z	0.0001, 0.0004, 0.004, 0.008, 0.02, 0.05
Émission nébulaire		
Paramètre d'ionisation	$\log(U)$	-4, -3, -2, -1
Atténuation de la poussière		
Basé sur CHARLOT et FALL (2000) et BUAT et al. (2018)		
Atténuation milieu interstaire dans la bande V	A_V^{ISM}	0, 0.3, 0.7, 1, 1.3, 1.7, 2
$\frac{A_V^{ISM}}{A_V^{ISM} + A_V^{BC}}$	μ	0.1, 0.3, 0.7, 1
Pente loi de puissance BC	n_{BC}	-1.3
Pente loi de puissance ISM	n_{ISM}	-0.7
Émission de la poussière		
Librairie de DALE et al. (2014)		
Exposant α	α	1

Notes. Chaque *e-folding time* correspond au temps caractéristique des 2 exponentielles décroissantes de l'équation 6.5.

6.2.4 Utilisation

La configuration que nous proposons dans la Table 6.2 nécessite le calcul d'une grille de 181440 modèles. Sachant que notre but n'est pas de dériver de paramètres physiques (voir [BOQUIEN et al. \(2019\)](#) pour la liste exhaustive), mais de seulement modéliser le SED pour chaque pixel spectral, nous gagnons un temps de calcul non négligeable. Avec une machine de 20 cœur, l'ajustement des SED de chaque pixel prend environ 3 minutes.

Avant de construire le cube intrinsèque, nous récupérons l’information spatiale propre à chaque pixel, devenu nos nouveaux spaxels du cube intrinsèque, afin de réaranger le même agencement que l’image dans la Figure 6.5.

La Figure 6.6 montre deux exemples de SED ajustées par CIGALE, l’un à l’intérieur du bulbe galactique, l’autre à l’extérieur.

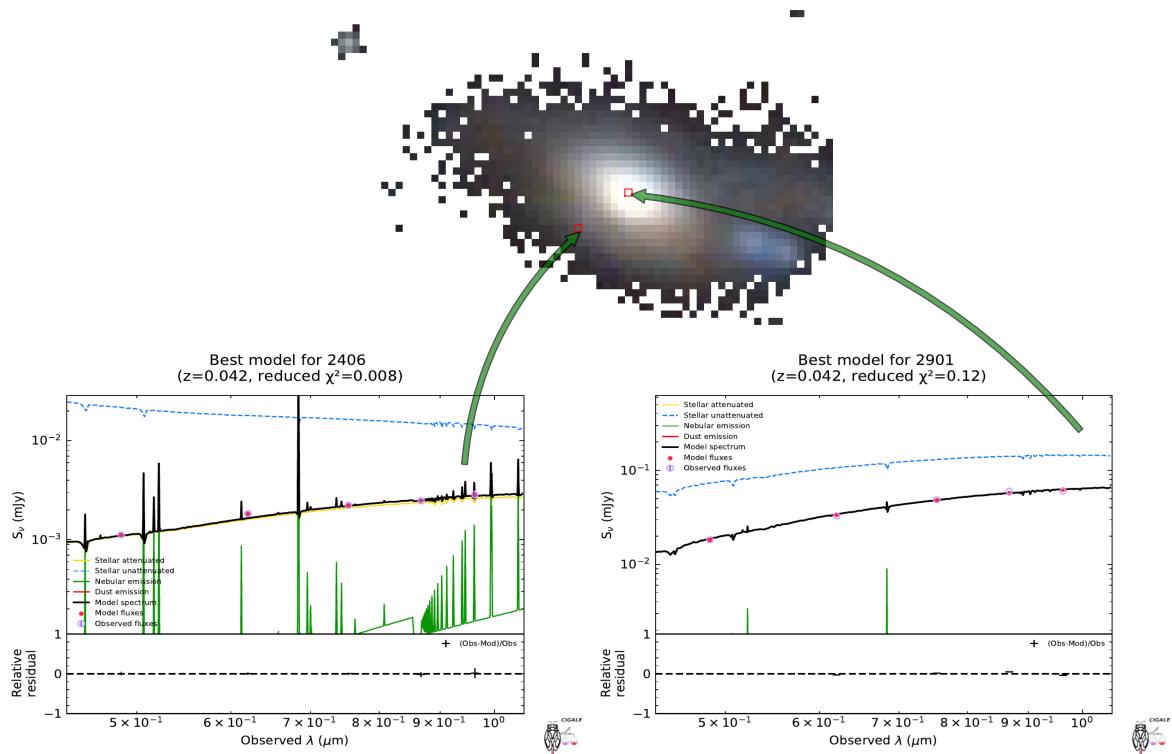


FIGURE 6.6 – Exemples de SED ajustées pour deux pixels. *À gauche* un pixel à l’extérieur du bulbe de la galaxie, *à droite* un pixel à l’intérieur. Les différentes composantes de la SED totale sont indiqués dans les figures de sortie de CIGALE.

L’obtention de la SED permet également de déterminer le flux intégré spectralement sur les bandes photométriques d’entrée, et ainsi d’estimer la qualité de la modélisation et la présence éventuelle de structures dans les résidus. Nous montrons par exemple dans la Figure 6.7 la distribution du pull vis à vis de chaque bande de PS1, ainsi que le RMSE spectral en les considérant toutes.

Le pull est défini comme la déviation entre le modèle et les données, pondérée par l’erreur sur ces dernières, tel que :

$$p = \frac{y - \tilde{y}}{\sigma} \quad (6.6)$$

avec \tilde{y} la prédiction du modèle, y la donnée et σ l’erreur sur y . Le RMSE (ou erreur quadratique moyenne), est défini tel que :

$$RMSE = \sqrt{\left(\frac{1}{N_\lambda} \sum_{\lambda} \left(\frac{y_{\lambda} - \tilde{y}_{\lambda}}{y_{\lambda}} \right)^2 \right)} \quad (6.7)$$

avec la même définition des paramètres que pour le pull et N_λ étant le nombre de données spectrales (5 dans notre cas). On notera la normalisation par y_{λ} , afin d'avoir une quantité plus facilement interprétable.

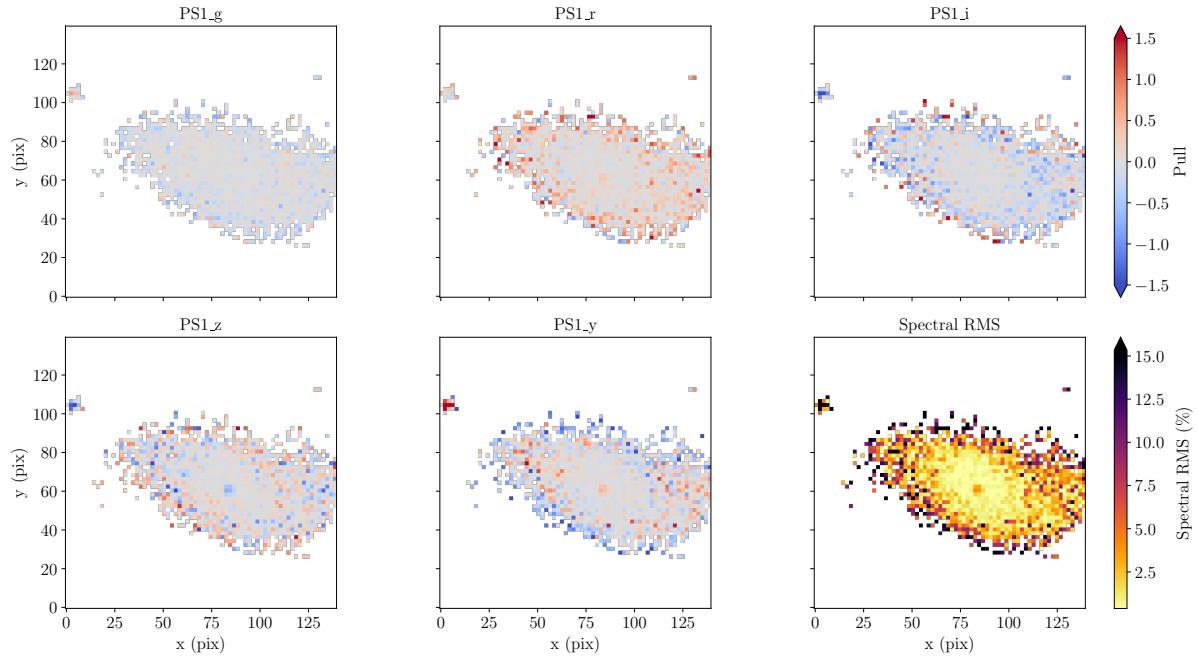


FIGURE 6.7 – Cartographie du pull pour chaque bande PS1 et du RMS spectral en sortie de CIGALE

Nous obtenons dans ce cas de figure une distribution sans structure apparente du pull et du RMS, avec une précision de l'ordre de 2 – 3% dans une majorité de la galaxie. On notera une déviation non négligeable sur les bords de la galaxie où la coupure SNR > 3 n'est peut-être pas assez stricte et laisse passer quelques zones du ciel non modélisables par le SED Fitter.

Nous pouvons estimer le RMS spatial global à partir du RMS spectral de chaque pixel, tel que :

$$RMS_{spatial} = \sqrt{\left(\frac{1}{N_p} \sum_p (RMS_p^2) \right)} \quad (6.8)$$

En considérant les 90 premiers percentiles en RMS des pixels, nous obtenons avec les résultats montrés dans la Figure 6.7 que le $RMS_{spatial} = 2.9\%$.

6.3 Construction du cube intrinsèque

6.3.1 Échantillonnage des spectres dans l'espace SEDm

Chaque pixel étant traité indépendamment par CIGALE, leur échantillonnage spectral de sortie n'est pas homogène, et nécessite donc d'être uniformisé à notre cas d'utilisation, à savoir l'échantillonnage spectral de la SEDm.

Les cubes de la SEDm sont construits numériquement avec les modules `PYIFU`¹ et `PYSEDM`, écrits en `PYTHON`, et sont composés de 220 tranches spectrales étendues de 3700Å à 9300Å soit un échantillonnage spectral d'environ 25.57Å.

Nous illustrons dans la Figure 6.8 l'échantillonnage spectral d'une SED obtenue avec CIGALE, et sa projection dans l'espace spectral de la SEDm. Initialement, l'échantillonnage est inférieur à 5 Å, mais n'est pas uniforme. Pour effectuer le ré-échantillonnage correspondant à l'espace spectral de la SEDm, nous interpolons par une spline cubique la SED obtenue avec CIGALE, avec un échantillonnage 10 fois plus fin (2200 pixels). Nous prenons en compte de cette façon le fait que chaque valeur de flux correspond à un flux intégré, et non discret. Nous appliquons ensuite une convolution par une fonction porte (de taille 10 pixels également) pour obtenir notre spectre échantillonner dans l'espace spectral de la SEDm (220 pixels spectraux entre 3700Å et 9300Å).

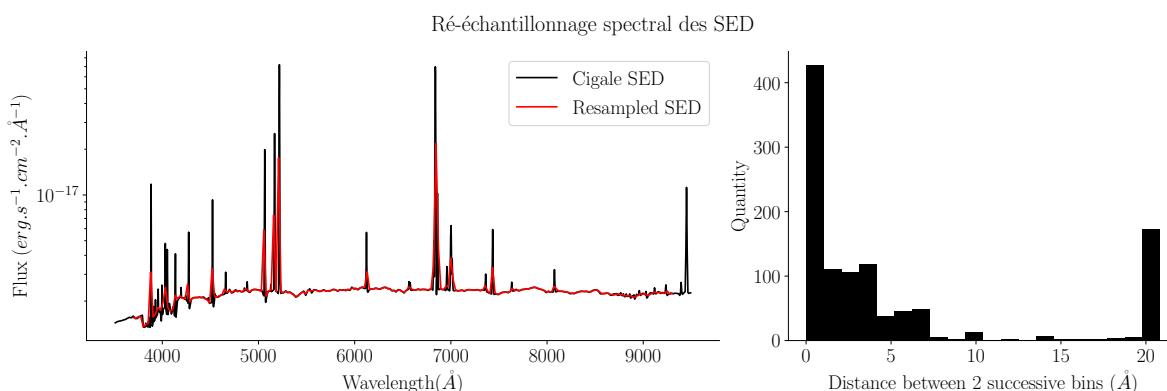


FIGURE 6.8 – Échantillonnage spectral d'une SED obtenue avec CIGALE. À gauche la SED de sortie de CIGALE entre 3500 et 9500Å (courbe noir) et le ré-échantillonnage dans l'espace spectral de la SEDm (courbe rouge). À droite nous montrons l'histogramme de la taille d'échantillonnage de cette SED à la sortie de CIGALE.

6.3.2 Construction du cube

Ayant projeté toutes les SED dans l'espace spectral de la SEDm, nous sommes à présent en mesure de reconstruire le cube intrinsèque de la galaxie hôte.

Nous rappelons que nous avons effectué une coupure $\text{SNR} > 3$ (section 6.2.2) dans toutes les bandes PS1 pour isoler les zones des images photométriques n'appartenant pas à une source astronomique. Pour ces zones nous fixons une SED nulle, le fond ayant déjà été soustrait dans les images PS1 (section 6.1.2).

1. <https://github.com/MickaelRigault/pyifu>

Nous utilisons alors la mise en mémoire de la géométrie et localisation spatiale de chaque pixel avant l'utilisation de **CIGALE**, pour procéder à l'agencement de nos spaxels. Nous montrons dans la Figure 6.9 le cube intrinsèque ainsi reconstruit.

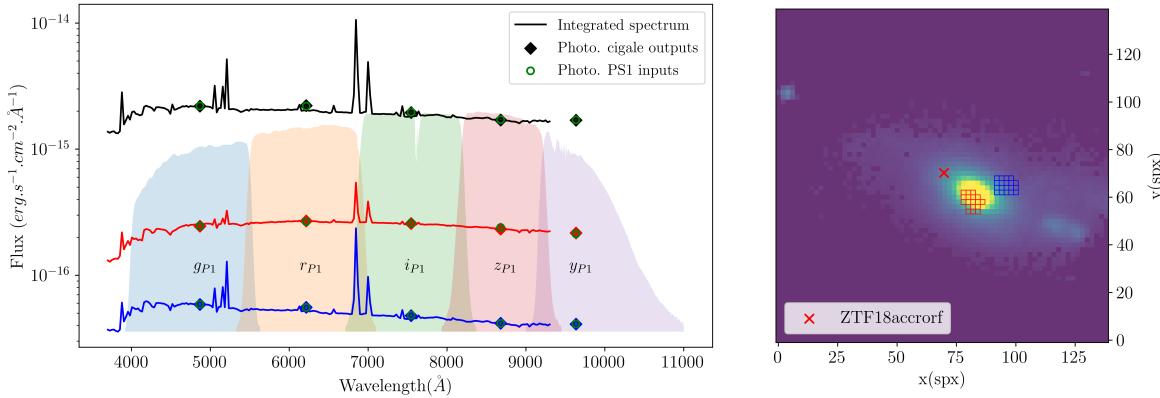


FIGURE 6.9 – Cube intrinsèque de la galaxie hôte de ZTF18accorrf. *À droite* l'image 2D du cube 3D avec toutes les tranches de longueur d'ondes empilées. La croix rouge indique la position prédictive de ZTF18accorrf. Les spaxels sélectionnés en rouge et bleu servent à illustrer l'aspect 3D du cube en montrant la SED correspondante. *À gauche* sont représentés les spectres intégrés de 3 différentes zones spatiales du cube. Les spectres bleu et rouge correspondent aux spaxels de même couleur, et le spectre noir à l'intégration total. La couverture spectrale des filtres de PS1 est également représentée, avec pour chaque spectre les données photométriques d'entrée (cercles verts) et le résultat obtenu avec **CIGALE**(losanges) à la longueur d'onde pivot du filtre.

L'obtention du cube intrinsèque clôture l'étape de la modélisation hyperspectrale d'**HYPERGAL**. Le code dédié à la requête des images photométriques PS1 et leur traitement pour le SED fitting est contenu dans le module **HYPERGAL.PHOTOMETRY**. L'utilisation de **CIGALE** est entièrement automatisée dans le module **HYPERGAL.SPECTROSCOPY.SEDFITTING**, avec la liberté laissée à l'utilisateur d'utiliser une configuration différente de celle implémentée par défaut (Table 6.2) dans un fichier *.json*. Ce module traite également la reconstruction du cube.

La projection dans l'espace des observations de la SEDm n'est pas encore possible à ce stade, car nous n'avons pas pris en compte la réponse impulsionale de notre instrument. En effet, les réponses impulsionales spectrale (fonction d'étalement de raie ; LSF) et spatiale (fonction d'étalement de point ; PSF) de la SEDm ne sont pas les mêmes que celles présentes dans notre cube.

Les SED obtenues avec **CIGALE** sont à la résolution spectrale des modèles de population stellaire. La bibliothèque **BC03** que nous avons utilisée est basée sur des spectres ayant une résolution de 3\AA sur l'intervalle $[3200-9500]\text{\AA}$ (correspondant à une résolution de $R = \lambda/d\lambda \approx 2000$; **BRUZUAL** et **CHARLOT** (2003b)). Cette résolution, $20\times$ supérieure à celle de la SEDm, rend primordiale l'étude la LSF.

La PSF de notre cube provient quant à elle de nos images photométriques PS1, qui est chromatique et que nous avons détaillé dans la Table 6.1 (un seeing typiquement de l'ordre de $\sim 1''.1$ contre $\sim 1''.7$ pour la SEDm).

Le chapitre suivant de ce manuscrit a pour but de caractériser ces différentes réponses instrumentales.

Réponse impulsionale de la SEDm et extraction de source ponctuelle

Sommaire

7.1	Réponse impulsionale spectrale	104
7.1.1	Lampes à arc	104
7.1.2	Détermination de la LSF	104
7.2	Réponse impulsionale spatiale	110
7.2.1	Modèle de profil radial monochromatique	110
7.2.2	Entrainement du modèle polychromatique	112
7.3	Extraction de la source ponctuelle	116
7.3.1	Méthode d'extraction	116
7.3.2	Réfraction atmosphérique différentielle	117
7.3.3	Ajustement chromatique	119
7.4	Calibration en flux	120
7.4.1	Méthode	120
7.4.2	Précision de la calibration	123

Le chapitre précédent était consacré à la modélisation hyperspectrale de la galaxie hôte en utilisant localement le SED fitter CIGALE sur des images photométriques de PS1. Cette étape d'**HYPERGAL** nous fournit le cube intrinsèque de la galaxie, composé de spaxels ayant chacun un spectre qui lui est propre.

Les résolutions spectrales et spatiales ne sont cependant pas encore adaptées à l'espace des observations dans lequel nous souhaitons projeter le cube, à savoir celui de la SEDm. Nous devons pour cela considérer la réponse impulsionale spectro-spatiale de notre instrument.

Par ailleurs, l'objectif d'**HYPERGAL** étant d'être un modéliseur de scène, nous serons forcément amenés à modéliser la supernova. Cet objet étant une source ponctuelle, elle est entièrement définie par le profil de PSF, qui est la réponse impulsionale spatiale de la SEDm.

Dans ce chapitre nous commencerons par présenter la méthode de détermination de la réponse impulsionale spectrale (*Line Spread Function*, LSF) de la SEDm, et son application au cube intrinsèque. Puis nous introduirons un modèle pour la réponse impulsionale spatiale, que nous entraînerons grâce à l'observation d'étoiles standards (sources ponctuelles). Enfin nous procéderons à la validation de ce modèle de PSF par une analyse de la calibration spectrophotométrique à partir de ces étoiles standards.

7.1 Réponse impulsionale spectrale

7.1.1 Lampes à arc

Afin de caractériser la réponse impulsionale spectrale de la SEDm, nous utilisons les lampes à arc que nous avons introduit au chapitre 4.2.2.

Ces sources de lumière émettent un spectre avec d'intenses raies d'émissions caractéristiques des éléments présents dans la lampe.

Nous les utilisons initialement afin de déterminer la solution en longueur d'onde de chaque trace spectrale sur le CCD, ce qui permet d'associer une longueur d'onde à une localisation spatiale sur le détecteur. Ce processus, détaillé dans RIGAULT et al. (2019) et le chapitre 4 de ce manuscrit, est effectué à l'aide de 3 lampes à arc : au Xenon (Xe), Mercure (Hg) et Cadmium (Cd). La combinaison de ces 3 lampes permet de couvrir tout le domaine spectral de la SEDm. La Table 7.1 détaille la position des raies pour chacune des lampes.

TABLE 7.1 – Raies d'émission lampes à arc

Lampe	Raie 1	Raie 2	Raie 3	Raie 4	Raie 5	Raie 6
Hg	4047.7	4359.6	5462.3	5781.7*
Cd	4679.3	4801.3	5087.2	6440.2
Xe	7644.1	8250.1*	8386.2*	8821.8	9001.3*	9165.1

Notes. La notation * correspond aux raies d'émissions qui résultent d'un mélange de plusieurs raies très rapprochées spectralement et non discernables par la SEDm.

La réponse impulsionale spectrale de la SEDm pouvant très bien être chromatique, nous allons pouvoir tirer parti de la répartition de ces raies sur toute la plage spectrale. La Figure 7.1 montre le spectre (moyenné sur tout le MLA) des 3 lampes à arc utilisées, en unité de flux par longueur d'onde. La distribution des raies sur l'espace spectral permet une excellente contrainte entre 4000 et 6500Å grâce aux lampes Hg et Cd. La lampe à Xenon permet, elle, de contraindre la solution en longueur d'onde (et a fortiori la LSF dans cette étude) au delà de 7500Å.

7.1.2 Détermination de la LSF

À l'instar du pipeline PYSEDM, nous modélisons la fonction d'étalement spectrale par une gaussienne. En toute rigueur, chaque spaxel possède *a priori* sa propre réponse impulsionale, et il faudrait déterminer la LSF pour chacun d'entre eux. En pratique, nous faisons la supposition que la LSF moyenne sur tout le MLA est suffisamment représentative de la réponse impulsionale spectrale de la SEDm à l'échelle locale. Cette approximation est motivée par une distribution spatiale homogène et avec peu de variation de la LSF. La

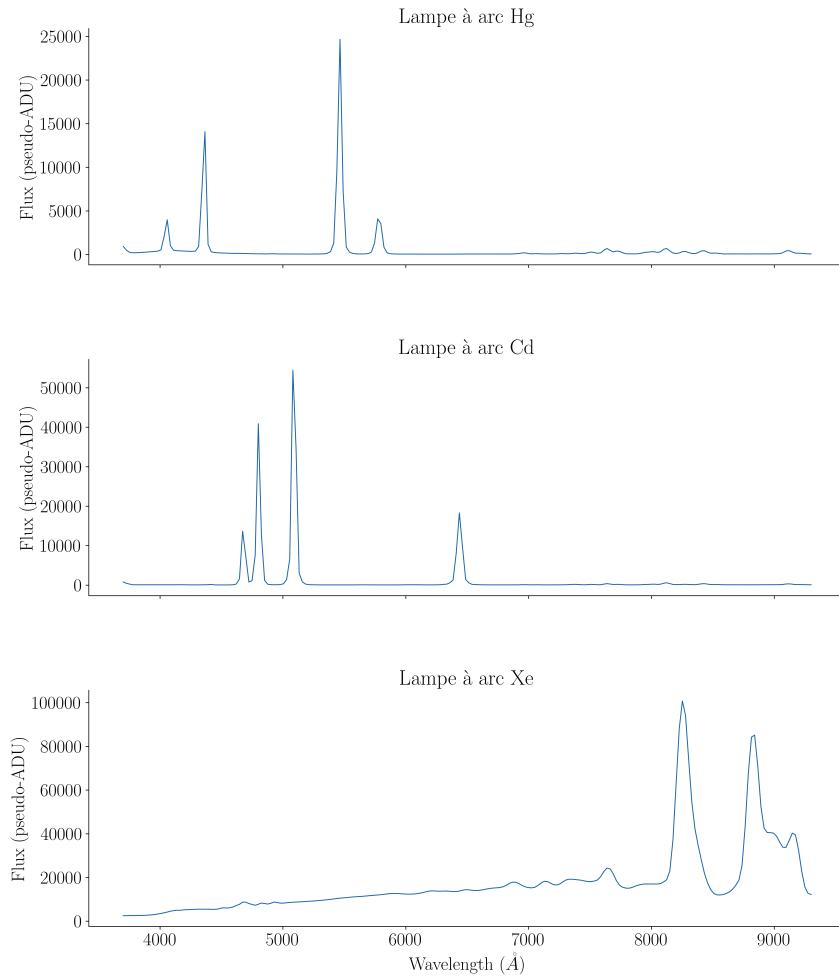


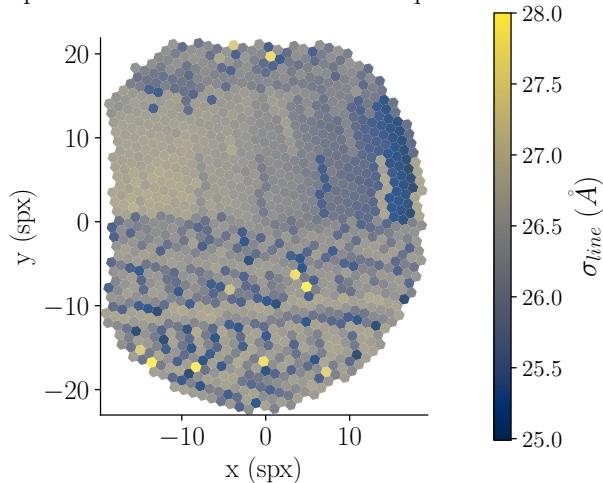
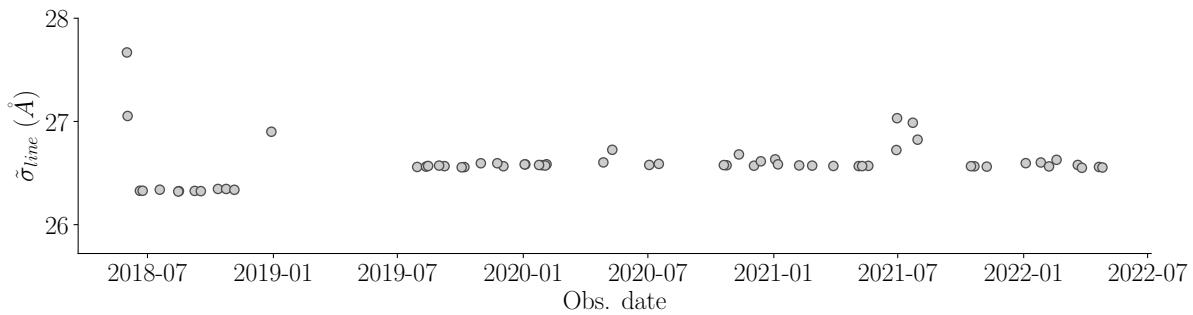
FIGURE 7.1 – Spectres en pseudo-ADU des lampes à arc utilisées pour la SEDm pour la nuit du 3 Juillet 2020. De haut en bas, lampe à mercure (Hg), à cadmium (Cd) et à Xenon (Xe). Ces spectres sont en unité de flux (pseudo-ADU) et sont reconstruits à partir de la solution en longueur d’onde correspondante. Chaque spectre correspond au spectre moyen sur tout le MLA.

Figure 7.2 illustre cela pour une lampe à cadmium et sa raie à 6440 Å, où le nMAD¹ de cette distribution spatiale est de seulement 0.51 Å.

La variation temporelle de la LSF ne présentant pas de tendance particulière, nous supposons également la LSF stationnaire. La Figure 7.3 illustre cela en présentant l’évolution au cours du temps (65 nuits entre 2018 et 2022) de la médiane de l’écart type de la LSF (modélisée par une gaussienne) pour la raie à 6440 Å de la lampe à Cd.

Notre analyse de la réponse impulsionale spectrale est effectuée à partir de la solution en longueur d’onde de 65 nuits étalées entre 2018 et 2022. Nous récupérons ainsi les positions et écarts types des gaussiennes ajustés pour chaque raie d’émission pour chaque spaxel de chaque nuit. La solution en longueur d’onde nous permet également de passer de l’espace des pixels du CCD à l’espace des longueurs d’onde.

1. Médiane de la déviation absolue. Pour un jeu de données X , de médiane \tilde{X} , le MAD est défini comme $MAD = median(|X_i - \tilde{X}|)$. Pour utiliser le MAD comme un estimateur d’écart type, on définit nMAD = $k \times MAD$ avec $k \approx 1.4826$ pour un jeu de données gaussièrement distribué.

Carte du σ de la modélisation gaussienne de la LSFpour la raie à $\lambda = 6440 \text{ \AA}$ d'une lampe CdFIGURE 7.2 – Distribution spatiale du σ de la modélisation gaussienne pour une raie ($\lambda = 6440 \text{ \AA}$) d'une lampe à arc (Cd). Le nMAD de cette distribution spatiale est de 0.51 \AA .Time evolution of the median σ for the 6440 \AA line of the Cd arc lamp.FIGURE 7.3 – Évolution temporelle de la LSF pour une raie ($\lambda = 6440 \text{ \AA}$) de la lampe à CD entre 2018 et 2022.

Nous utilisons la médiane de la localisation ajustée de chaque raie parmi tous les spaxels. De même pour la largeur des gaussiennes, nous utilisons la médiane de leur distribution spatiale pour une lampe et une raie données, afin d'éviter les potentielles valeurs aberrantes notamment sur les bords du MLA (RIGAULT et al. (2019)). La Figure 7.4 montre la distribution des largeurs médianes des gaussiennes ajustées pour les 65 nuits et pour chaque raie d'émission.

La distribution des largeurs propres à chaque raie indique bien une évolution chromatique, avec une résolution spectrale plus fine dans le bleu que dans le rouge. La dispersion sur les nuits sélectionnées est de l'ordre de quelques Å.

Sachant que les raies d'émission de la lampe à Xenon sont faiblement contraintes, nous choisissons de modéliser la chromaticité de la LSF en utilisant un polynôme de Legendre de degré 2, afin d'éviter un effet d'over-fitting aux extrémités.

Pour des raisons de clareté visuelle, nous avons choisi de montrer sur la Figure 7.5 la distribution des écarts types sous forme de violon, la dispersion de la position de la raie étant trop faible pour être discernable sur la figure. Nous présentons la LSF σ_λ en unité de longueur d'onde mais également en unité de pixel spectral pour la SEDm, connaissant l'échantillonnage du domaine spectral (220 tranches entre 3700 et 9300 Å, soit

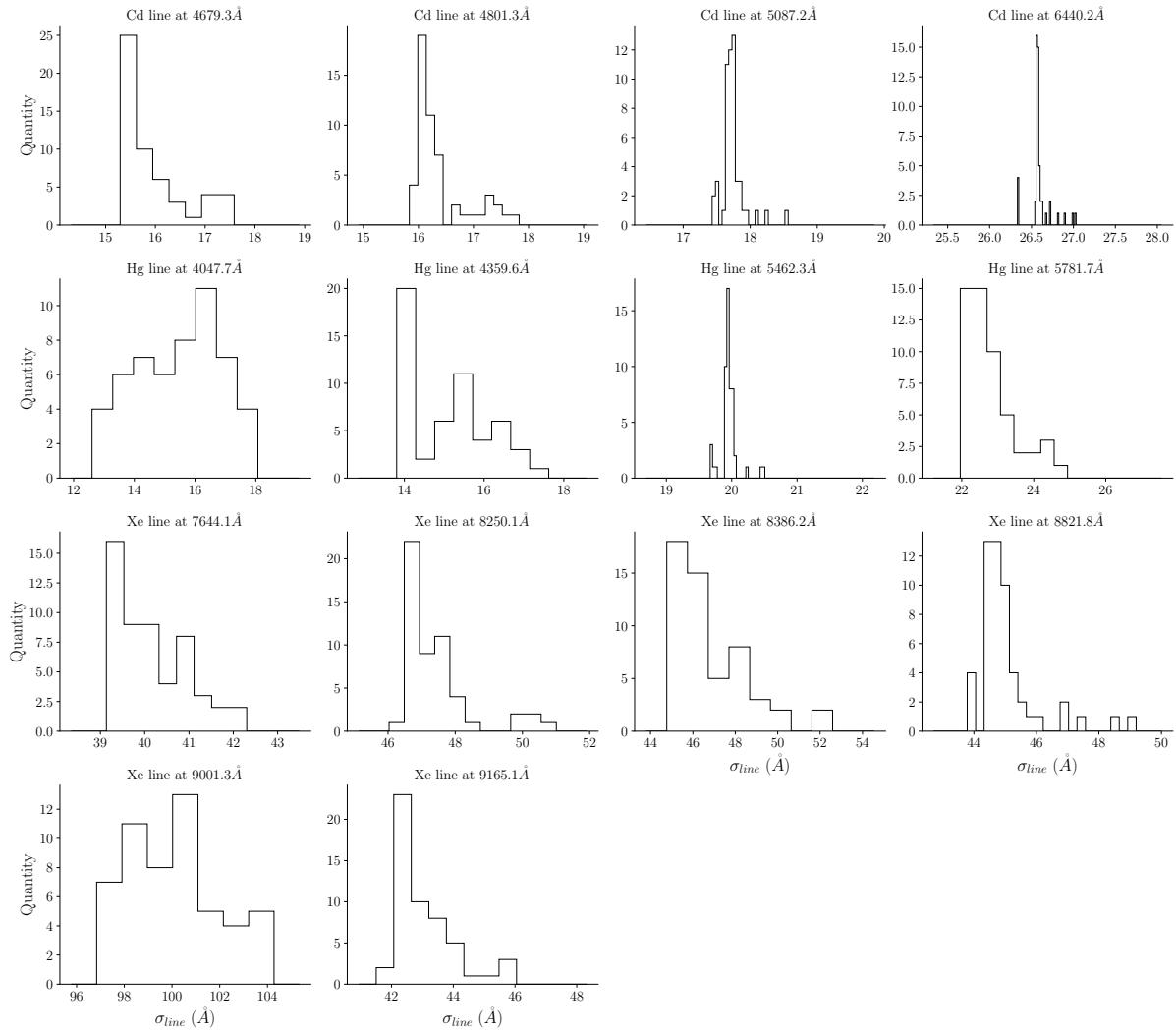


FIGURE 7.4 – Distribution de l'écart type σ_{line} des raies des lampes à arc, en considérant l'écart type médian sur tous les spaxels du MLA pour la solution en longueur d'onde de 65 nuits entre 2018 et 2022.

un échantillonnage de $\sim 25.6 \text{ \AA}$).

Sachant que la largeur à mi-hauteur (FWHM) pour une distribution gaussienne est de $\text{FWHM} = 2\sqrt{2\ln(2)}\sigma \approx 2.355\sigma$, nous pouvons également caractériser le pouvoir de résolution de la SEDm, que nous illustrons dans la Figure 7.6. Comme introduit dans BLAGORODNOVA et al. (2018), la résolution spectrale $R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ est de l'ordre de 100 sur tout le domaine spectral. Néanmoins, nous pouvons apercevoir que cette résolution spectrale décroît vers le rouge, avec $R_{\lambda=4000\text{\AA}} \sim 135$, $R_{\lambda=6500\text{\AA}} \sim 100$ et $R_{\lambda=8500\text{\AA}} \sim 80$.

Nous fixons ainsi le modèle chromatique de LSF de la SEDm. Sachant que la résolution des spectres obtenus avec CIGALE est de l'ordre de 3\AA sur l'intervalle $[3200-9500]\text{\AA}$ (correspondant à une résolution de $R = \lambda/d\lambda \approx 2000$; BRUZUAL et CHARLOT (2003b)), nous choisissons de convoluer directement les spectres du cube intrinsèque par la LSF chromatique de la SEDm.

La Figure 7.7 montre par exemple l'application du modèle de LSF sur le spectre d'un

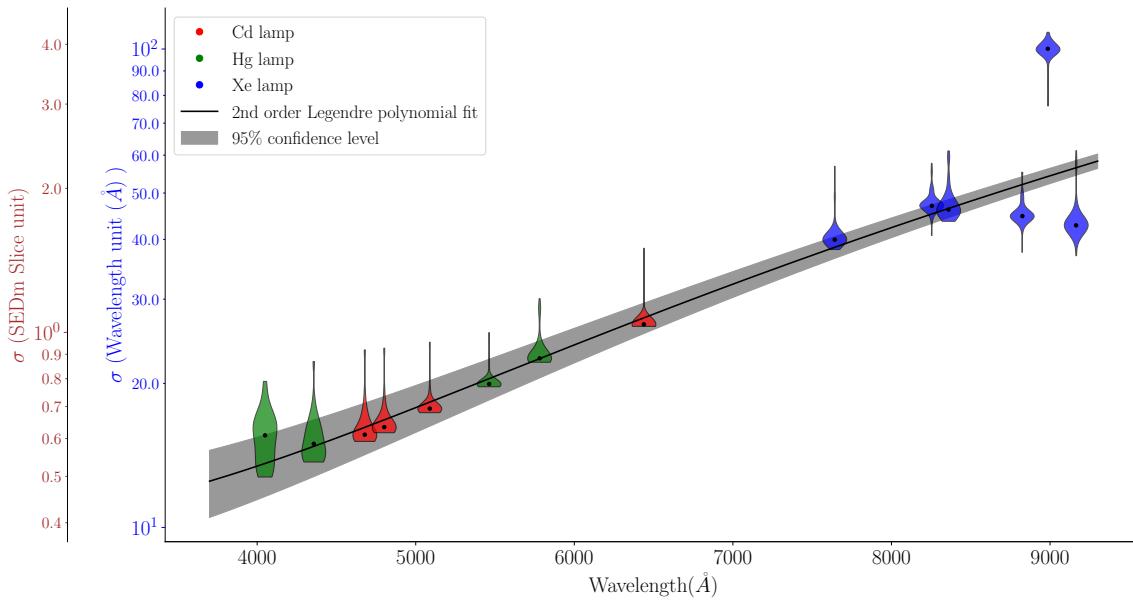


FIGURE 7.5 – Chromaticité de la LSF. Nous montrons ici l'évolution de l'écart type σ de la modélisation gaussienne des différentes raies d'émission pour les lampes à arc Cd, Hg et Xe en fonction de la longueur d'onde. L'écart type σ est présenté en unité de longueur d'onde ($\lambda[\text{\AA}]$) et en unité d'épaisseur de tranche dans les cubes 3D de la SEDm. Cette étude est réalisée à partir des solutions en longueurs d'onde de 65 nuits étalées entre 2018 et 2022. Le code couleur indique la lampe à arc dont est issue la raie d'émission et le modèle quadratique ajusté est présenté en courbe noir.

spaxel du cube intrinsèque (le spectre rouge de la Figure 6.8 après ré-échantillonnage). Le lissage progressif et croissant avec la longueur d'onde dû à la chromaticité de la LSF est clairement visible.

Nous appliquons cette convolution pour tous les spaxels du cube intrinsèque, ce qui nous permet de porter le cube de la galaxie hôte dans l'espace spectral de la SEDm.

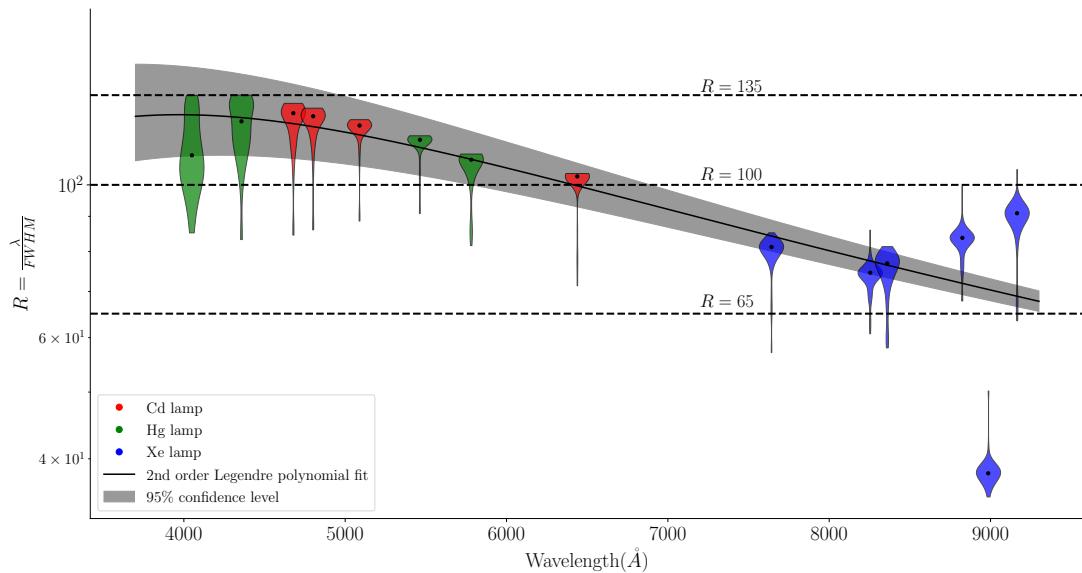


FIGURE 7.6 – Résolution de la SEDm, où $R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$, avec λ la longueur d’onde de la raie d’émission et $\Delta\lambda$ leur largeur à mi hauteur. Un violon correspond à la distribution en résolution à la position d’une raie d’émission (code couleur pour l’origine de la lampe) dans le même esprit que dans la Figure 7.5. Les lignes horizontales en pointillées indiquent les résolutions $R = 135$, 100 et 65 . La description de la SEDm ([BLAGORODNOVA et al., 2018](#)) indique une résolution $R \sim 100$, ce qui est l’ordre de grandeur que nous retrouvons ici.

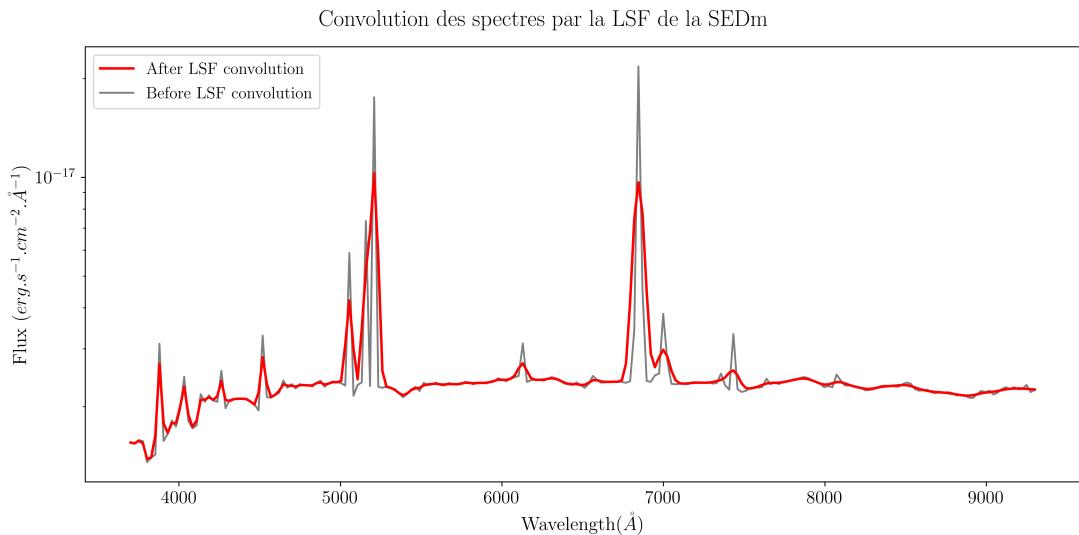


FIGURE 7.7 – Application de la LSF aux spectres du cube intrinsèque obtenu dans le Chapitre 6.3 (Figure 6.9). Nous montrons ici un exemple de la convolution sur le spectre après ré-échantillonnage de la Figure 6.8 (ici en *noir*). Le lissage progressif et croissant avec la longueur d’onde dû à la chromaticité de la LSF est clairement visible. Le résultat de la convolution par le kernel variable est représenté par le spectre *rouge*.

7.2 Réponse impulsionale spatiale

La section précédente fut consacrée à la caractérisation de la réponse impulsionale spectrale de la SEDm. Nous présentons ici celle de la réponse impulsionale spatiale, faite à partir d'observations d'étoiles standards (STDs) qui sont des sources ponctuelles dans le champ de vue de l'IFS.

En associant l'imperfection du système optique et la présence des turbulences atmosphériques ([KOLMOGOROV, 1941](#)) dont l'hétérogénéité est dynamique, la structure d'une image varie aléatoirement au cours du temps dans le champ de vue du télescope. Une exposition de quelques secondes est habituellement suffisante pour moyenner ces fluctuations et fixer l'image. Nous pouvons alors relier $O(\vec{\alpha}, \lambda)$ le flux d'une source dans un direction $\vec{\alpha}$ du ciel à la longueur d'onde λ , et $\langle I(\vec{\alpha}, \lambda) \rangle$ la moyenne temporelle du flux observé décrivant l'image obtenue dans le plan focal par la transformation :

$$\langle I(\vec{\alpha}, \lambda) \rangle = O(\vec{\alpha}, \lambda) \otimes \langle S(\vec{\alpha}, \lambda) \rangle \quad (7.1)$$

avec $\langle S(\vec{\alpha}, \lambda) \rangle$ l'image moyenne dans le plan focal d'une source ponctuelle observée à l'infini, qui n'est autre que notre fonction d'étalement de point (PSF). Sa transformée de Fourier, notée $\langle \tilde{S}(f) \rangle$, est la fonction de transfert du système optique dans son ensemble, qui n'est autre que le produit entre la fonction de transfert du télescope $T(f)$, et la fonction de transfert de l'atmosphère $B(\lambda, f)$.

La caractérisation de la PSF est donc cruciale pour une modélisation de scène robuste avec [HYPERGAL](#), étant donnée qu'une supernova, qui fera partie des composantes de la scène, est elle même une source ponctuelle à l'instar des STDs.

Cette section est divisée en trois parties. Dans un premier temps nous présenterons le modèle de profil radial utilisé pour la PSF, puis nous détaillerons l'entraînement de ce modèle destiné à le contraindre. Enfin, nous aborderons l'aspect chromatique de cette réponse impulsionale ainsi que les effets atmosphériques sur la localisation de la source ponctuelle dans le MLA.

7.2.1 Modèle de profil radial monochromatique

Bien qu'il existe des modèles de PSF dérivés de la théorie des perturbations atmosphériques ([KOLMOGOROV, 1941](#); [FRIED, 1966](#); [TOKOVININ, 2002](#)), leur capacité à décrire correctement les données n'est en général pas suffisant. [BUTON \(2009\)](#) montre par exemple dans le cadre de SNfactory que de tels modèles ne permettent pas de bien représenter le "coude" séparant le coeur des ailes du profil radial.

Une simple gaussienne est parfois utilisée comme par [KING \(1971\)](#), mais une telle représentation, quoiqu'efficace pour la représentation du coeur d'une source ponctuelle ne permet pas d'ajuster les ailes du profil radial.

Cette partie de la PSF peut cependant être modélisée par une loi de puissance qui décroît moins vite que la gaussienne, comme introduit par [MOFFAT \(1969\)](#). Des modèles de PSF basés sur cette fonction homonyme (Moffat) ont par exemple été proposés par [RACINE \(1996\)](#); [TRUJILLO et al. \(2001\)](#).

Nous choisissons d'adopter la modélisation proposée dans la thèse de [BUTON \(2009\)](#), qui est également celle utilisée par [RIGAULT et al. \(2019\)](#) pour la description de la PSF de

la SEDm. Ce modèle empirique et analytique a pour but d'introduire une composante pour chaque partie du profil radial, à savoir une Gaussienne pour la description du coeur, et une Moffat pour la description des ailes. Le modèle total est ainsi une simple combinaison linéaire entre ces deux distributions :

$$PSF(r) = N \left[\eta \times \exp \left(-\frac{r}{2\sigma^2} \right) + \left(1 + \left(\frac{r}{\alpha} \right)^2 \right)^{-\beta} \right] \quad (7.2)$$

où les paramètres η , σ , α et β sont les paramètres de forme du profil radial, et N un coefficient de normalisation que nous explicitons quelques lignes plus loin.

Il faut cependant prendre également en compte l'éventualité de défaut de focalisation et/ou d'erreur de guidage du télescope, dont la conséquence sera d'induire une ellipticité à notre source ponctuelle dans le plan focal, et ne sera ainsi plus une image circulaire.

Le rayon r de l'équation 7.2 est ainsi un rayon elliptique, tel que :

$$r^2 = r_{ell}^2 = (x - x_0)^2 + \mathcal{A}(y - y_0)^2 + 2\mathcal{B}(x - x_0) \times (y - y_0) \quad (7.3)$$

avec x_0 et y_0 les coordonnées du centre de la source ponctuelle.

Les paramètres \mathcal{A} et \mathcal{B} décrivent simultanément le rapport q des deux axes et l'orientation ϕ de l'ellipticité tel que :

$$q = 1 + \frac{\left(\sqrt{(1 - \mathcal{A})^2 + 4\mathcal{B}^2} - (1 + \mathcal{A}) \right)}{\left(\sqrt{(1 - \mathcal{A})^2 + 4\mathcal{B}^2} + (1 + \mathcal{A}) \right)} \quad (7.4)$$

$$\phi = \begin{cases} \frac{1}{2} \cot^{-1} \left(\frac{1 - \mathcal{A}}{2\mathcal{B}} \right) & \text{si } \mathcal{A} > 1 \\ \frac{\pi}{2} + \frac{1}{2} \cot^{-1} \left(\frac{1 - \mathcal{A}}{2\mathcal{B}} \right) & \text{si } \mathcal{A} < 1 \end{cases} \quad (7.5)$$

Avec une ellipticité quelconque, le coefficient de normalisation N est définie par :

$$N = \left(\frac{\pi}{\sqrt{\mathcal{A} - \mathcal{B}^2}} \times \left(2\eta\sigma^2 + \frac{\alpha^2}{\beta - 1} \right) \right)^{-1} \quad (7.6)$$

Ce formalisme décrit ainsi entièrement la source ponctuelle à l'amplitude près.

L'entraînement de notre modèle se faisant sur l'observation d'étoiles standard, nous ajoutons également une composante pour modéliser le fond du ciel. En temps normal, cette composante est censée être uniforme, et une constante devrait suffir à la modéliser. Dans notre cas, les cubes extraits avec `PYSEDM` (RIGAULT et al., 2019) présentent régulièrement des artefacts indésirables notamment sur les bords du cube, et sont d'autant plus intenses aux extrémités de l'espace spectral couvert par la SEDm. Afin de palier à ces effets, nous introduisons un background polynomial d'ordre 2, de sorte que :

$$\text{Bkgd}(x, y) = b_0 + (b_x \times x) + (b_y \times y) + (b_{xx} \times x^2) + (b_{yy} \times y^2) + (b_{xy} \times xy) \quad (7.7)$$

avec x et y les coordonnées en spaxel de notre cube, et b_0 une constante qui n'est autre que la composante qui décrit le fond de ciel.

Nous montrons dans la Figure 7.8 un exemple de profil radial fitted sur une meta-tranche à 6244Å pour la STD 25d4655, avec les différentes contributions de la fonction d'étalement de point.

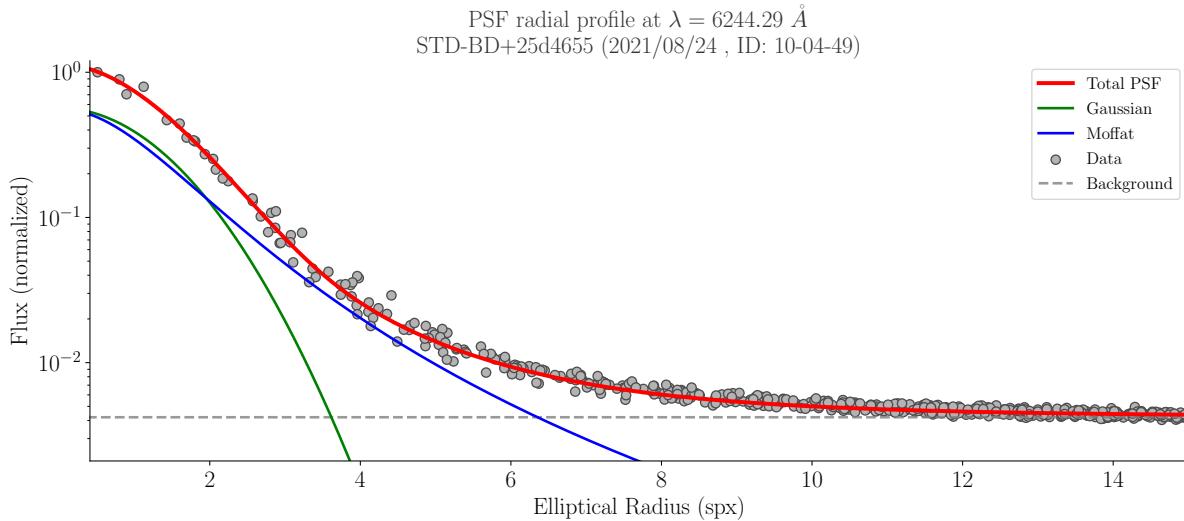


FIGURE 7.8 – Profil radial pour la méta-tranche à 6244Å de l'étoile standard 25d4655.

7.2.2 Entrainement du modèle polychromatique

Notre modèle de PSF contient ainsi 4 paramètres de forme ($\eta, \alpha, \beta, \sigma$) et 2 paramètres de focalisation décrivant l'ellipticité et l'orientation. Ces 6 paramètres sont cependant *a priori* chromatiques, et le nombre de degré de liberté pour décrire une simple source ponctuelle devient trop important.

Nous nous sommes ainsi penchés sur l'étude des corrélations entre ces paramètres et leur chromaticité, afin de contraindre notre modèle de PSF couvrant différentes conditions d'observation (masse d'air, seeing, etc). Pour faire cela, nous avons utilisé environ 150 cubes de données d'étoiles standards, observées avec la SEDm en 2021.

Dans un premier temps, nous procédons à un ajustement avec la fonction d'étalement de point entièrement libre, pour 9 méta-tranches indépendantes entre 4500 et 9000 Å. Nous avons choisi de ne pas considérer les longueurs d'ondes au delà de ces extrémités à cause des artefacts trop intenses générés lors de l'extraction des spectres du CCD, pouvant aller jusqu'à masquer la source astronomique dans le champ de vue du MLA.

Nous avons commencé par chercher quels paramètres présentaient la plus forte corrélation. La Figure 7.9 met ainsi en évidence, d'une part, une très forte corrélation entre α et β , mais également le fait que α semble montrer le plus de corrélation avec les autres paramètres de forme. Nous choisissons ainsi α comme paramètre principal de notre modèle de PSF.

L'idée est alors de fixer adéquatement les corrélations entre les paramètres, puis de ré-entraîner le modèle de PSF avec ses nouvelles contraintes. On vérifie alors à nouveau la présence ou non d'autres fortes corrélations, et nous les fixons successivement.

Cet entraînement est également réalisé chromatiquement. En effet, même si 2 paramètres sont fortement corrélés sur l'ensemble de l'intervalle spectral étudié, nous ne savons pas *a priori* si la forme de ces corrélations est, ou non, chromatiques. Nous analysons ainsi l'évolution de ces corrélations en fonction de la longueur d'onde.

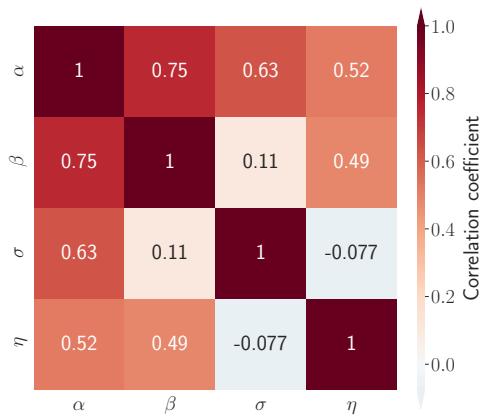


FIGURE 7.9 – Matrice de corrélation des paramètres de PSF toutes méta-tranches confondues, avec tous les paramètres libres.

7.2.2.1 Première corrélation : α vs β

Le rayon (α) et l'exposant (β) de la Moffat sont les deux paramètres qui présentent la plus forte corrélation et de façon significative, nous commençons donc par fixer celle-ci. Nous présentons dans la Figure 7.10 les ajustements linéaires pour chaque méta-tranche. Cet ajustement est effectué par minimisation de χ^2 , en pondérant donc par les erreurs.

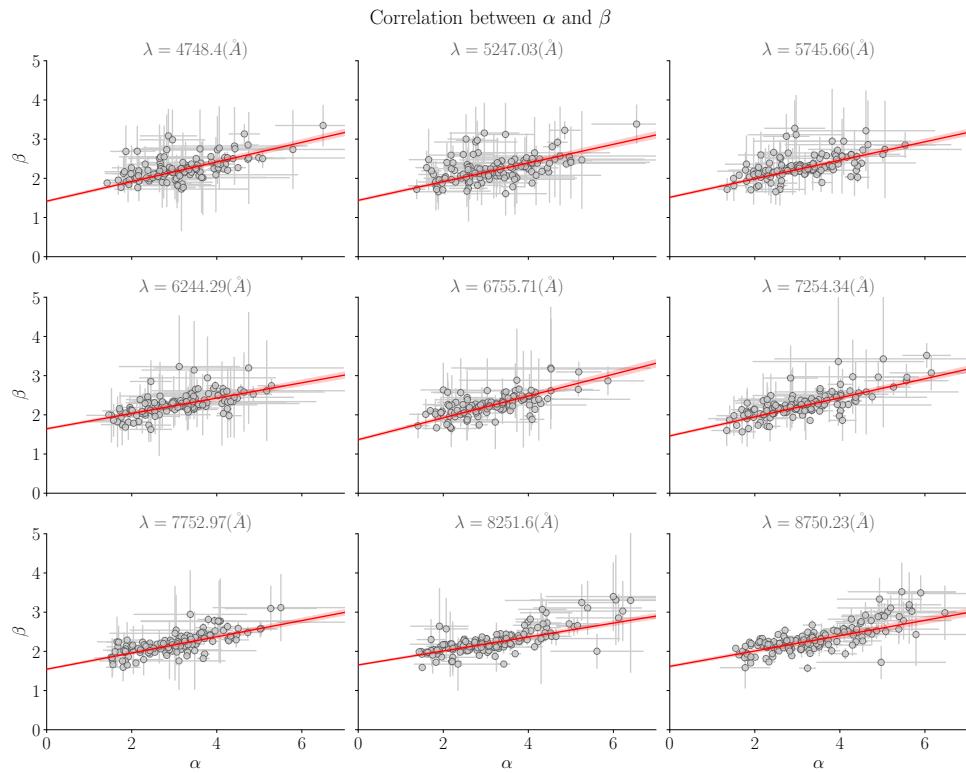


FIGURE 7.10 – Chromaticité des corrélations entre α et β .

La chromaticité de ces ajustements est représenté dans la Figure 7.11, où nous montrons l'évolution du point zéro (ordonnée à l'origine) et de la pente en fonction de la longueur d'onde de la meta-tranche considéré. On observe des fluctuations chromatiques de l'ordre de 12% pour la pente, et de 6% pour le point zéro. Nous avons choisi d'ignorer ces effets chromatiques, et de fixer $\beta(\alpha)$ indépendamment de la longueur d'onde comme une

combinaison linéaire tel que :

$$\beta(\alpha) = \beta_1 \times \alpha + \beta_0 \quad (7.8)$$

avec β_1 et β_0 fixés.

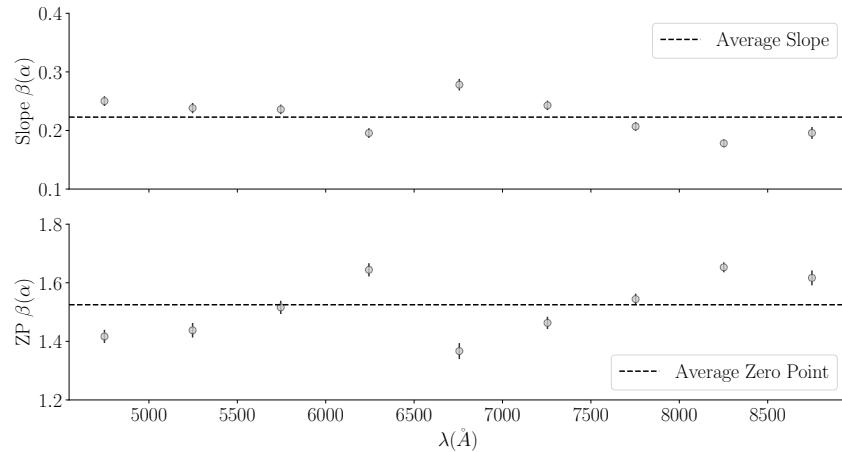


FIGURE 7.11 – Chromaticité de la pente et du point zéro entre α et β .

7.2.2.2 Seconde corrélation : α vs σ

Après avoir fixé la corrélation entre α et β , on effectue une nouvelle fois l'ajustement du modèle de PSF pour les mêmes étoiles standards utilisées précédemment. Nous montrons dans la Figure 7.12 la nouvelle matrice de corrélation entre les paramètres de forme en négligeant la chromaticité, le but étant juste d'avoir une estimation des paramètres présentant les plus fortes corrélations.

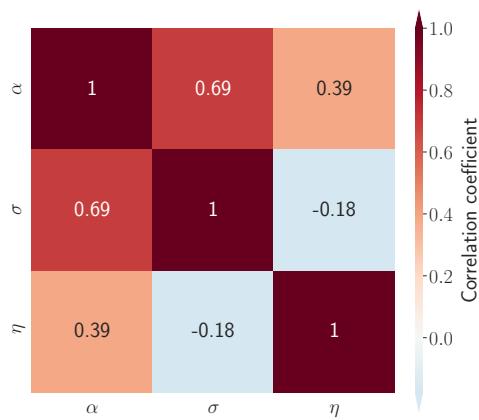
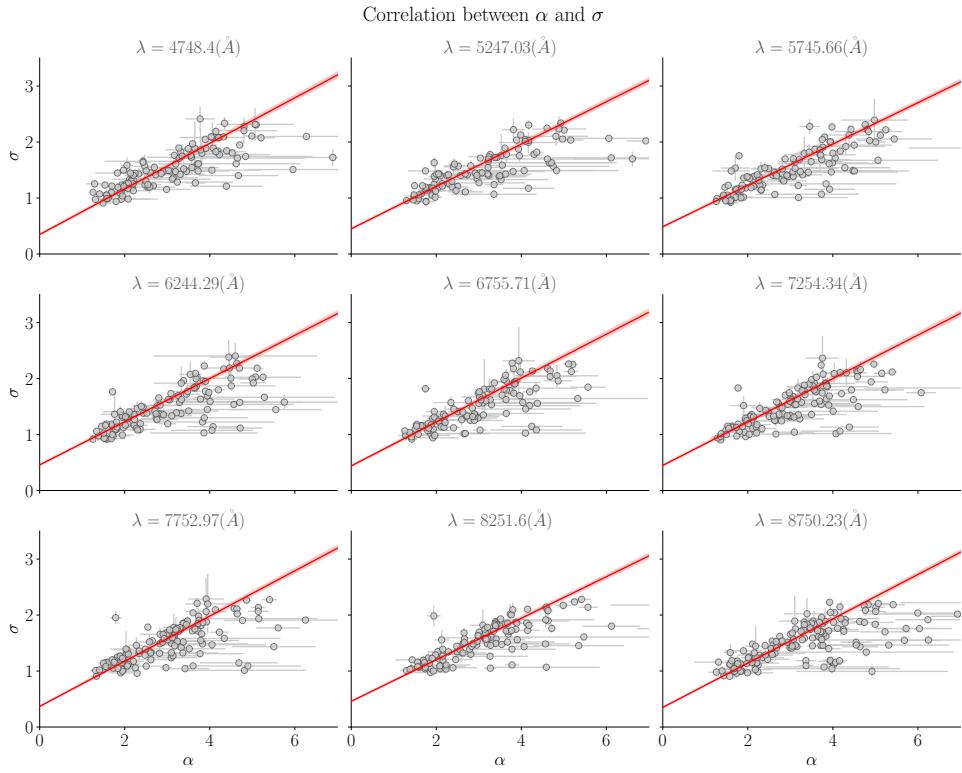


FIGURE 7.12 – Matrice de corrélation des paramètres de PSF toutes méta-tranches confondues, après fixation de $\beta(\alpha)$.

Nous nous intéressons donc à présent à la relation entre α (le rayon de la Moffat) et σ , le rayon de la gaussienne.

De la même manière que précédemment, nous présentons dans la Figure 7.13 les ajustements linéaires entre ces deux paramètres pour chaque méta-tranche. Il est à noter que cette corrélation est presque aussi significative que celle entre α et β , ce qui montre à quel point ces trois paramètres sont corrélés entre eux.

FIGURE 7.13 – Chromaticité des corrélations entre α et σ .

Tout comme précédemment, la chromaticité de ces ajustements est représenté dans la Figure 7.14, où nous montrons l'évolution du point zéro et de la pente en fonction de la longueur d'onde de la meta-tranche considérée. On observe cette fois ci des effets chromatiques de l'ordre de seulement 3% pour la pente, et de 8% pour le point zéro. Nous avons à nouveau choisi d'ignorer ces effets chromatiques, et de fixer $\sigma(\alpha)$ indépendamment de la longueur d'onde comme une combinaison linéaire tel que :

$$\sigma(\alpha) = \sigma_1 \times \alpha + \sigma_0 \quad (7.9)$$

avec σ_1 et σ_0 fixés.

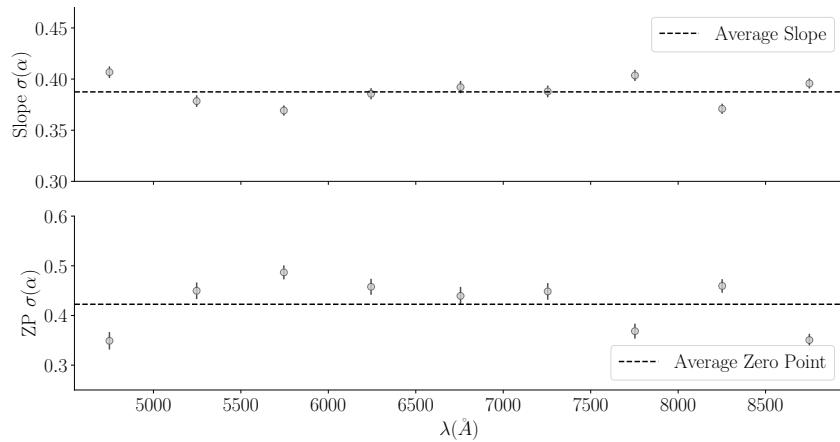
7.2.2.3 Poids relatif des distributions gaussienne/Moffat : η

Le dernier paramètre de forme libre de notre modèle de PSF est le poids relatif entre la gaussienne et la Moffat, η . En refaisant le même travail que précédemment, à savoir relancer l'ajustement du modèle de PSF avec β et σ fixés en fonction de α , nous nous rendons compte une absence totale de corrélation entre α et η , comme l'atteste la Figure 7.15.

Afin d'éviter un scénario similaire à celui rencontré par [BUTON \(2009\)](#) avec le modèle de Kolmogorov, où le coude dans les données n'est pas bien représenté par le modèle de PSF, nous choisissons de laisser η libre dans notre fonction d'étalement de point.

7.2.2.4 Profil radial contraint

La Table 7.2 présente les valeurs obtenues pour la pointe et l'ordonnée à l'origine des ajustements linéaires pour $\beta(\alpha)$ et $\sigma(\alpha)$.

FIGURE 7.14 – Chromaticité de la pente et du point zéro entre α et σ .TABLE 7.2 – Valeurs des paramètres des ajustements linéaires pour $\beta(\alpha)$ et $\sigma(\alpha)$.

Paramètre	β	σ
Pente	0.22	0.39
Point Zéro	1.53	0.42

Avec les contraintes ainsi ajoutées, le profil radial de l'équation 7.2 s'écrit à présent :

$$PSF(r; \alpha, \eta) = N(\alpha, \eta) \left[\eta \times \exp \left(-\frac{r}{2\sigma(\alpha)^2} \right) + \left(1 + \left(\frac{r}{\alpha} \right)^2 \right)^{-\beta(\alpha)} \right] \quad (7.10)$$

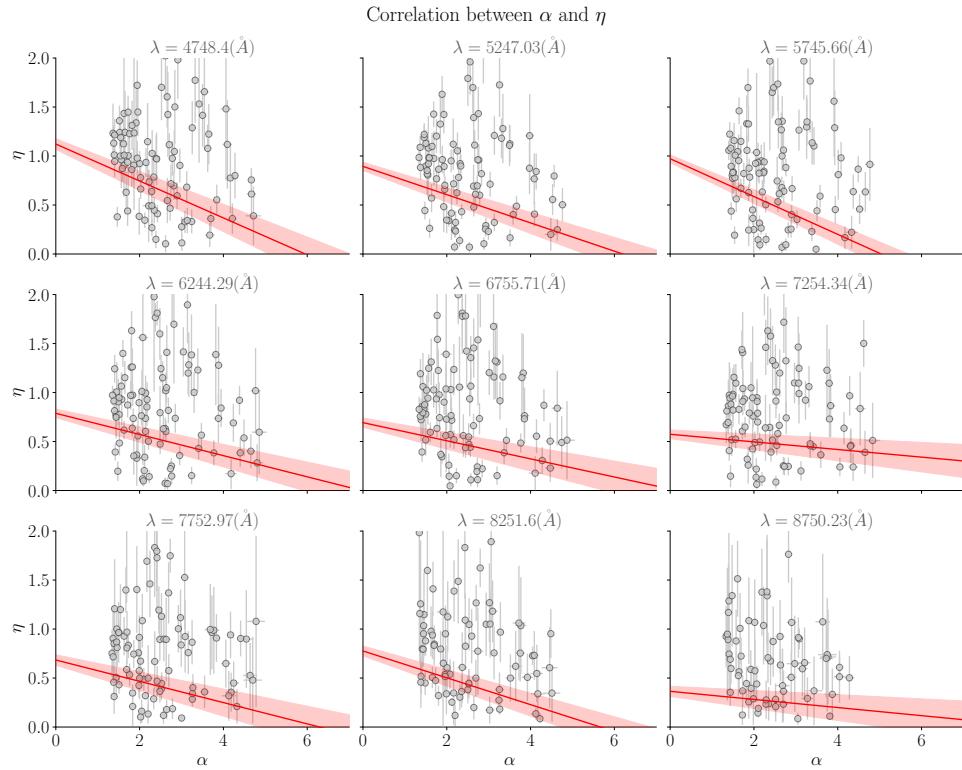
Ce nouveau profil radial de la fonction d'étalement de point est ainsi utilisable pour une extraction 2D d'une source ponctuelle, à une longueur d'onde λ donnée donc. Cependant le but est d'extraire le spectre de la source ponctuelle. Intuitivement, nous pourrions appliquer cette extraction 2D à toutes les tranches de notre cube de donnée. Mais ce processus, en plus de demander énormément de ressources numériques, supposerait d'une part que les tranches ne sont pas corrélées entre elles, et d'autre part que le ratio signal sur bruit serait suffisant à l'échelle d'un pixel spectral. Or cela est généralement faux dans les deux cas.

Nous présentons ainsi une méthode d'extraction adéquate dans la section suivante.

7.3 Extraction de la source ponctuelle

7.3.1 Méthode d'extraction

Puisqu'il n'est pas question d'ajuster à la fois la PSF et l'amplitude à chaque tranche monochromatique du cube de donnée, l'idée est plutôt d'effectuer un ajustement de la PSF sur N méta-tranches, où le signal sur bruit est suffisamment élevé. Nous récupérons par conséquent un jeu de $N \times 2D$ paramètres décrivant la PSF de la source et sa position dans le MLA.

FIGURE 7.15 – Chromaticité des corrélations entre α et η .

En modélisant adéquatement la chromaticité de ces paramètres, nous fixons alors tous les paramètres d'ajustement sur l'ensemble du domaine spectral. In fine, nous extrayons le spectre de la source ponctuelle en ne laissant libre que les paramètres d'amplitude et de background pour chaque tranche du cube de donnée.

Nous devons ainsi modéliser la chromaticité de 5 paramètres : les paramètres de forme α et η , les paramètres d'ellipticité et d'orientation \mathcal{A} et \mathcal{B} , et l'évolution de la position (x_0, y_0) de la source ponctuelle dans le MLA, causée par la réfraction atmosphérique différentielle.

Commençons par aborder cet effet, présent indépendamment de l'étalement du point.

7.3.2 Réfraction atmosphérique différentielle

L'atmosphère ayant un indice de réfraction différent de celui du vide spatial, la lumière d'une source astronomique nous parvenant sur Terre est ainsi réfractée (3^e loi de Snell-Descartes). Cet indice étant dépendant de la longueur d'onde, la réfraction induite par le passage de la lumière dans l'atmosphère va elle aussi être chromatique : chaque longueur d'onde est ainsi déviée avec un angle de réfraction différent, à la manière d'un prisme. C'est cet effet que l'on appelle réfraction atmosphérique différentielle (*Atmospheric Differential Refraction* ; ADR).

On observe ainsi (en spectroscopie comme en photométrie) un déplacement du centroïde des sources astronomiques du champ de vue le long des tranches spectrales.

Le phénomène d'ADR dépend des conditions d'observations, en prenant en compte d'une part la position de l'objet dans le ciel par rapport au détecteur, et d'autre part l'indice de réfraction de l'atmosphère.

Cet indice de réfraction varie avec la longueur d'onde de la lumière incidente, mais également avec différents paramètres de l'atmosphère. Il est donc nécessaire de bien connaître les différentes dépendances entre l'indice de réfraction et les conditions atmosphériques lors de l'observation pour modéliser correctement les effets de l'ADR.

Nous utilisons pour cela les équations de EDLÉN (1966) modifiées par BIRCH et DOWNS (1993, 1994) et référencées par STONE et ZIMMERMAN (2001)¹ que nous présentons ci-dessous.

On notera t pour la température (Celsius), p , p_v et p_{sv} pour les pressions (Pascal) atmosphérique, partielle et saturante de vapeur d'eau, et enfin RH l'humidité relative.

On commence par déterminer p_v . En définissant les constantes et quantités :

$$\begin{aligned} A_1 &= -13.928169 \quad A_2 = 34.7078238 \\ T &= t + 273.15 \quad t_h = \frac{T}{273.16} \\ Y &= A_1 \times (1 - t_h^{-1.5}) + A_2 \times (1 - t_h^{-1.25}) \end{aligned}$$

On définit la pression saturante de vapeur d'eau par :

$$p_{sv}(t) = 611.657 \times e^Y \quad (7.11)$$

et la pression partielle de vapeur d'eau p_v , qui est déterminée à partir de l'humidité relative RH (en pourcentage) :

$$p_v(RH, t) = \frac{RH}{100} \times p_{sv}(t) \quad (7.12)$$

Passons maintenant à la détermination de l'indice de réfraction $n(\lambda, RH, t, p)$ On définit dans un premier temps les 7 constantes ci dessous :

$$\begin{aligned} A &= 8342.54 \quad B = 2406147 \\ C &= 15998 \quad D = 96095.43 \quad G = 0.003661 \\ E &= 0.601 \quad F = 0.00972 \end{aligned}$$

puis les quantités intermédiaires suivantes, avec la longueur d'onde λ en μm :

$$\begin{aligned} S &= \lambda^{-2} \\ n_s &= 10^{-8} \left(\frac{A+B}{130-S} + \frac{C}{38.9-S} \right) \\ X &= \frac{(1+10^{-8} \times (E-F \times t) \times p)}{(1+G \times t)} \\ n(\lambda, t, p) &= 1 + p \times n_s \times \frac{X}{D} \end{aligned}$$

avec $n(\lambda, t, p)$ l'indice de réfraction en négligeant la contribution de l'humidité relative. L'indice de réfraction avec toutes les dépendances s'écrit finalement sous la forme suivante :

$$n(\lambda, RH, t, p) = n(\lambda, t, p) - 10^{-10} \times \left(\frac{292.75}{t+273.15} \right) \times (3.7345 - 0.0401 \times S) \times p_v(RH, p, t) \quad (7.13)$$

¹. <https://emtoolbox.nist.gov/Wavelength/Documentation.asp>

Nous pouvons maintenant déterminer la déviation du centroïde de nos objets dans le MLA à partir des indices de réfraction à une longueur d'onde donnée, et une longueur d'onde de référence. En notant (x_{ref}, y_{ref}) les coordonnées spatiales à la longueur d'onde de référence λ_{ref} , les nouvelles coordonnées (x_λ, y_λ) à la longueur d'onde observée dues aux effets de l'ADR sont déterminées par la transformation :

$$\begin{cases} x(\lambda) = x_{ref} - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{n^2(\lambda)} - \frac{1}{n^2(\lambda_{ref})} \right) \times \tan(d_z) \sin(\theta) \\ y(\lambda) = y_{ref} - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{n^2(\lambda)} - \frac{1}{n^2(\lambda_{ref})} \right) \times \tan(d_z) \cos(\theta) \end{cases}$$

avec θ l'angle parallactique et $d_z = \arccos(\chi^{-1})$ la distance zénithale dans l'approximation d'une atmosphère plan-parallèle, et χ la masse d'air le long de la ligne de visée ($\chi = 1$ correspondant à un objet parfaitement au zénith).

7.3.3 Ajustement chromatique

L'ADR et notre modèle de profil radial ayant été rigoureusement définis, nous pouvons à présent procéder à l'ajustement chromatique de notre source ponctuelle afin d'effectuer l'extraction 3D de son spectre.

Dans un premier temps, nous procédons à l'ajustement de la PSF en incluant le ciel pour 9 méta-tranches comprises entre 4500 et 9000 Å. L'épaisseur ainsi obtenue (~ 500 Å) permet d'avoir un signal sur bruit suffisamment élevé sans que l'ADR ne produise d'impact significatif.

Pour chacune de ces méta-tranches, les paramètres d'amplitudes de la PSF et les 6 coefficients du background polynomial (équation 7.7) sont des paramètres de nuisance.

La Figure 7.16 illustre l'ajustement de la fonction d'étalement de point (profil radial + coutours) de chacune des méta-tranches pour l'étoile standard 25d4655.

La déviation chromatique du centroïde de la source ponctuelle due à l'ADR est présentée dans la Figure 7.17. L'estimation des positions de références (x_{ref}, y_{ref}) associées aux paramètres de masse d'air et d'angle parallactique permet ainsi de dériver la position de l'étoile dans le MLA à n'importe quelle longueur d'onde.

Il ne nous manque ainsi plus qu'à fixer la chromaticité de la fonction d'étalement de point. Nous présentons dans la Figure 7.18 l'évolution chromatique des paramètres de forme de la PSF. Nous ajustons les paramètres d'ellipticité et d'orientation \mathcal{A} et \mathcal{B} par une constante, leur évolution étant relativement faible avec la longueur d'onde.

Le poids entre la gaussienne et la Moffat η est également ajusté par une constante. Bien que nous pouvons apercevoir des variations de l'ordre de 5 à 10% autour de la moyenne pondérée, nous n'observons pas de tendance chromatique dans son évolution.

En ce qui concerne le paramètre de forme principal α , nous utilisons pour l'ajustement une loi de puissance de la forme :

$$\alpha(\lambda) = \alpha_{ref} \left(\frac{\lambda}{\lambda_{ref}} \right)^\rho \quad (7.14)$$

avec α_{ref} et ρ les paramètres d'ajustement de la chromaticité, et λ_{ref} une longueur d'onde arbitraire fixée à 6500 Å.

La Figure 7.19 montre finalement le spectre extrait de l'étoile standard 25d4655 en pseudo-ADU, qui est utilisé pour la calibration en flux.

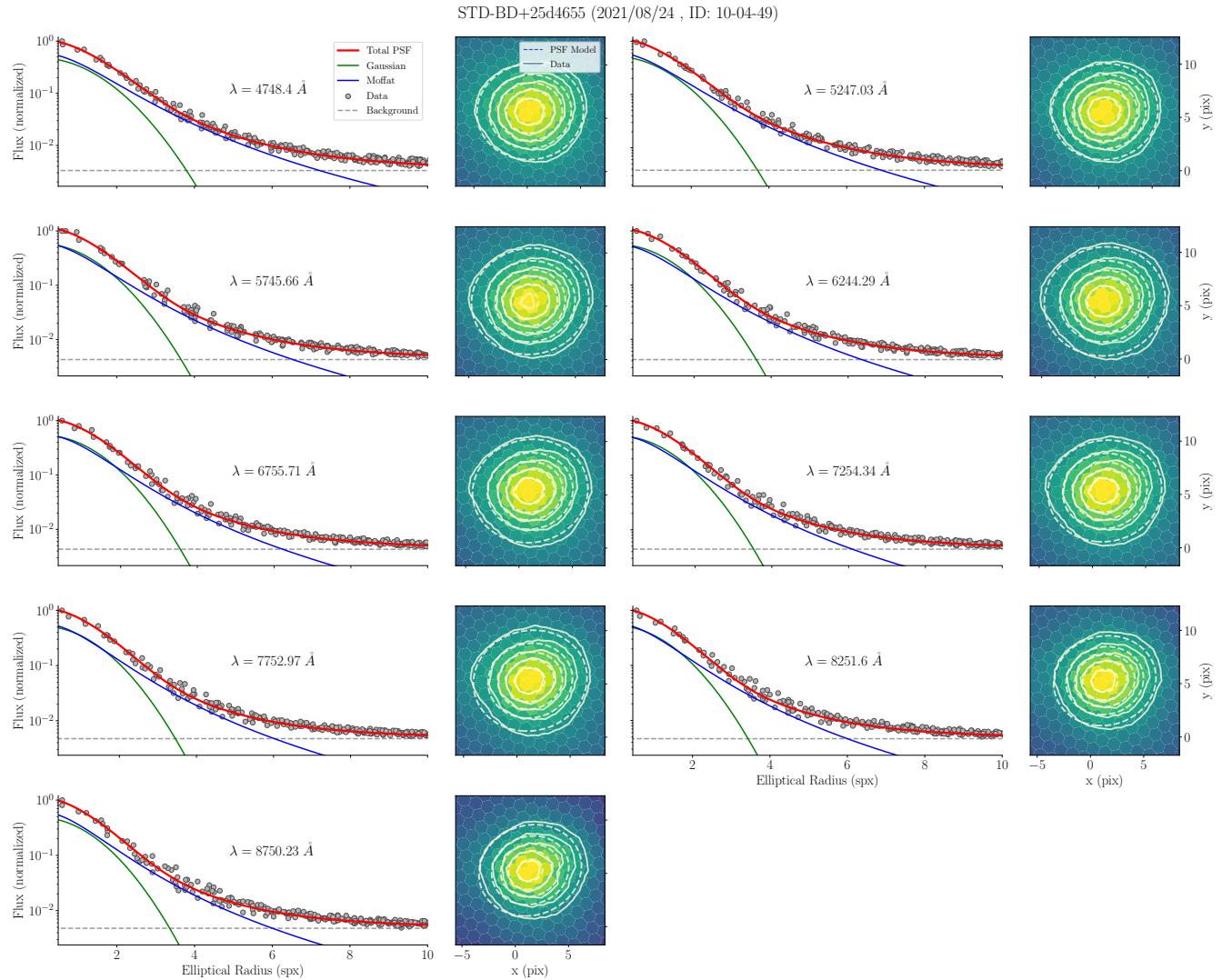


FIGURE 7.16 – Profil radial (*à gauche*) et coutours d'intensité (*à droite*) des 9 metaslices de la STD 25d4655. Les traits pleins du contour représentent les données et les pointillées l'ajustement du modèle.

7.4 Calibration en flux

7.4.1 Méthode

Afin d'avoir une estimation de la précision de la calibration en flux avec notre modèle de PSF, nous utilisons la méthode de calibration implémentée dans `PYSEDM` (RIGAULT et al., 2019) décrite dans le chapitre 4.3.3.

On rappelle que, pour la SEDm, le formalisme utilisé pour décrire le spectre observé $S(\lambda, t, z)$ d'une source astronomique est tel que :

$$S(\lambda, t, z) = S^*(\lambda, t) \times \mathcal{C}_{atm}(\lambda, t, z) \times \mathcal{C}_{inst}(\lambda, t) \times \mathcal{T}(\lambda, t, z)$$

avec $S^*(\lambda, t)$ le spectre instrinsèque de la source en unités physiques ($\text{erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{\AA}^{-1}$), $\mathcal{C}_{atm}(\lambda, t, z)$ l'extinction atmosphérique, $\mathcal{C}_{inst}(\lambda, t)$ la réponse instrumentale et $\mathcal{T}(\lambda, t, z)$

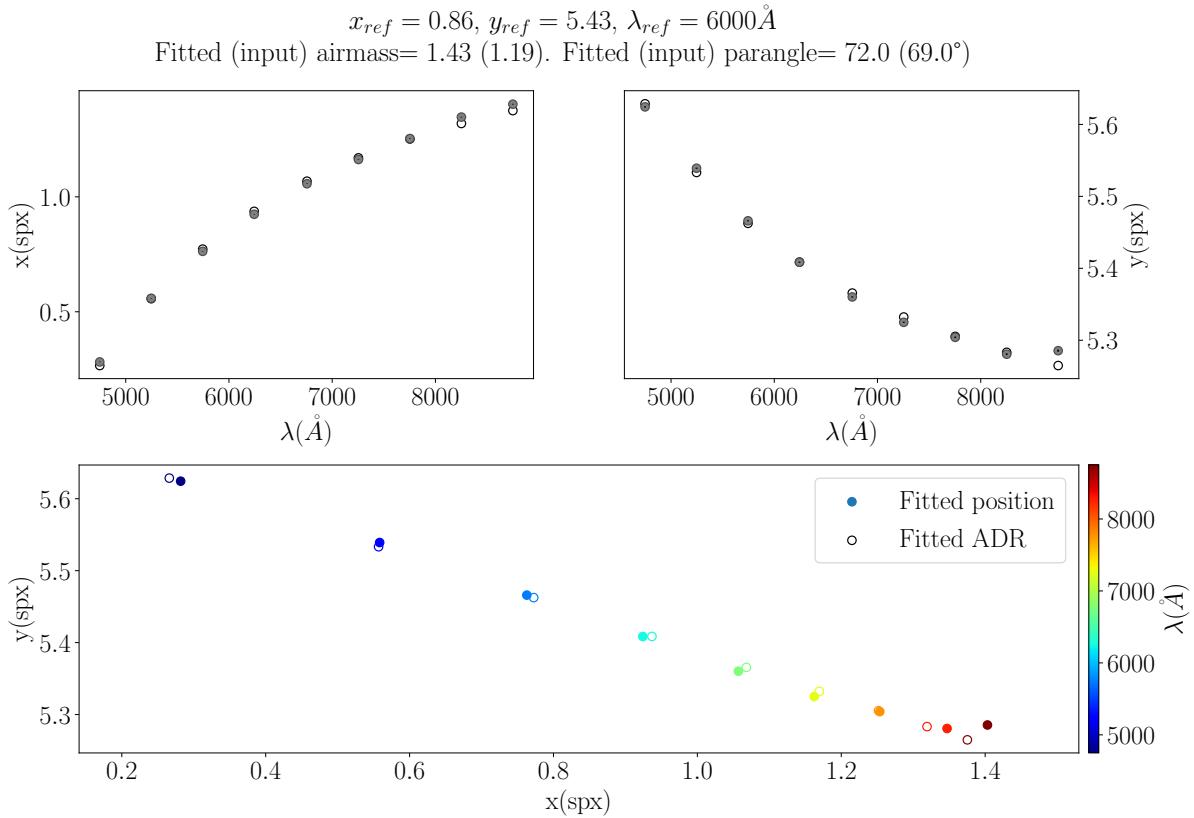


FIGURE 7.17 – Modélisation de la réfraction atmosphérique différentielle pour l'étoile standard 25d4655. Nous montrons ici l'ajustement du centroïde (x,y) de la PSF par le modèle d'ADR. Les deux graphes du haut représentent l'ajustement des deux coordonnées en fonction de la longueur d'onde. Le graphique du bas illustre l'effet de la réfraction atmosphérique dans le plan du MLA.

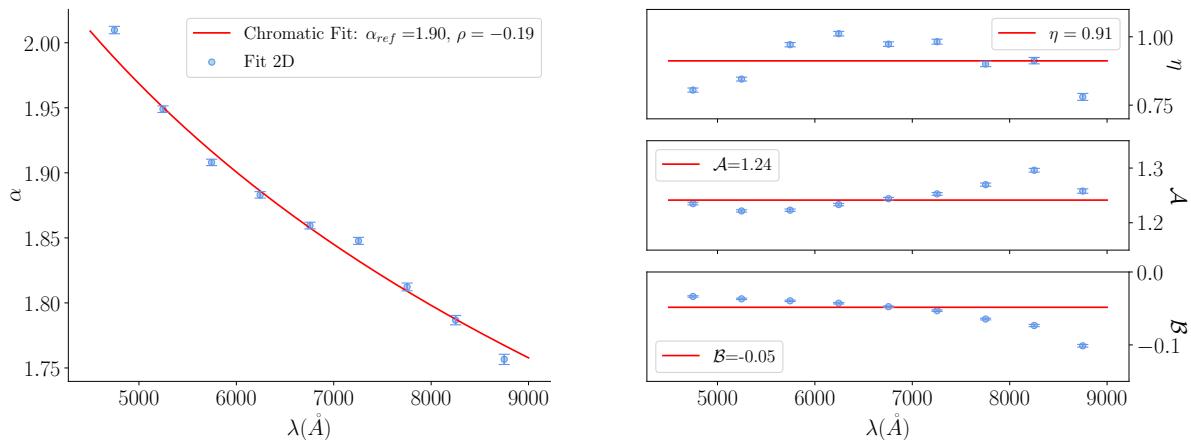


FIGURE 7.18 – Ajustement de la chromaticité des paramètres de forme de la PSF pour l'étoile standard 25d4655. À gauche l'ajustement du paramètre α avec une loi de puissance. À droite de haut en bas, l'ajustement par une constante de η (poids entre la gaussienne et la Moffat) et des paramètres A et B .

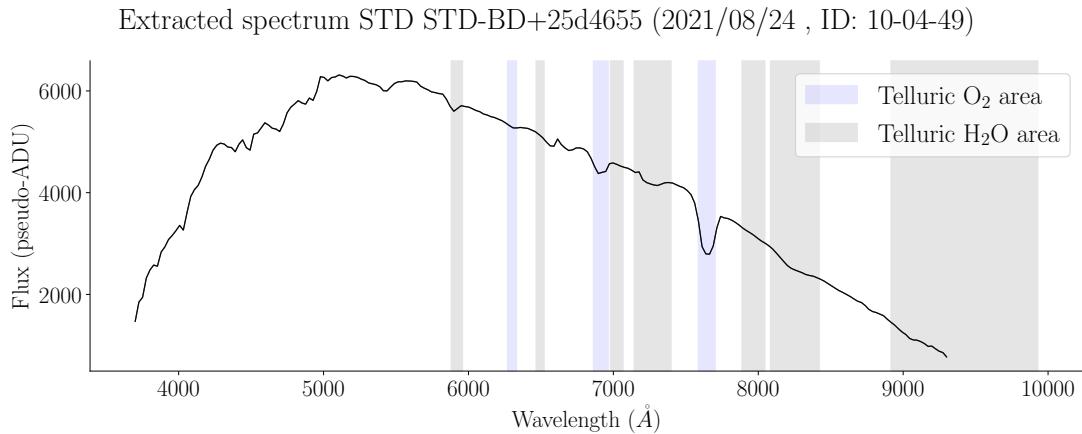


FIGURE 7.19 – Spectre extrait de l'étoile standard 25d4655 en pseudo-ADU avec HYPERGAL, corrigé de l'extinction atmosphérique (voir section 7.4.1). Les bandes correspondent aux zones d'absorption tellurique d'O₂ et d'H₂O (BUTON et al., 2013).

l'absorption tellurique. L'extinction atmosphérique utilisée pour le Mont Palomar est celle de (HAYES et LATHAM, 1975), et est directement corrigée lors de la création des cubes SEDm. Le spectre extrait en pseudo-ADU de la Figure 7.19 est donc déjà corrigé de cette composante.

Le formalisme de description du spectre observé est finalement :

$$\tilde{S}(\lambda, t, z) = \frac{S(\lambda, t, z)}{\mathcal{C}_{atm}(\lambda, t, z)} = S^*(\lambda, t) \times \mathcal{C}_{inst}(\lambda, t) \times \mathcal{T}(\lambda, t, z)$$

On utilise comme référence le spectre spectrophotométrique correspondant à l'étoile standard observée, obtenu dans les archives calspec ¹.

Les spectres telluriques utilisés sont ceux du Kitt Peak National Observatory ² (HINKLE et al., 2003), scindés en deux catégories de longueur d'onde : l'O₂ et l'H₂O. La Figure 7.20 montre les raies d'absorption telluriques utilisées.

La dépendance en masse d'air de l'absorption tellurique est exprimée suivant :

$$\mathcal{T}(z) = \mathcal{T}_{O_2} \times (c_{O_2} + z^{\rho_{O_2}}) + \mathcal{T}_{H_2O} \times (c_{H_2O} + z^{\rho_{H_2O}})$$

où les amplitudes relatives c_i et les coefficients ρ_i sont des paramètres libres. La réponse instrumentale \mathcal{C}_{inst} est quant à elle modélisée par une série de polynomes de Legendre d'ordre 20.

Les composantes de réponse instrumentale \mathcal{C}_{inst} et d'absorption telluriques \mathcal{T} sont alors simultanément ajustées en minimisant la quantité $(\tilde{S}/S_{calspec}) - \mathcal{C}_{inst} \times \mathcal{T}$.

Ce procédé d'ajustement en distinguant les composantes telluriques de la réponse instrumentale est nécessaire de par la dépendance en masse d'air de l'absorption tellurique. Lorsque l'on applique la calibration en flux ainsi obtenue sur une observation scientifique, nous pouvons ajuster la contribution tellurique en considérant la masse d'air présente lors de l'observation.

1. https://archive.stsci.edu/hlsp/reference-atlases/cdbs/current_calspec/

2. <http://www.noao.edu/kpno/>

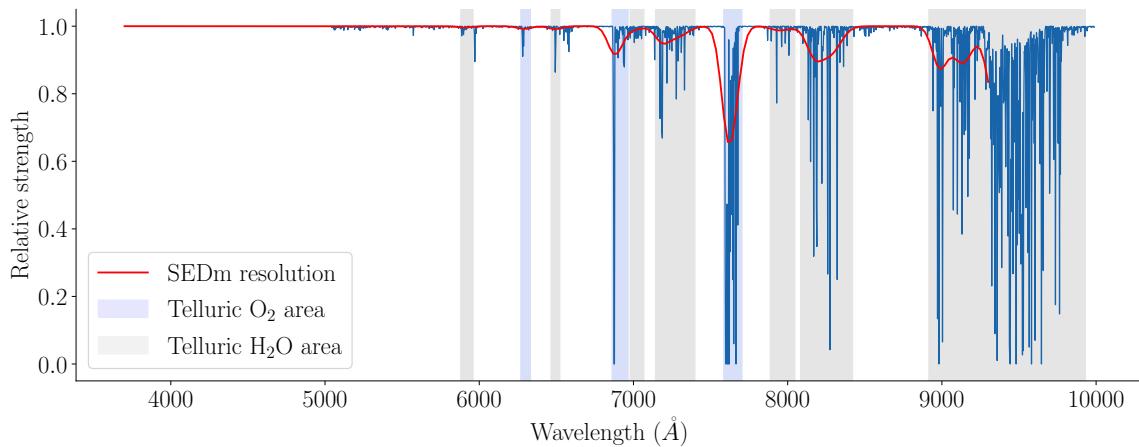


FIGURE 7.20 – Raies d’absorption telluriques du Kitt Peak National Observatory ([HINKLE et al., 2003](#)), avec les composantes d’O₂ et d’H₂O. La projection dans l’espace spectral de la SEDm est montrée en rouge.

La Figure 7.21 illustre ainsi l’ajustement de ces deux contributions pour l’étoile standard 25d4655, après ré-échantillonnage des raies telluriques et du spectre spectrophotométrique Calspec dans l’espace spectral de la SEDm.

Dans ce cas particulier, nous pouvons observer une légère déviation en longueur d’onde lors de l’ajustement des absorptions telluriques. Ce phénomène est assez rare, et résulte d’un mauvais alignement en longueur d’onde à partir des pixels du CCD qui a été mal/non corrigé lors de l’extraction du cube 3D (voir Chapitre 4.2.4, étape (d)). [RIGAULT et al. \(2019\)](#) fait également part d’un biais systématique de $\sim 3\text{\AA}$ dans la calibration en longueur d’onde en cours d’investigation. L’effet est d’autant plus exacerbé par l’intensité de la raie d’O₂ à $\sim 7600\text{\AA}$.

7.4.2 Précision de la calibration

L’ajustement du modèle de sensibilité $C_{inst} \times \mathcal{T}$ ¹ présenté dans la section précédente permet ainsi de calibrer en flux les observations scientifiques. Afin d’estimer la précision de cette calibration, nous observons à nouveau une étoile standard (dans la même nuit ou la suivante), nous procédons à l’extraction de son spectre en pseudo-ADU, puis nous appliquons la calibration obtenue avec la précédente étoile. Cela nous permet alors de comparer cette étoile calibrée à partir d’une observation antérieure, avec son spectre de référence spectrophotométrique.

Nous avons exploité tout ce chapitre l’étoile standard 25d4655, observée le 24/08/2021 à 10h 04m. La même étoile a été ré-observée la même nuit une demi-heure plus tard, à 10h 38m.

Nous pouvons ainsi extraire le spectre de cette seconde observation tel que détaillé dans la première section de ce chapitre, lui appliquer la calibration en flux déterminée à partir de la première observation, et ainsi vérifier la précision obtenue en comparant le spectre calibré avec celui de référence Calspec. Nous montrons ce résultat dans la Figure 7.22. Le

¹. En réalité la courbe de sensibilité devrait contenir l’extinction atmosphérique, qui est déjà corrigée dans notre cas.

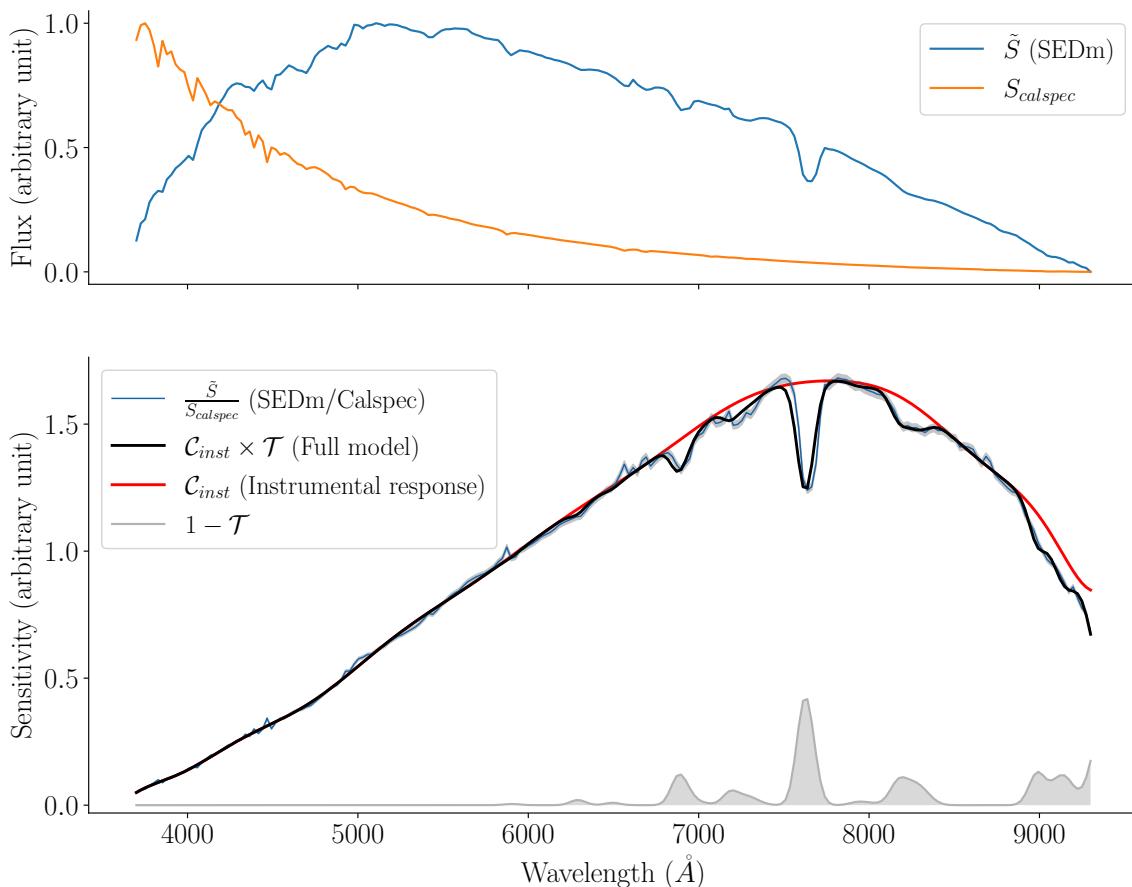


FIGURE 7.21 – Procédure d’ajustement de la calibration en flux pour l’étoile standard 25d4655. *En haut* est illustré le spectre extrait de l’étoile standard en bleu, et le spectre de référence en orange. *En bas* nous montrons le résultat de l’ajustement du modèle composé de la réponse instrumentale (en rouge) et de l’absorption tellurique (en gris). Les données sur lesquelles l’ajustement est effectuée, le rapport $\frac{\tilde{S}}{S_{calspec}}$, est en bleu. Le décalage visible au niveau de la raie tellurique d’O₂ à $\sim 7600\text{\AA}$ est dû à un biais dans la solution en longueur d’onde lors de l’extraction du cube des images CCD (explication en corps de texte).

RMS sur tout l’espace spectral est de 1.87%, avec une distribution du rapport entre les deux spectres n’excédant pas les 5%. Cette déviation apparaît notamment au lieu des raies telluriques les plus intenses (O₂ à $\sim 7600\text{\AA}$), due à une extraction du cube de la première observation de l’image CCD mal corrigée.

Dans ce cas de figure, les deux observations ayant eu lieu sur la même étoile à seulement une demi-heure d’intervalle nous avons supposé que l’extinction atmosphérique était constante avec le temps (faible délai entre les observations) et uniforme (faible déviation de la ligne de visée dans le ciel).

Nous avons ainsi extrait le spectre de plus de 2000 étoiles standard observées avec la SEDm entre Juin 2018 et Février 2022, et procédé à la méthode de calibration expliquée précédemment pour chaque paire d’étoile observée successivement dans le temps. Afin de corriger une éventuelle variation d’extinction atmosphérique entre deux observations, nous

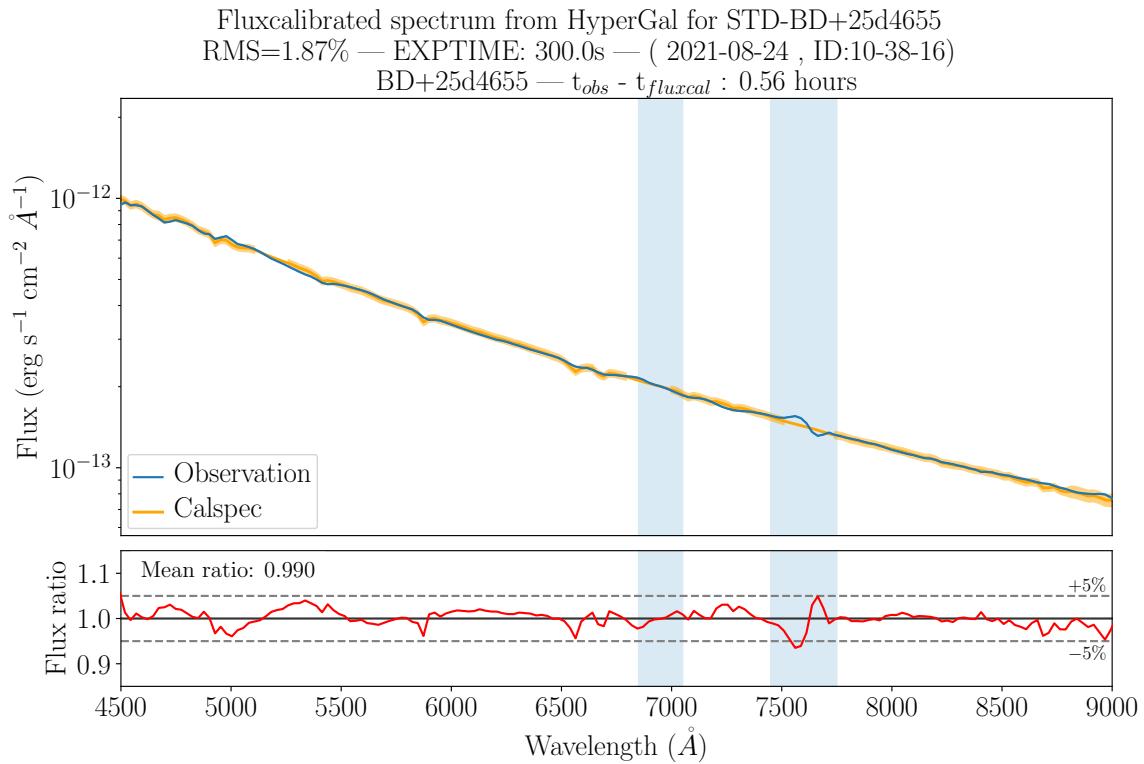


FIGURE 7.22 – Précision de la calibration en flux pour l'étoile standard 25d4655 (ID :10-38-16) à partir de l'observation de la même étoile standard observée $\sim 33\text{min}$ plus tôt. En haut sont présentés le spectre extrait calibré (bleu) et celui de référence (orange) en unités physiques. Les bandes bleues indiquent les zones d'absorptions telluriques les plus intenses, dues à l' O_2 . En bas est représenté le ratio entre les flux. Le RMS spectral pour cette calibration est de 1.87%.

avons incorporé un terme gris (achromatique) normalisant ainsi le spectre extrait et celui de référence.

La Figure 7.23 présente ainsi le rapport (normalisé par un terme gris) entre les spectres extraits et calibrés en flux avec HYPERGAL de 2202 étoiles standards et leur spectre de référence Calspec ré-échantillonné dans l'espace spectral de la SEDm. On y présente le rapport moyen, dont la distribution oscille autour de 1-2%. En considérant également les enveloppes à 1σ et 2σ , ces résultats nous indiquent une calibration en couleur de l'ordre de quelques pourcents, majoritairement en dessous des 5%. On remarque également que la présence des raies telluriques à $\sim 7600\text{\AA}$ est fortement présente dès que l'on considère l'enveloppe à 1σ , ce qui conforte l'hypothèse d'une erreur systématique dans les solutions en longueur d'onde. Nous pouvons également remarquer la dégradation importante aux extrémités du domaine spectral de la SEDm, notamment en deçà de 4000\AA , et au dessus de 8500\AA .

L'intervalle spectral [4000,8000] \AA , indiqué en rouge, est celui utilisé par ZTF pour la classification de spectre. Les modèles du classifieur SNID sont en effet définis dans ce domaine spectral (dans le référentiel propre de la source observée), correspondant également au domaine spectral où les structures caractéristiques des spectres de supernova sont présentes.

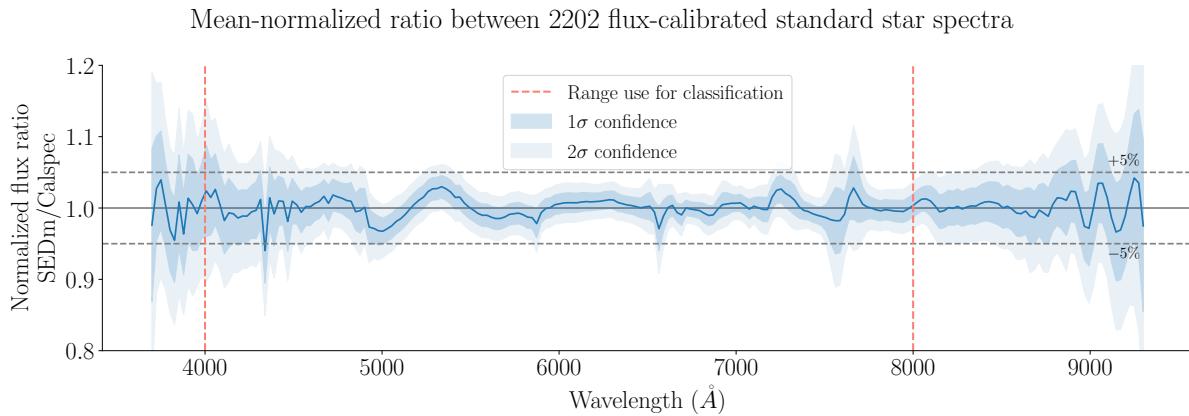


FIGURE 7.23 – Moyenne du rapport entre le flux de 2202 étoiles standards calibrées avec HYPERGALET leur spectre de référence Calspec. Les enveloppes bleues représentent les déviations standard à 1σ et 2σ . Les traits horizontaux représentent les limites $\pm 5\%$ et l’unité.

La Figure 7.24 présente la distribution du RMS spectral des 2202 calibrations pour différents intervalles de longueur d’onde. Les caractéristiques de ces distributions sont présentées dans la Table 7.3. En considérant le domaine spectral de la SEDm dans son ensemble, la calibration en flux obtenue avec HYPERGAL est de l’ordre de 3.3%. En limitant le domaine spectral à $\lambda \in [4000-8000]$ Å, nous atteignons une calibration en couleur de l’ordre de 2.5%, sans excéder les 5%.

TABLE 7.3 – Description des distributions du RMS spectral de la Figure 7.24 pour chaque intervalle de longueur d’onde.

RMS spectral (%)	$\lambda \in [3700-9300]\text{Å}$	$\lambda \in [4000-8000]\text{Å}$
Moyenne	3.35	2.44
Minimum	1.19	1.09
1 ^{er} quartile (25%)	2.25	1.80
Médiane (50%)	3.07	2.27
3 ^{ème} quartile (75%)	4.30	2.94
Maximum	6.62	4.79

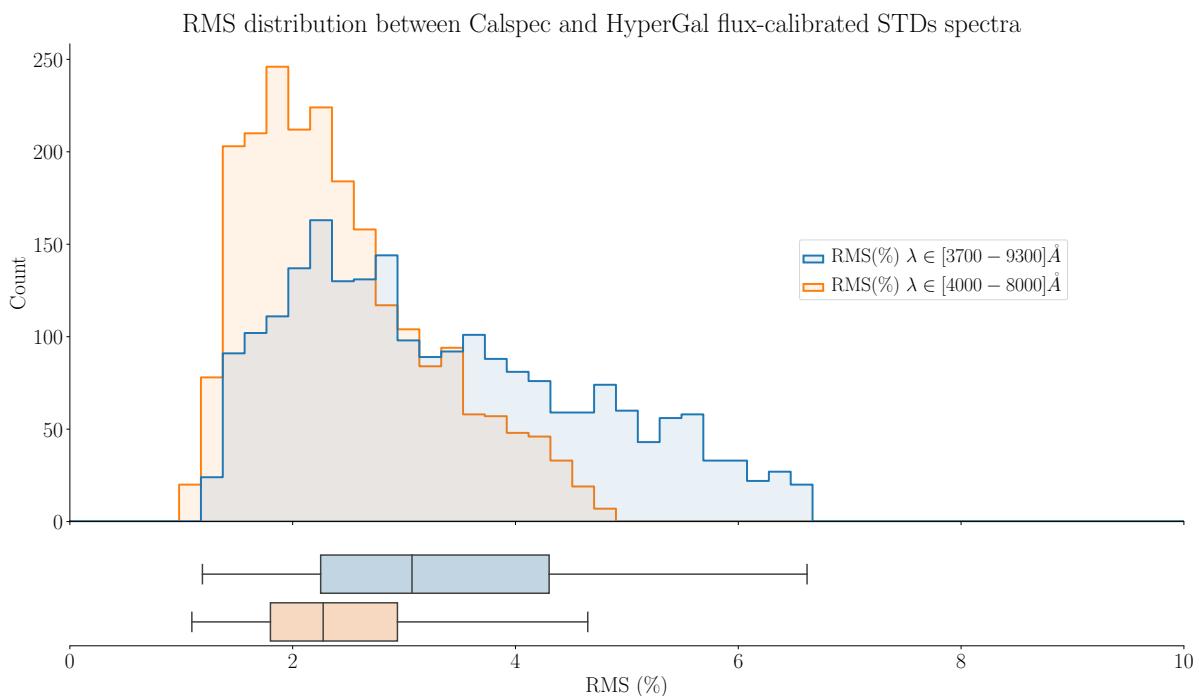


FIGURE 7.24 – Distributions du RMS spectral des calibrations en flux de 2202 étoiles standards pour différents intervalles spectraux. *En haut* sont représentés les histogrammes des distributions et *en bas* le box plot correspondant. La distribution *bleu* correspond au domaine spectral entier de la SEDm et en *orange* l'intervalle $\lambda \in [4000-8000] \text{ \AA}$, utilisé pour la classification spectrale des supernovae avec la SEDm. Les box de la figure du bas montre pour chaque distribution le minimum, le 1^{er} quartile (25% des valeurs), la médiane, le 3^{ème} quartile (75% des valeurs) et le maximum.

Conclusion

Ce chapitre avait pour but de détailler la caractérisation de la réponse impulsionale de la SEDm. Dans un premier temps, nous avons étudié la réponse impulsionale spectrale, en utilisant l'observation de lampes à arc entre 2018 et aujourd'hui. Nous avons ainsi déterminé un modèle de fonction d'étalement de raie, considéré stationnaire, spatialement uniforme et chromatique. Sa modélisation, par un polynôme quadratique, permet de projeter le cube intrinsèque de la galaxie hôte dans l'espace spectral de la SEDM.

Nous avons modélisé dans un second temps la réponse impulsionale spatiale de notre instrument, en utilisant un profil radial asymétrique et chromatique. Ce profil, sous la forme d'une combinaison linéaire d'une gaussienne et d'une Moffat, a été entraîné sur plus d'une centaine d'étoiles standards observées en 2021, permettant de fixer certaines corrélations entre les paramètres et ainsi réduire le degré de liberté de notre modèle.

Sa robustesse a été évaluée en calibrant en flux plus de 2000 étoiles standards, en utilisant les spectres spectrophotométriques de référence de calspec. Notre modélisation chromatique de la PSF (associée à une modélisation de l'ADR) permet d'obtenir une calibration en couleur de l'ordre de quelques pourcents. La précision est de l'ordre de 3% lorsque l'on considère le domaine spectral $\lambda \in [4000-8000]$ Å, utilisé pour la classification spectrale des supernovae avec la SEDm. Le rôle de la SEDm et d'**HYPERRGAL** étant prioritairement la classification spectrale des supernovae, ces résultats nous semblent suffisamment satisfaisants pour conserver ce modèle de PSF, et l'utiliser pour l'extraction des supernovae.

Dans le chapitre suivant, nous allons décrire les dernières étapes du pipeline **HYPERRGAL**, à savoir la modélisation de scène et l'extraction des sources qui y sont incluses.

Modélisation de scène et extraction de source

Sommaire

8.1	Modélisation de scène	130
8.1.1	Présentation de la méthode	130
8.1.2	Projection spatiale du cube intrinsèque	130
8.1.3	Composantes non galactiques de la scène	131
8.1.4	Ajustement de la scene 2D	132
8.1.5	Ajustement chromatique	136
8.2	Extraction des sources	139
8.2.1	Cube de la galaxie hôte	141
8.2.2	Extraction de la Supernova	141
8.3	Classification : SNID	148
8.4	Cas complexes	148
8.4.1	ZTF19acbjnt	149
8.4.2	ZTF19abormno et ZTF20ablhllo	149

Ce chapitre est consacré à la description de la dernière étape du pipeline **HYPERGAL**, la modélisation de scène. Les chapitres précédents ont permis dans un premier temps la construction du cube intrinsèque de la galaxie hôte. Puis nous avons procédé à sa projection dans l'espace spectral de la SEDm à partir de la réponse impulsionnelle spectrale de l'instrument. Enfin, nous avons également construit un modèle de PSF robuste permettant la modélisation de sources ponctuelles.

Dans ce chapitre, nous allons tout d'abord détailler le processus de modélisation de scène, puis nous présenterons les résultats d'extraction des différentes composantes qui la composent. Après avoir illustré ces résultats dans un cas simple, nous montrerons quelques extractions de cas plus complexes obtenues avec **HYPERGAL**.

8.1 Modélisation de scène

8.1.1 Présentation de la méthode

La modélisation de scène implémentée dans **HYPERGAL** va globalement suivre la méthode utilisée pour l'extraction de source ponctuelle, présentée dans le chapitre précédent. Les cubes de données (observations) utilisés sont préalablement calibrés en flux, en utilisant la courbe de sensibilité inverse obtenue à partir de l'étoile standard observée la plus récente. Les rayons cosmiques sont également masqués à l'aide du module **BYECR** (KIM et al., 2022).

L'idée est de modéliser la scène pour N méta-tranches couvrant un domaine spectral pertinent de la SEDm. En effectuant un ajustement de la scène pour chaque méta-tranche, nous obtiendrons un jeu de $N \times m$ paramètres. Puis, à l'instar de la méthode d'extraction de source ponctuelle, nous procèderons à un ajustement de la chromaticité des différentes composantes de la scène. Cela nous permettra de fixer tous les paramètres de forme et de position. Enfin nous terminerons par un ajustement linéaire des amplitudes des différentes composantes pour toutes les tranches du cube de données.

Cette procédure nécessite dans un premier temps de projeter notre cube intrinsèque dans l'espace de la SEDm. Nous rappelons qu'à l'issue de la détermination de la réponse impulsionale spectrale (LSF), nous avons déjà projeté notre cube intrinsèque dans l'espace spectral de la SEDm. Il nous manque donc la projection dans l'espace spatial.

8.1.2 Projection spatiale du cube intrinsèque

La projection du cube ne se fait pas en une opération, mais en projetant successivement chaque tranche qui le compose.

Il nous faut pour cela prendre en compte la géométrie des spaxels des 2 cubes. Pour les traitements géométriques, nous utilisons le module **SHAPELY**¹ (GILLIES et al., 2007), qui nous permet de reconstruire la grille avec les spaxels carrés du cube intrinsèque, et celle avec les spaxels hexagonaux du cube de données SEDm.

Avant de projeter le flux, nous adaptons l'échelle des pixels entre les deux espaces. Nous savons que les pixels des images PS1 ont une taille de $0''.25$ de côté. Afin de connaître précisément le facteur d'échelle à appliquer, nous avons effectué une analyse spatiale sur des observations de la SEDm avec plusieurs sources (> 3) dans le champ de vue. Par comparaison géométrique avec les images PS1 de la même zone du ciel, analogue à une triangulation, nous avons déterminé un rapport d'échelle de 2.230 ± 0.003 entre la taille des spaxels de la SEDm et des images PS1. Nous en avons déduit une taille effective des spaxels hexagonaux de $0''.558/\text{spaxel}$. Il est important de comprendre que cette adaptation d'échelle est purement numérique et ne correspond pas à un ré-échantillonnage. Avant de projeter le flux du cube intrinsèque, nous incluons un modèle d'adaptation de PSF. En effet, les images PS1 ayant un seeing plus petit ($\sim 1''.1$) que celui de la SEDm ($\sim 1''.7$), nous devons prendre en compte cette différence avant le ré-échantillonnage spatial, et inclure une PSF différentielle.

En toute rigueur, il faudrait entraîner un modèle de PSF relatif entre PS1 et la SEDm. Dans ce travail, nous avons supposé que la correction du seeing relatif pouvait être modélisée par une gaussienne 2D asymétrique (présentant une potentielle ellipticité). Le

1. <https://github.com/shapely/shapely>

seeing des images PS1 et de la SEDm n'étant pas fixes, les paramètres $\{\sigma, \mathcal{A}_G, \mathcal{B}_G\}$ de ce modèle seront libres dans notre modélisation de scène.

Après la convolution de la tranche considérée du cube intrinsèque par ce kernel gaussien, nous devons déterminer une position d'ancrage entre la grille hexagonale et la tranche du cube à projeter.

Cette ancre de projection doit être une position du ciel dont nous connaissons la localisation à la fois dans les images PS1, et dans le MLA de la SEDm. Par défaut dans **HYPERGAL**, nous utilisons la position de l'événement transitoire détectée par la caméra ZTF, à partir de laquelle nous avons récupéré les images PS1. Cette position est localisée au centre des images PS1, et donc au centre des tranches du cube intrinsèque. La caméra de guidage de la SEDm (la *Rainbow Camera*) nous fournit également une position approximative de l'objet détecté dans le MLA. Nous alignons ainsi cette position du MLA avec le centre de la tranche du cube considérée avant d'effectuer la projection du flux.

Pour procéder à la projection spatiale du flux dans l'espace spatial de la SEDm, nous utilisons le module **GEOPANDAS**¹ ([JORDAHL et al., 2020](#)). Cet outil nous permet de superposer les deux grilles de polygones décrivant les géométries du cube intrinsèque et du MLA, puis de déterminer les aires de chevauchement entre tous les pixels.

Nous récupérons ainsi pour chaque spaxel du MLA l'intégrale des flux du cube qui le chevauchent, en pondérant par l'aire de superposition. Cette aire de superposition est égale à 1 lorsque qu'un spaxel carré du cube est entièrement contenu dans un spaxel hexagonal du MLA.

Nous présentons dans la Figure 8.1 la projection d'une méta-tranche du cube intrinsèque dans l'espace de la SEDm, convoluée par une gaussienne 2D sans ellipticité d'écart type 1 spaxel (= 0''.5 dans l'espace PS1). L'ancrage est effectué à partir de la position de la supernova ZTF18accrorf dans le MLA estimée par la caméra de guidage.

Nous procédons ainsi à cette projection pour chaque méta-tranche du cube spectral. Tout comme avec les étoiles standards, les cubes de données SEDm sont affectés par les effets d'ADR, et ainsi la position d'ancrage varie en fonction de la longueur d'onde.

Ces paramètres (x_0, y_0) sont donc également des paramètres libres de notre modélisation de scène, et la position renseignée par la *Rainbow Camera* fait office de condition initiale.

À ce stade de la modélisation, toutes les contributions relatives entre PS1 et la SEDm ont été prises en compte. Nous pouvons à présent compléter la scène avec les composantes de fond et de source ponctuelle.

8.1.3 Composantes non galactiques de la scène

8.1.3.1 Composante du fond : ciel et artefacts

Le fond du ciel ayant été retiré dans les images PS1 ([WATERS et al., 2020](#)), il nous faut modéliser cette composante dans le cube SEDm. Pour les mêmes raisons que celles évoquées dans le chapitre 7 avec l'extraction des étoiles standards, nous choisissons de modéliser le fond par un polynôme de second degré tel que :

$$\text{Bkgd}(x, y) = b_0 + (b_x \times x) + (b_y \times y) + (b_{xx} \times x^2) + (b_{yy} \times y^2) + (b_{xy} \times xy) \quad (8.1)$$

1. <https://geopandas.org/>

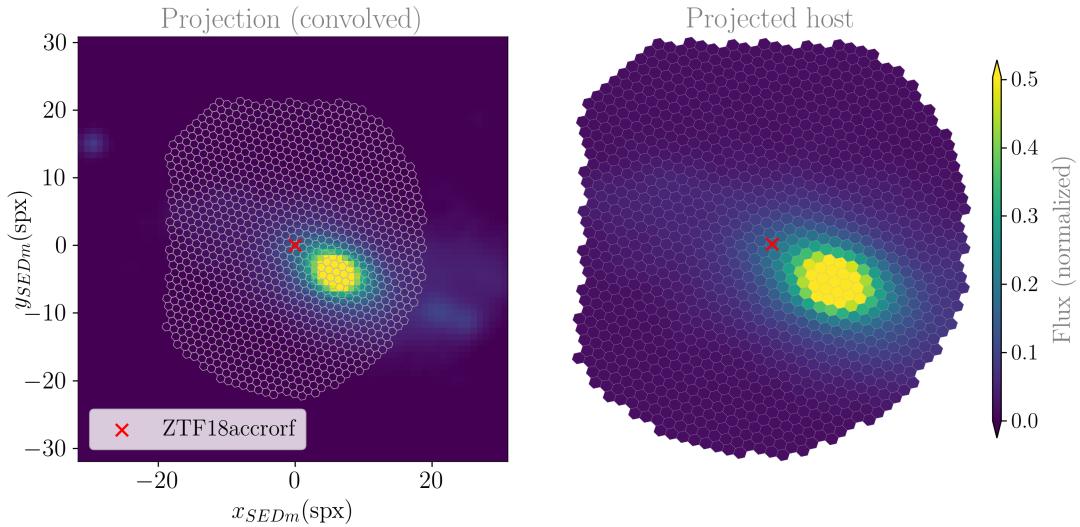


FIGURE 8.1 – Projection de la galaxie hôte dans le MLA pour une méta-tranche du cube intrinsèque. Pour cet exemple, nous avons convolué la tranche par une gaussienne 2D sans ellipticité d'écart type 1 spaxel. La croix rouge indique la position de la supernova ZTF18accorrf estimée par la *Rainbow Camera* dans le MLA, qui sert d'ancrage à la projection d'un espace spatial à l'autre.

avec x et y les coordonnées dans le MLA. La constante b_0 est donc utilisée pour modéliser le fond constant du ciel, tandis que les autres paramètres sont là pour corriger les artefacts présents dans le cube de données.

8.1.3.2 Composante de la supernova

L'autre composante de la scène n'est autre que la supernova, une source ponctuelle entièrement caractérisée par la PSF de la SEDm. Nous utilisons donc bien évidemment le profil radial constraint établit au chapitre 7, et défini par l'équation 7.10.

La position de la supernova à modéliser dans le MLA est supposée confondue avec la position d'ancrage utilisée lors de la projection du cube intrinsèque. Cette approximation signifie que nous considérons la position de détection dans le ciel par la caméra ZTF suffisamment précise et ne nécessitant pas de donner de liberté à la position relative entre la galaxie et l'objet détecté.

8.1.4 Ajustement de la scène 2D

Toutes les composantes de la scène ayant été décrites, nous pouvons passer à l'ajustement de la scène 2D, en considérant les méta-tranches indépendamment les unes des autres.

Nous avons choisi par défaut dans **HYPERGAL** de considérer 6 méta-tranches dans l'intervalle spectral $\lambda \in [5000, 8500]$ Å, où le signal sur bruit est le plus élevé ([BLAGORODNOVA et al., 2018](#)). Ce choix d'intervalle est également motivé par la précision spectrale de la calibration en flux de la Figure 7.23 du chapitre précédent, optimale sur ce domaine spectral. Bien que notre modèle de fond ait été conçu pour prévenir de potentiels artefacts structurés, ceux-ci deviennent parfois trop intenses en dehors de ce domaine spectral. En se restreignant à cet intervalle, nous réduisons le risque de valeurs d'ajustement aberrantes

pouvant compliquer par la suite l'ajustement chromatique. De plus, la majorité des supernovae observées par la SEDm sont des SNIea ($\sim 75\%$), dont la magnitude diminue fortement vers le rouge, notamment au delà de 8000-8500 \AA dans leur référentiel propre¹. Le contraste entre une SNIA et sa galaxie hôte dans une métatranche au delà de ces valeurs est donc fortement réduit, ce qui permet difficilement de contraindre les paramètres de forme de la PSF. La Figure 8.2 illustre bien le type d'artefacts auxquels nous faisons référence, notamment sur les bords des cubes dans le bleu (fond structuré non physique et intense), et des franges dans le rouge, possiblement de Moiré (phénomène d'échantillonnage lors de l'extraction du cube des images CCD).

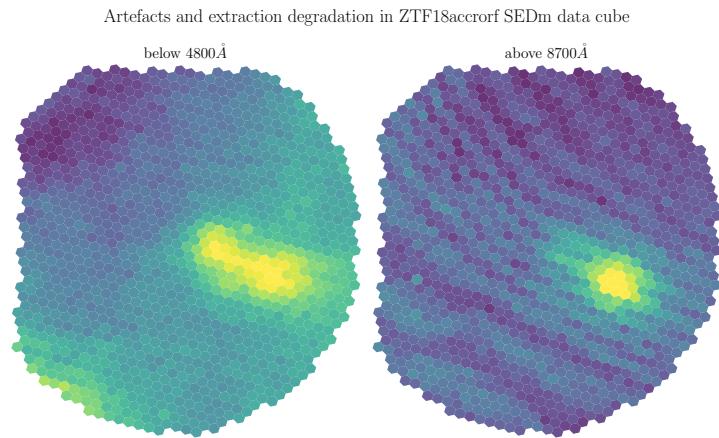


FIGURE 8.2 – Exemple d'artefacts dans les cubes de données SEDm pour ZTF18accorrf. Nous montrons à gauche toutes les tranches en dessous de 4800 \AA du cube de données empilées, et à droite, toutes celles au dessus de 8700 \AA . Nous pouvons clairement voir dans le bleu la présence d'un signal de fond structuré et intense, distordant complètement les objets dans le champ de vue, et causant la présence d'artefacts sur les bords du cube. Dans le rouge la forme des sources est également altérée, mais nous voyons surtout un phénomène de franges dans les données.

Nous présentons dans la Table 8.1 la liste des paramètres libres de la modélisation de scène pour une métatranche.

L'ajustement se fait par minimisation de χ^2 , défini comme :

$$\chi^2 = \sum_{sp} \left(\frac{y_{sp} - \tilde{y}_{sp}}{\sigma_{sp}} \right)^2 \quad (8.2)$$

où y_{sp} et σ_{sp} sont respectivement le flux et la racine de la variance dans un spaxel sp de la métatranche du cube SEDm, et \tilde{y}_{sp} le flux modélisé dans ce même pixel. Nous effectuons la minimisation avec le module **IMINUIT**² (JAMES et ROOS, 1975; DEMBINSKI et al., 2020).

La procédure de construction de la scène pour une métatranche et pour chaque pas de minimisation du χ^2 se fait de la façon suivante :

¹. L'impact dans le référentiel d'observation est minimum étant donné que la profondeur en redshift de la SEDm se limite à $z \leq 0.1$.

². <https://iminuit.readthedocs.io/en/stable/>

TABLE 8.1 – Paramètres de modélisation de scène incluant toutes les composantes pour une méta-tranche dans **HYPERGAL**.

Paramètre	Symbol
Géométrie	
Position d'ancrage	x_0, y_0
Galaxie hôte	
PSF relative SEDm/PS1	σ
Ellipticité (PSF relative)	$\mathcal{A}_G, \mathcal{B}_G$
Amplitude	G
Fond	
Artefacts	$b_{xx}, b_{yy}, b_{xy}, b_x, b_y$
Ciel	b_0
Source ponctuelle (SN)	
PSF SEDm	α, η
Ellipticité (PSF)	\mathcal{A}, \mathcal{B}
Amplitude	I

Note. Les paramètres d'amplitudes et de fond sont des paramètres de nuisance dans la modélisation des méta-tranches.

- (a) Convolution de la méta-tranche du cube intrinsèque par la PSF différentielle : kernel gaussien 2D asymétrique décrit par les paramètres de forme $\{\sigma, \mathcal{A}_G, \mathcal{B}_G\}$, avec un paramètre d'amplitude G ;
- (b) Projection dans l'espace spatial de la SEDm suivant à partir de la position d'ancrage, décrit par les coordonnées $\{x_0, y_0\}$;
- (c) Ajout du fond structuré (ciel + artefacts), dont les paramètres sont les b_i du modèle quadratique de l'équation 8.1 ;
- (d) Ajout de la source ponctuelle (PSF + amplitude), décrite par les paramètres de forme $\{\alpha, \eta, \mathcal{A}, \mathcal{B}\}$ et l'amplitude I ;
- (e) Détermination du χ^2 , puis réitération des étapes précédentes ;

Nous présentons dans la Figure 8.3 l'ajustement des 6 méta-tranches par **HYPERGAL** pour ZTF18accorf. Pour chaque longueur d'onde, nous montrons la scène observée, la scène ajustée, et le résidu avec le RMS spatial relatif associé. Dans le cas de cette observation, le RMS spatial varie de 1.8% à 3.9%. Nous pouvons également remarquer l'augmentation de RMS pour la méta-tranche la plus *bleue* centrée sur 5285Å, probablement à cause d'un fond de plus en plus structuré comme illustré dans la Figure 8.2. La méta-tranche la plus *rouge* à 8200Å commence également à présenter des artefacts structurés, vraisemblablement des franges de Moiré (phénomène d'interférences).

La Figure 8.4 quant à elle présente la matrice de corrélation entre les paramètres libres de la scène pour la méta-tranche à $\lambda = 6461\text{\AA}$. L'idéal serait bien entendu que tous nos paramètres soient indépendants. Il s'avère que c'est le cas pour la majorité d'entre eux, mais nous relevons cependant quelques corrélations significatives. La première provient des paramètres du fond structuré, et notamment entre les composantes b_{xx} et b_0 , et b_{yy} et b_0 . Pour réduire ces corrélations, nous pourrions par exemple entraîner ce modèle de

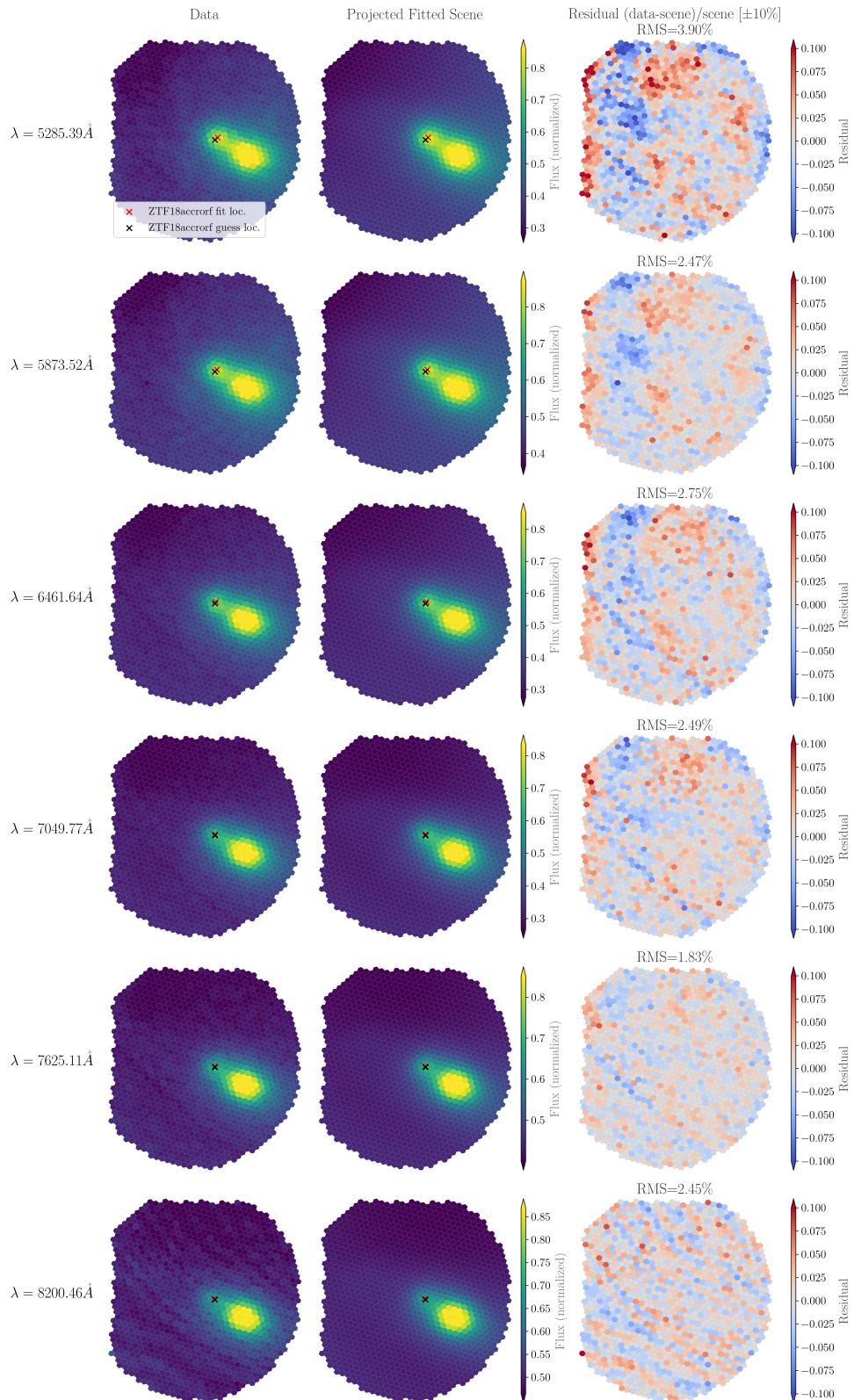


FIGURE 8.3 – Ajustement des méta-tranches pour la modélisation de scène de ZTF18accorf. *De haut en bas* sont représentées les méta-tranches modélisées du bleu vers le rouge. Pour chaque ligne *de gauche à droite* : La méta-tranche modélisée par HYPERGAL, la méta-tranche du cube de données SEDm, et le résidu pondéré par le modèle. Nous indiquons pour chaque longueur d'onde le RMS spatial de l'ajustement, allant de 1.8% à 3.9%. Les croix noires et rouges indiquent respectivement la position d'ancrage initiale (caméra de guidage), et la position ajustée par HYPERGAL.

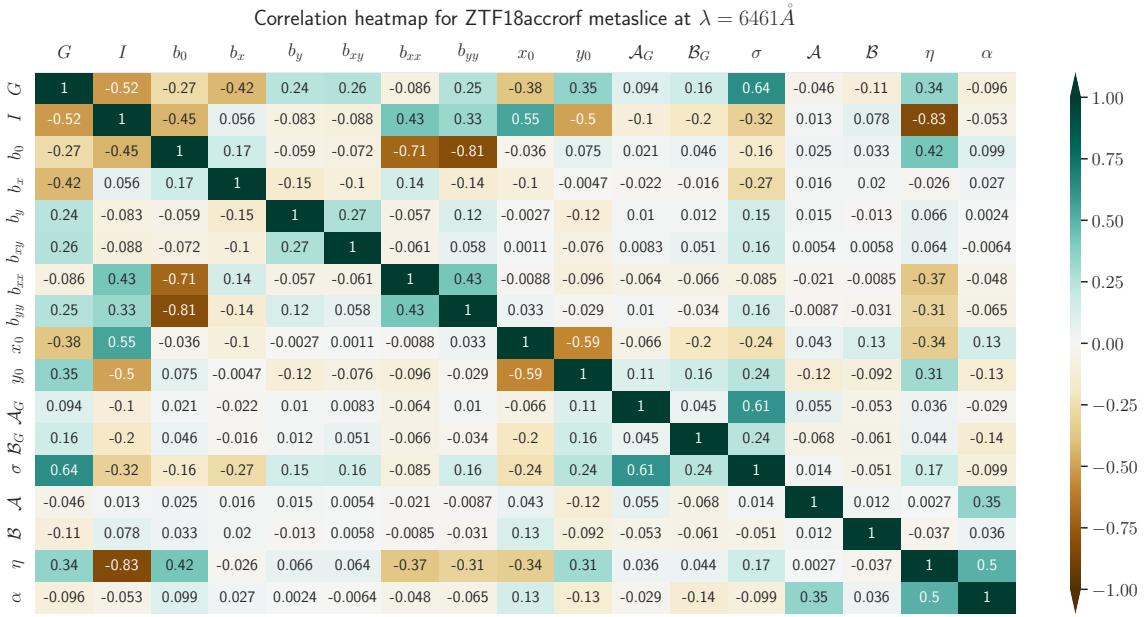


FIGURE 8.4 – Matrice de corrélation des paramètres d’ajustement de scène de ZTF18accrorf pour la méta-tranche à $\lambda = 6461\text{\AA}$.

fond sur de nombreuses observations et procéder à une analyse en composantes principales (PCA), et donc modéliser ce fond structuré dans une autre base.

L’autre corrélation importante survient entre η (poids entre la gaussienne et la Moffat du profil de PSF de la source ponctuelle) et l’amplitude I de la source ponctuelle. Nous pensons que lorsque les ailes du profil radial sont peu intenses devant le signal de fond, alors le paramètre η possèderait trop de liberté satisfaisant le profil du coeur de la source ponctuelle. Le coefficient de normalisation du profil de PSF dépendant de η , cela pourrait expliquer cette dégénérescence avec l’amplitude. Ce phénomène est en cours d’investigation, et il est en effet possible que fixer ce paramètre soit nécessaire pour lever la dégénérescence entre le coeur du profil (la gaussienne) et ses ailes (la Moffat).

8.1.5 Ajustement chromatique

L’ajustement de chaque méta-tranche nous donne ainsi un jeu de $N \times m$ paramètres sur le domaine spectral [5000,8500]Å. Nous modélisons la chromaticité de la PSF de la source ponctuelle de la même manière qu’avec les étoiles standards : une loi de puissance pour α (rayon de la Moffat), et une constante pour η (poids gaussienne/Moffat), \mathcal{A} et \mathcal{B} (décrivant simultanément l’ellipticité et l’orientation).

Nous montrons dans la Figure 8.5 la modélisation chromatique de ces 4 paramètres.

Nous utilisons également pour l’ellipticité et l’orientation de la PSF différentielle (SEDm/PS1) une modélisation achromatique (par une constante).

La chromaticité du rayon de la gaussienne de cette PSF différentielle est modélisée par une loi de puissance, de la même façon que le paramètre de forme principal de la source ponctuelle :

$$\sigma(\lambda) = \sigma_{ref} \left(\frac{\lambda}{\lambda_{ref}} \right)^{\rho_g} \quad (8.3)$$

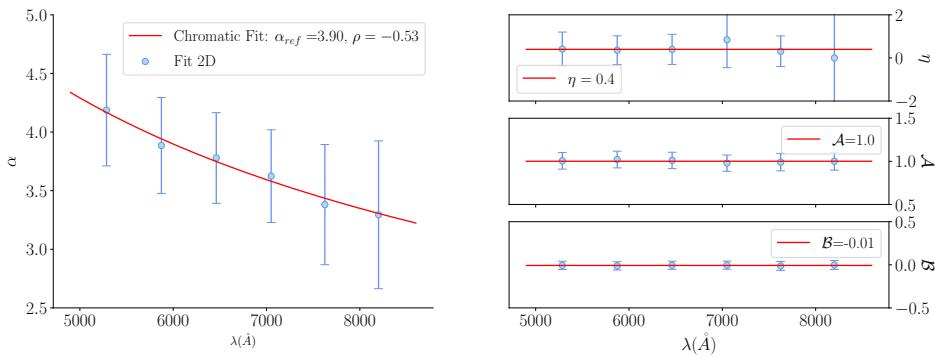


FIGURE 8.5 – Ajustement de la chromatique des paramètres de forme de la PSF pour la supernova ZTF18accrorf, à partir des 6 méta-tranches. À gauche l'ajustement du paramètre α avec une loi de puissance. À droite de haut en bas, l'ajustement par une constante de η (poids entre la gaussienne et la Moffat) et des paramètres A et B .

De la même façon que pour la source ponctuelle, nous montrons dans la Figure 8.6 la modélisation chromatique des paramètres décrivant la PSF relative par laquelle nous avons convolué les méta-tranches du cube intrinsèque.

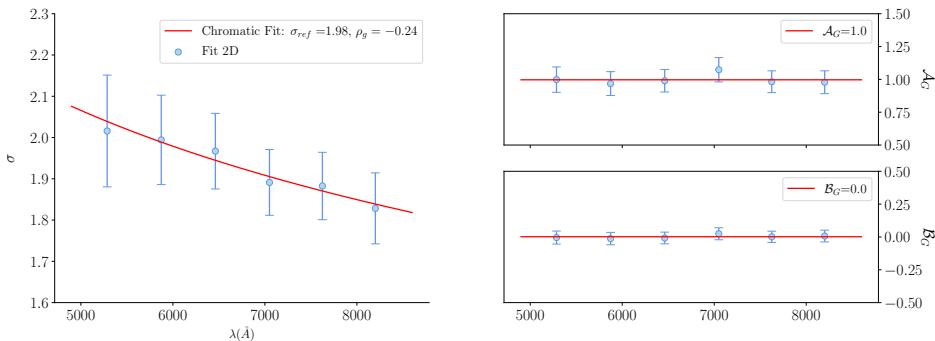


FIGURE 8.6 – Ajustement de la chromatique des paramètres de forme de la PSF différentielle SEDm/PS1 pour la galaxie hôte de la supernova ZTF18accrorf, à partir des 6 méta-tranches. À gauche l'ajustement du paramètre σ avec une loi de puissance. À droite de haut en bas, les paramètres A_G et B_G .

Enfin, à partir de l'ajustement des positions d'ancre $\{x_0, y_0\}(\lambda)$ lors de la projection pour chaque méta-tranche, nous modélisons les paramètres de la réfraction atmosphérique différentielle pour cette observation. Cet ajustement est illustré dans la Figure 8.7.

Si pour une raison quelconque l'ajustement d'une méta-tranche n'a pas convergé, celle-ci est ignorée lors de l'ajustement chromatique. D'autre part, nous limitons l'impact de potentielles valeurs aberrantes pour l'ajustement chromatique en utilisant une fonction de perte de Huber (HUBER, 1964). Plus exactement, nous utilisons la fonction de perte *pseudo-Huber* d'ordre 1 (appelée *soft-l1*), qui est une approximation lisse de la fonction originale, définie elle par morceau.

La fonction de perte standard pour un χ^2 est quadratique, c'est à dire que la perte évolue quadratiquement pour un résidu a ($L(a) = a^2$). C'est ce qui la rend très sensible aux valeurs aberrantes, pouvant rapidement dominer la perte totale. La fonction pseudo-Huber

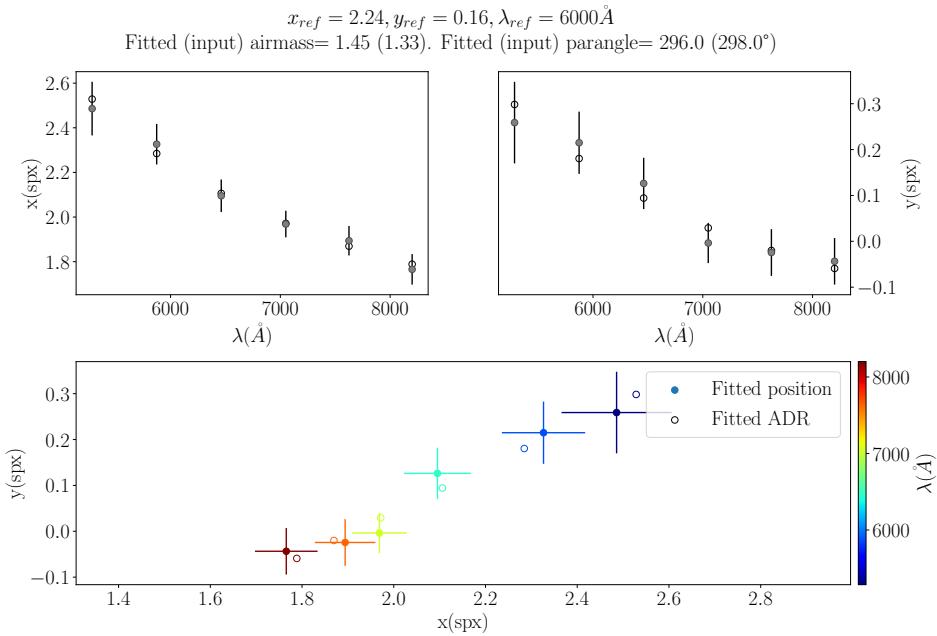


FIGURE 8.7 – Modélisation de la réfraction atmosphérique différentielle pour ZTF18accorrf. Nous montrons ici l’ajustement de la position d’ancrage (x_0, y_0) qui représente le centroïde de la supernova par le modèle d’ADR présenté dans le chapitre 7. Les deux graphes du haut représentent l’ajustement des deux coordonnées en fonction de la longueur d’onde. Le graphe du bas illustre l’effet de la réfraction atmosphérique.

à l’ordre 1 est définie comme :

$$H_1(a) = 2 \left(\sqrt{1 + a^2} - 1 \right) \quad (8.4)$$

pour un résidu a . Lorsque le résidu est faible, cette fonction de perte évolue quadratiquement en a^2 , puis évolue linéairement avec une pente de 1 aux grands résidus. Pour un jeu de données x_i associés aux erreurs σ_i , et les points de modélisation m_i , le χ^2 se réécrit alors :

$$\chi^2_{H_1} = \sum_i H_1 \left(\frac{x_i - m_i}{\sigma_i} \right) \quad (8.5)$$

La Figure 8.8 montre la forme d’un potentiel standard (fonction de perte quadratique), en comparaison avec une fonction de perte pseudo-Huber d’ordre 1. On voit que l’utilisation de ce potentiel permet d’affaiblir le poids des valeurs aberrantes, ce qui permet de ne pas faire dévier excessivement l’ajustement du modèle.

Estimation des valeurs initiales pour la modélisation de scène des méta-tranches.

Toute la procédure expliquée précédemment, de l’ajustement 2D des méta-tranches à l’ajustement chromatique, est également réalisée directement entre les images PS1 et les méta-tranches à transmission équivalentes du cube SEDm. Nous effectuons cette étape préliminaire simultanément avec la construction du cube intrinsèque afin d’optimiser le temps de calcul et les ressources numériques utilisées. Ces ajustements permettent d’obtenir un jeu de paramètres initial pour l’ajustement de scène principal.

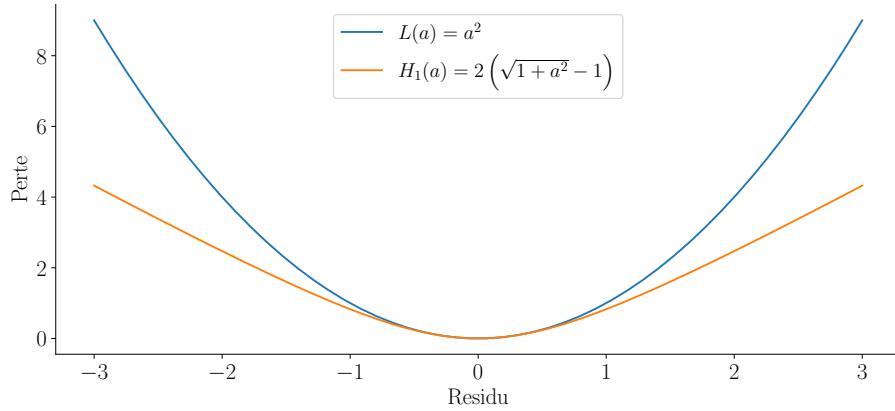


FIGURE 8.8 – Mise en évidence du poids plus faible accordé aux valeurs aberrantes avec la fonction de perte *pseudo-Huber* d’ordre 1.

Une fois l’ajustement de la chromaticité des paramètres de la scène effectué, nous fixons tous les paramètres et procédons à l’ajustement de toutes les tranches du cube, en laissant libre les paramètres d’amplitude uniquement. Le coefficient d’amplitude correctif de la galaxie G et également laissé libre pour toutes les tranches. Nous avons remarqué que cela permet de prévenir les potentiels sur/sous-estimations de l’intensité des raies modélisées dans le cube intrinsèque, d’éventuels fluctuations causées par une calibration en flux de mauvaise qualité ou encore des résidus telluriques dans le cube SEDm. Nous reviendrons sur ce point à la fin de cette section lors de l’extraction des sources pour illustrer nos propos.

La Figure 8.9 montre le résultat final de la modélisation de scène effectuée avec **HYPERGAL** pour la supernova ZTF18accrorf. Nous y présentons l’image 2D du cube de données SEDm et du cube modélisé intégré entre 5000Å et 8500Å. Afin de contrôler la qualité de l’ajustement, nous montrons également le pull spectral et le RMS spectral pour chaque spaxel.

Le RMS spectral est calculé comme dans l’équation 6.7. Le pull spectral est quant à lui calculé après intégration du spectre pour un spaxel donné de la façon suivante :

$$p_{spx} = \frac{\sum_{\lambda} (y_{\lambda} - \tilde{y}_{\lambda})}{\sqrt{\sum_{\lambda} \sigma_{\lambda}^2}} \quad (8.6)$$

avec \tilde{y}_{λ} la prédiction du modèle, y_{λ} la donnée dans le cube SEDm et σ_{λ} l’erreur sur y_{λ} à la tranche de longueur d’onde λ .

8.2 Extraction des sources

Une fois la modélisation de scène complétée, résultant en un cube 3D dans l’espace des observations de la SEDm, nous sommes en mesure de séparer chacune des composantes : le fond, la galaxie hôte et la source ponctuelle.

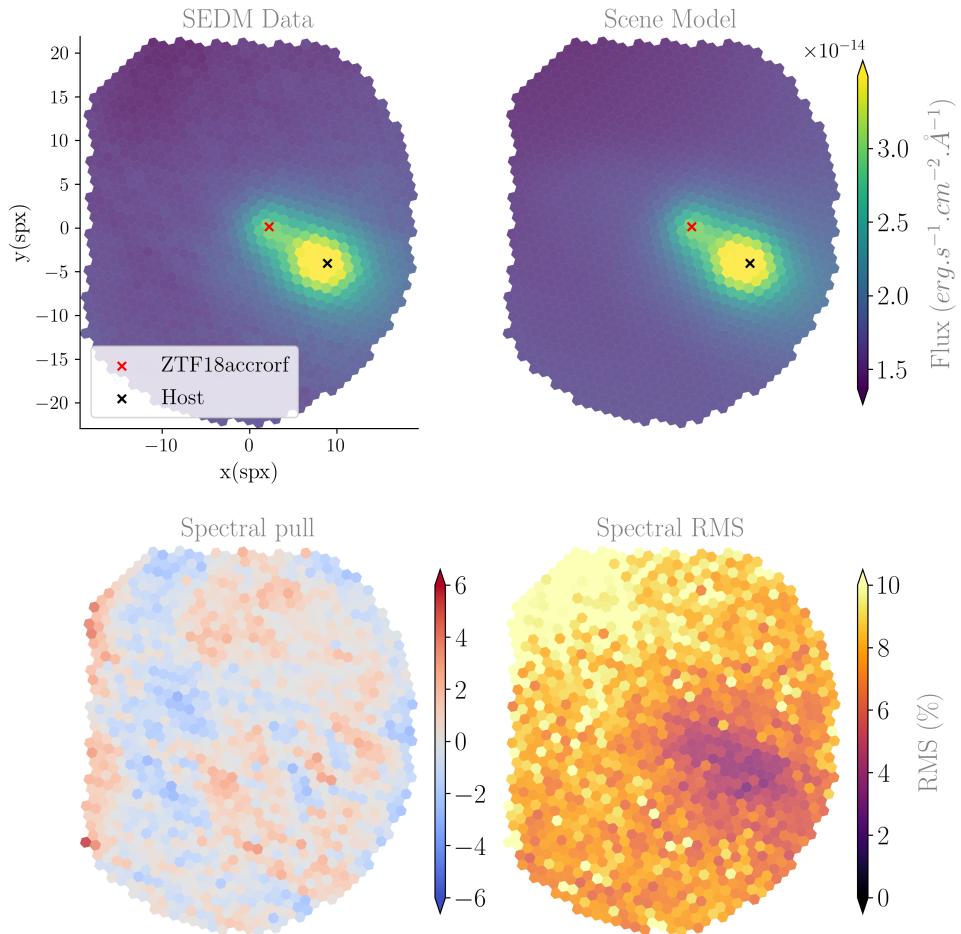


FIGURE 8.9 – Modélisation de scène complète pour ZTF18accorrf. *En haut* nous montrons : le cube de données SEDm intégré entre 5000 et 8500 Å, puis le cube modélisé par HYPERGAL intégré également sur le même domaine spectral. La croix rouge indique la position ajustée de ZTF18accorrf à 7000 Å, et la croix noire la localisation de la galaxie hôte. *En bas* nous montrons : le pull spectral tel que défini dans l'équation 8.6, et le RMS spectral en %. Le pull nous permet de contrôler la présence éventuelle de structures dans le résidu, ce qui n'est pas le cas ici. Le RMS quant à lui nous indique une précision de l'ordre de 4% sur le domaine spectral considéré au niveau des sources présentes dans le champ de vue de la SEDm. Les fluctuations du fond induisent un RMS spectral de l'ordre de 6-7%, et nous pouvons clairement voir les conséquences de l'artefact en haut à gauche du cube de données.

8.2.1 Cube de la galaxie hôte

Afin d'extraire la galaxie hôte du cube de données, nous l'isolons en soustrayant les modèles de fond et de la source ponctuelle au cube SEDm.

Une galaxie n'étant pas une source ponctuelle, nous devons définir une ouverture afin d'en extraire le spectre intégré.

Nous utilisons pour cela l'outil **SEP**¹ ([BARBARY, 2016](#)) (implémentation python de **SEXTRACTOR** [BERTIN et ARNOOTS \(1996\)](#)), en définissant une ellipse d'ouverture dans les images PS1 que nous projetons ensuite dans le MLA de la SEDm à l'aide des solutions WCS des deux espaces. Nous négligeons les effets d'ADR dans cette procédure, étant donné qu'ils induisent rarement un déplacement de plus d'un spaxel dans le champ de vue. Nous illustrons dans la Figure 8.10 l'extraction du spectre intégré de la galaxie hôte de ZTF18accorf, en considérant les spaxels mis en évidences sur l'image du cube intégré. Ce que nous montrons ici n'est pas le spectre de la galaxie modélisée, mais bien celui de la galaxie dans le cube de données de la SEDm, auquel nous avons retiré les modèles de fond et de la source ponctuelle.

De la même façon que la modélisation hyperspectrale de la galaxie (et du fond) nous permet de lever la contamination de la supernova, la modélisation de la supernova nous permet également de réduire la contamination de la galaxie et de l'isoler dans les cubes d'observation.

Connaissant également a priori le redshift utilisé pour la modélisation de la galaxie, nous indiquons la position déduite de quelques raies d'absorption et d'émission^{2, 3} dans l'air ([MORTON, 1991](#)), afin de visualiser la cohérence entre le spectre isolé dans les données et le redshift utilisé. Dans le cas de cette galaxie, nous pouvons par exemple voir la concordance entre le redshift $z = 0.042$ et la position de la raie H α .

8.2.2 Extraction de la Supernova

De la même façon qu'avec la galaxie hôte, nous pouvons vérifier la séparation de la supernova dans le cube de données en y soustrayant le modèle de fond et de la galaxie. La Figure 8.11 illustre ainsi le cube SEDm de l'observation auquel nous avons retiré les deux autres composantes, et nous pouvons voir à quel point la supernova est bien définie sans structure résiduelle apparente. Nous pouvons par exemple définir une ouverture arbitraire (ici circulaire de 8 spaxels $\sim 4''.5$ de rayon) centrée sur la position de la source ponctuelle et porter un regard sur le pull et le RMS spectral dans cette ouverture. Pour cette observation nous pouvons par exemple voir un RMS spectral de l'ordre de 3-4% au niveau de la position de la supernova dans le cube, et aucune structure résiduelle apparente (en provenance d'une mauvaise modélisation galactique par exemple).

Nous pouvons également vérifier la robustesse du modèle de PSF que nous avons défini et contraint dans le chapitre précédent en superposant le modèle ajusté de profil radial aux données. Afin de permettre également un contrôle de la qualité de l'ajustement du fond de ciel, et la présence éventuelle de structure résiduelle, nous visualisons ce profil radial après soustraction du fond ajusté et du modèle hyperspectral de la galaxie hôte. Nous montrons ainsi dans la Figure 8.12 le profil radial ajusté pour une des méta-tranches. Nous pouvons

1. <http://github.com/kbarbary/sep>

2. <http://astronomy.nmsu.edu/drewski/tableofemissionlines.html>

3. <http://classic.sdss.org/dr6/algorithms/linetable.html>

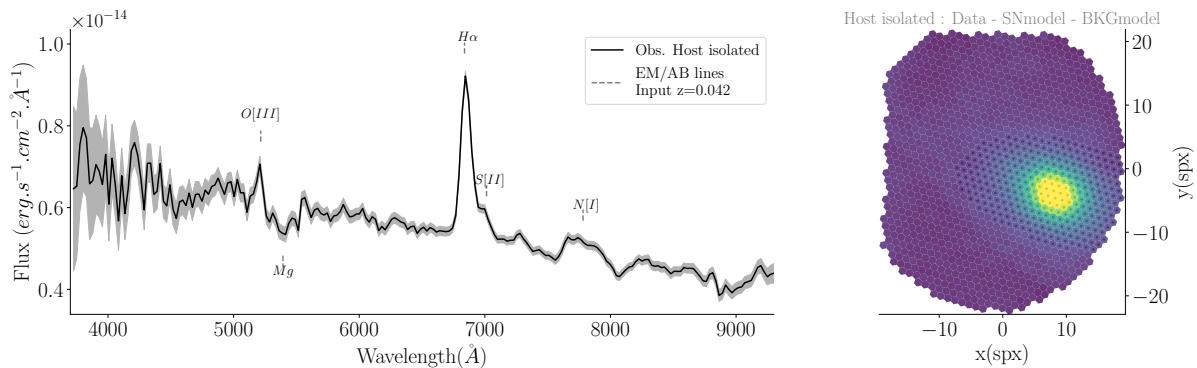


FIGURE 8.10 – Extraction du spectre intégré de la galaxie hôte de ZTF18accrorf. *À droite* nous montrons le cube de données de la SEDm, auquel nous avons soustrait les modèles de fond et de la source ponctuelle afin d’isoler la galaxie hôte. Les spaxels sélectionnés par les losanges noirs indiquent ceux appartenant à l’ouverture utilisée pour l’extraction du spectre intégré. *À gauche* nous montrons donc le spectre extrait et l’erreur associée contenus dans cette ouverture. Tout le domaine spectral de la SEDm est affiché, bien que nous avons déjà discuter de la faible fiabilité de l’extraction aux extrémités du domaine couvert par la SEDm due aux artefacts présents dans les cubes. Nous montrons également la position théorique de quelques raies d’émission et d’absorption sachant le redshift utilisé ($z = 0.042$), et nous pouvons voir ici la bonne cohérence avec le spectre intégré extrait.

voir que le profil radial tend bien vers 0, ce qui indique une bonne estimation de cette composante. Par ailleurs, nous n’observons pas de valeur aberrante dans la supernova isolée, ce qui à son tour traduit une soustraction galactique sans résidu notable.

L’ajustement de l’amplitude de la PSF de la supernova à chaque tranche nous permet ainsi d’en extraire le spectre, de la même façon qu’avec les étoiles standards. Nous montrons enfin dans la Figure 8.13 le spectre extrait de ZTF18accrorf.

Dans la Figure 8.14 nous montrons la superposition du spectre des 3 composantes (fond, galaxie, supernova), ainsi que l’ajustement du coefficient de correction G du cube intrinsèque. L’objectif principal de cette visualisation et de vérifier une potentielle contamination entre les spectres, par exemple des raies d’émission de la galaxie, ce qui ne semble pas être le cas ici. Nous pouvons par ailleurs voir l’évolution chromatique du coefficient G , qui semble corriger dans le cube intrinsèque un excédant d’intensité de la raie d’émission O[III] vers 5200Å, et un déficit d’intensité de la raie H α . Bien que nous n’ayons pas poussé l’analyse de cet effet, nous avons choisi pour le moment de laisser ce coefficient G libre lors de l’ajustement linéaire des amplitudes par tranche spectrale, afin d’avoir cette liberté de correction. Le modèle de ciel présent dans cette figure correspond au coefficient de degré 0 du modèle de fond b_0 (équation 8.1).

Nous présentons finalement le schéma complet de toute la procédure de modélisation de scène avec **HYPERRGAL**. Un script d’automatisation de tout ce processus est également disponible dans le code du pipeline, prenant en entrée le nom d’une cible observée avec ZTF (par exemple ZTF18accrorf), et/ou le chemin d’accès au cube de données. Les informations relatives à l’événement transitoire étudié (redshift, RA/DEC) sont automatiquement récupérées sur le serveur Fritz¹ (VAN DER WALT et al., 2019; DUEV et al., 2019; KASLIWAL

1. <https://fritz.science/>

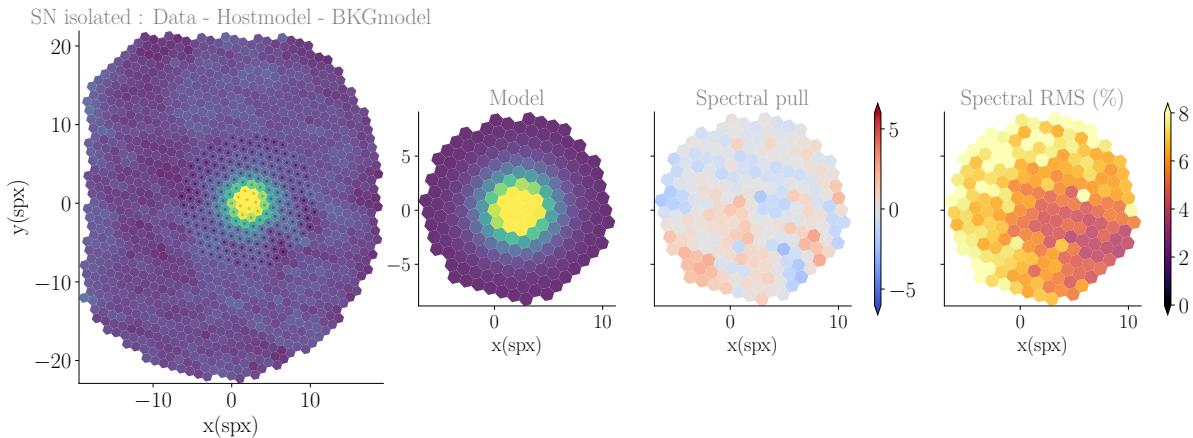


FIGURE 8.11 – Séparation de la supernova ZTF18accorf dans le cube SEDm. Chaque image de cube 3D correspond à une intégration entre 5000 et 8500 Å. De gauche à droite : (a) le cube de données SEDm auquel nous avons soustrait le modèle de la galaxie et celui du fond, ce qui met en évidence la qualité d’isolation de la supernova et *a fortiori* la qualité de modélisation des deux autres composantes. (b) Le cube modèle de la source ponctuelle limité à une ouverture circulaire de 8 spaxels ($\sim 4''\text{5}$) de rayon, définie par les spaxels mis en évidence dans (a) par les losanges noirs. (c) Le pull spectral et (d) le RMS spectral dans cette ouverture, tout deux définis comme dans la Figure 8.9. Nous pouvons voir ici l’absence de structure résiduelle, et un RMS spectral de l’ordre de 3-4% au niveau de la position de ZTF18accorf.

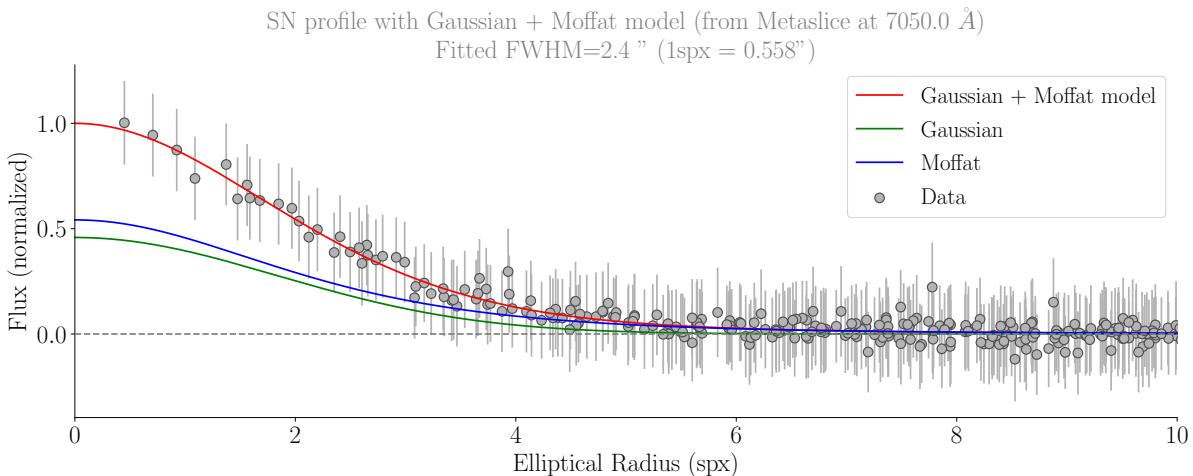


FIGURE 8.12 – Profil radial et modèle de PSF pour la méta-tranche à 7050 Å de ZTF18accorf. Le flux est ici normalisé à 1. Les points noirs indiquent les données de la méta-tranche du cube d’observation de la SEDm, après soustraction du modèle de la galaxie et du fond. Les courbes verte, bleue et rouge montrent respectivement l’ajustement de la composante gaussienne, Moffat et profil radial total du modèle de PSF pour cette méta-tranche. Le trait horizontal en pointillés indique un fond de ciel à 0 si cette composante a été parfaitement soustraite. Les ailes du profil tendant clairement vers cette valeur, cela nous conforte quant à la qualité d’ajustement de cette composante. Connaissant la taille d’un spaxel, nous pouvons également déterminer la largeur à mi-hauteur à cette longueur d’onde, ici 2''.4.

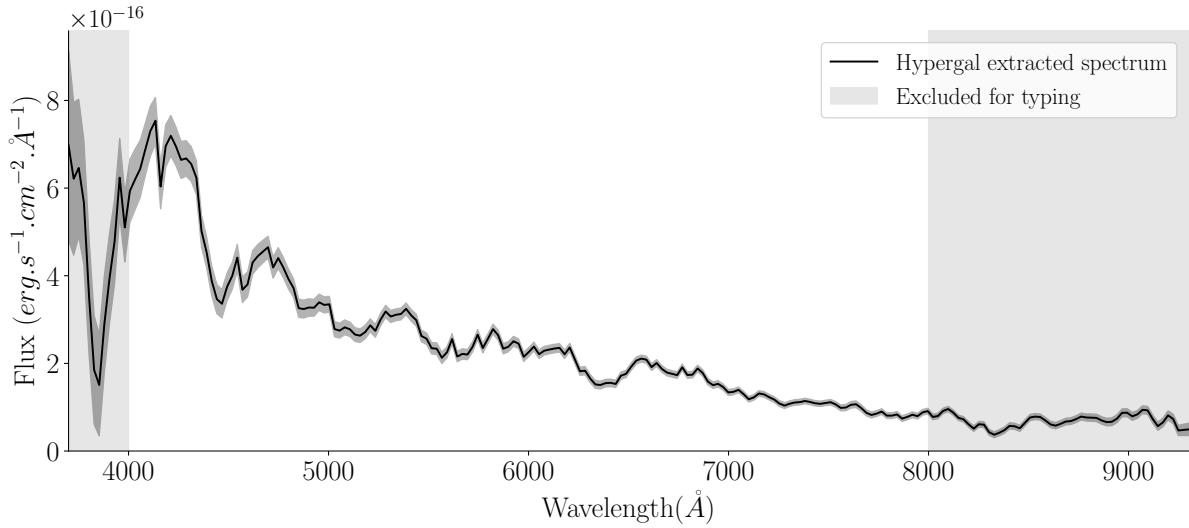


FIGURE 8.13 – Spectre extrait de ZTF18accorf avec HYPERGAL. Tout le domaine spectral de la SEDm est affiché, et les bandes grises indiquent les zones qui ne sont pas utilisés pour la classification de la SN avec SNID.

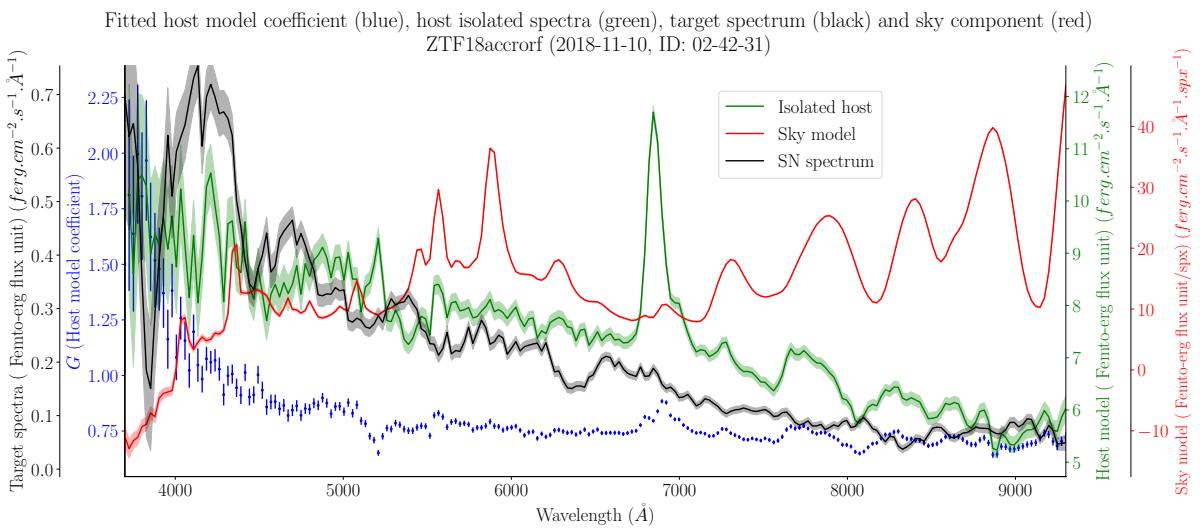


FIGURE 8.14 – Superposition du spectre des 3 composantes de la scène d'observation de ZTF18accorf : fond de ciel en rouge, galaxie en vert, supernova en noir. Nous montrons également l'évolution chromatique de l'ajustement du coefficient de correction G du cube intrinsèque. Le but de cette superposition est de mettre en évidence l'absence de contamination évidente entre les spectres notamment par les raies d'émission de la galaxie. L'évolution du paramètre G montre l'adaptation partielle de l'intensité des raies O[III] et H α aux observations.

et al., 2019; DUEV et VAN DER WALT, 2021), mais peuvent également être imposées en argument. HYPERGAL est conçu pour être suffisamment flexible et adaptable à n'importe quel IFU.

Par défaut, le pipeline est optimisé avec la librairie de calculs parallèles DASK¹ (DASK DEVELOPMENT TEAM, 2016). Cet outil permet de sonder, avant de lancer les calculs, l'agencement des tâches et leur interdépendances, et de ce fait son utilisation optimise la parallélisation de code. Un autre avantage de Dask implémenté avec HYPERGAL est sa capacité à déployer le pipeline vers un cluster distribué en plusieurs *workers*. Nous avons configuré HYPERGAL pour être utilisable localement, mais également dans de tels cluster avec un simple argument. Les deux solutions d'ordonnancement de tâches disponibles sont SLURM (*Simple Linux Utility for Resource Management*) et SGE (*Sun Grid Engine*), permettant ainsi à HYPERGAL d'être déployé au Centre de Calcul de l'IN2P3 (CC-IN2P3). La Figure 8.16 illustre une partie de l'agencement des tâches du pipeline HYPERGAL, allant de la requête des données SEDm et PS1 jusqu'à l'agencement des métatranches. Chaque bulle sur le schéma correspond à une tâche du pipeline (les sorties ne sont pas affichées), et les flèches illustrent les interdépendances. L'axe horizontal indique l'ordre de calcul, et l'axe vertical la parallélisation des tâches. Quelques étapes majeures d'HYPERGAL sont indiquées par les boîtes grises. La parallélisation de certains calculs indépendants sont clairement illustrées, comme la requête simultanée des données PS1 et SEDm, la construction du cube intrinsèque et l'ajustement des conditions initiales sur les images photométriques, et enfin l'ajustement de toutes les métatranches. Les étapes suivantes (l'ajustement chromatique, l'ajustement linéaire des amplitudes qui parallélise les 220 tranches en longueur d'onde du cube de données, la reconstruction de la scène) ne sont pas montrées pour une question évidente de clareté. Toutes les sorties intermédiaires comme les figures de contrôle, les spectres extraits, les paramètres ajustés etc sont sauvegardées au format .hdf (*Hierarchical Data Format*).

1. <https://www.dask.org>

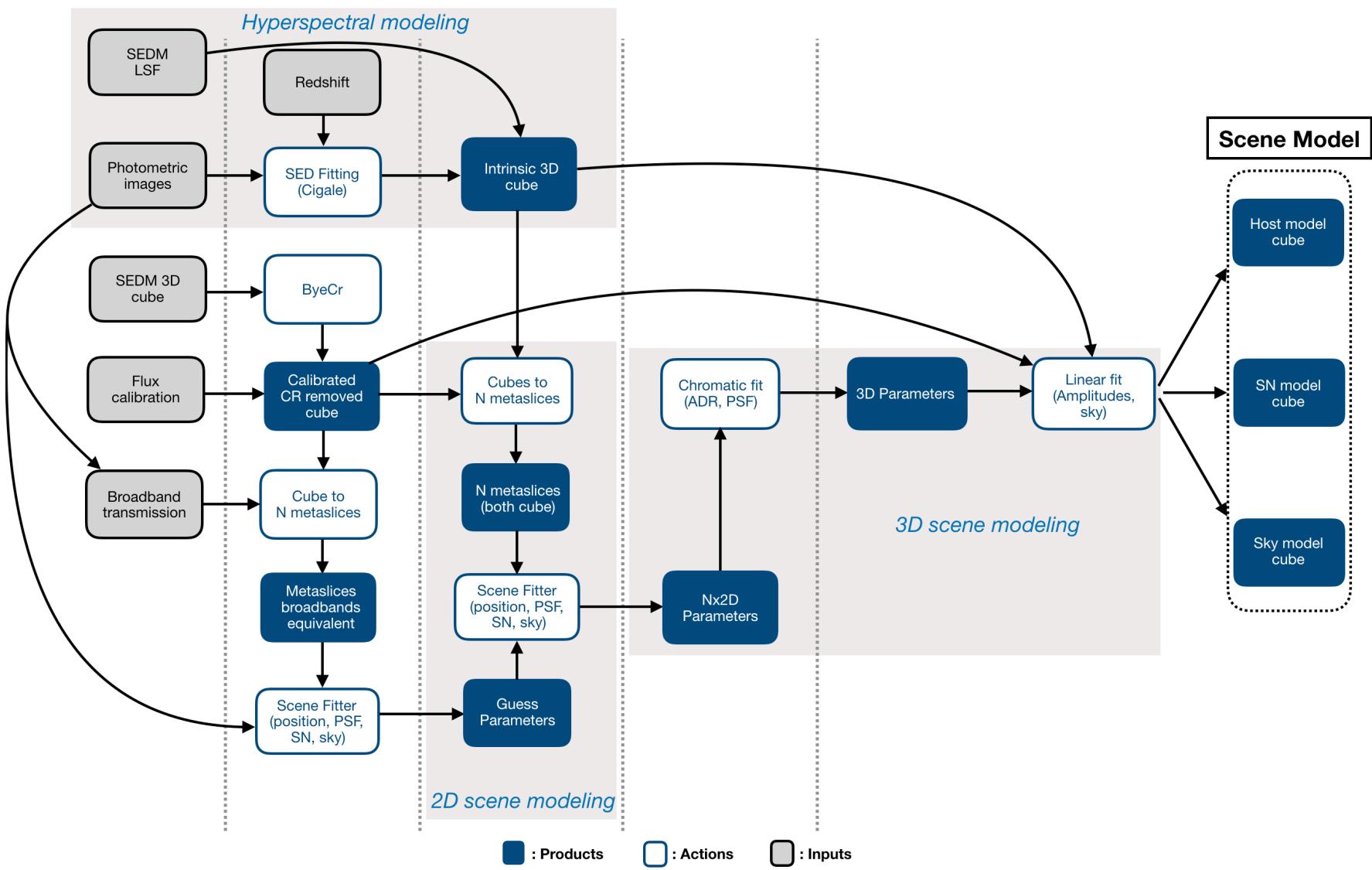


FIGURE 8.15 – Schéma complet du fonctionnement d’HYPERGAL. Les étapes sur la même verticale sont effectuées simultanément.

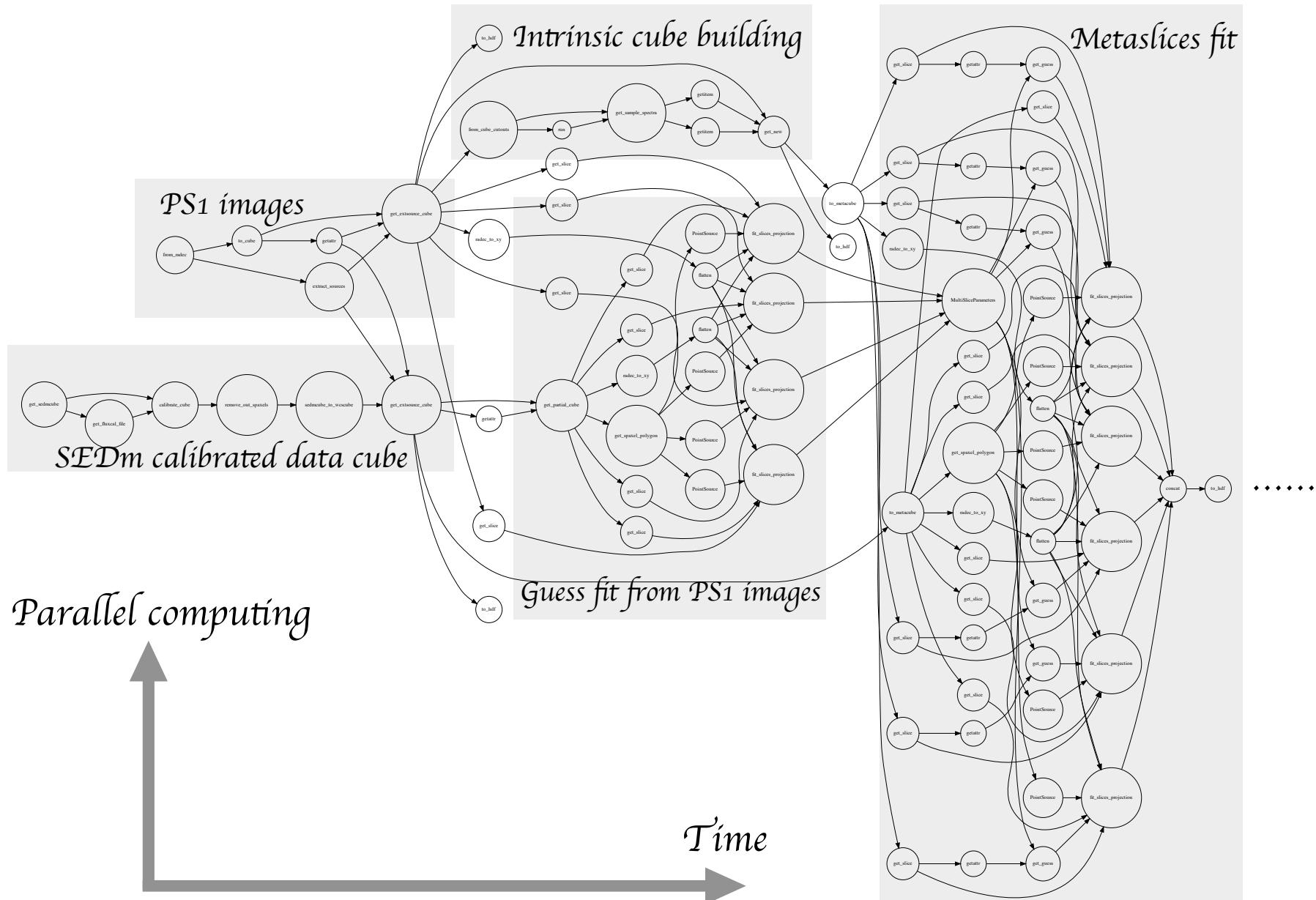


FIGURE 8.16 – Graphique d'une partie des calculs avec Dask et leurs interconnections du pipeline HYPERGAL, de la requête des données jusqu'à l'ajustement des N méta-tranches.

8.3 Classification : SNID

Le but principal du pipeline **HYPERRGAL** étant de permettre la classification spectrale des objets transitoires observés, nous avons intégré une méthode de classification automatique à l'image de celle utilisée initialement dans **PYSEDM**. Nous utilisons pour cela le software **SNID**, présenté dans le chapitre 4.4. Le domaine spectral utilisé par défaut pour la classification s'étend entre 4000 et 8000Å, les modèles utilisés n'étant généralement pas défini en dehors de ce domaine sachant la profondeur en redshift d'observation de ZTF ($z \leq 0.1$).

Afin de faciliter l'utilisation de **SNID** initialement écrit en **FORTRAN**, nous utilisons une *wrapper* **PYTHON** : **PYSNID**¹.

Nous montrons dans la Figure 8.17 la classification obtenue du spectre extrait de ZTF18accr0f avec **HYPERRGAL**, à comparer avec celle obtenue par extraction sans modélisation de la galaxie hôte par **PYSEDM**, que nous avons présenté dans la Figure 5.4. Initialement, la classification était incertaine, avec un paramètre de qualité *rlap* de 4.5 (le seuil minimal de "bonne qualité" étant 5), et un redshift estimé de $z = 0.178$ (au delà de la profondeur en magnitude de la SEDm). La classification avec le spectre extrait par **HYPERRGAL** montre pour le meilleur modèle un *rlap* de 14.7 pour une supernova de type Ia, à un redshift proche de celui utilisé pour la modélisation hyperspectrale de la galaxie hôte ($z_{snid} = 0.040$ contre $z_{in} = 0.042$). L'erreur sur le redshift pour un modèle avec **SNID** est de l'ordre de $\Delta z \approx 3.10^{-3}$.

Nous présentons également la distribution des 30 meilleurs modèles avec un *rlap* > 6, ainsi que le meilleur pour chaque sous-type de supernova pouvant correspondre au spectre extrait de ZTF18accr0f. Nous pouvons voir que seuls 2 sous-types semblent compatibles : une Ia-normal, ou une Ia-91T. Bien que la classification du sous-type soit plus subtile, la classification de ZTF18accr0f ne présente aucun doute comme étant une Ia. La phase de ce spectre est peu contrainte, les 30 meilleurs modèles étant ajustés avec une phase allant de -11 à +3 jours. Le redshift montre également une forte dispersion. Pour avoir une estimation approximative du redshift de la supernova à partir de la classification **SNID** des 30 meilleurs modèles, nous pouvons par exemple calculer le redshift moyen pondéré par le *rlap* (avec la condition que le *rlap* > 6). La déviation standard peut être estimer avec le nMAD. En faisant cela nous trouvons que $\bar{z}_{snid} = 0.045$ et un $nMAD(z_{snid}) = 0.005$.

8.4 Cas complexes

Bien que le cas utilisé pour présenter le pipeline **HYPERRGAL** (ZTF18accr0f) pouvait donner du fil à retordre à la méthode d'extraction directe (**PYSEDM**), nous considérons ce type d'observation comme idéal, avec une séparation assez nette de sa galaxie hôte.

Nous présentons dans cette section quelques cas d'extraction plus complexes de spectre avec **HYPERRGAL**, pour des observations où la supernova explose bien plus proche du centre galactique.

Pour toutes les observations que nous présentons ici, l'extraction avec le pipeline **PYSEDM** ne permet pas de classifier le spectre de la supernova, le cœur de la galaxie hôte étant extrait en même temps que la source ponctuelle (voir Figure 4.7).

1. <https://github.com/MickaelRigault/pysnid>

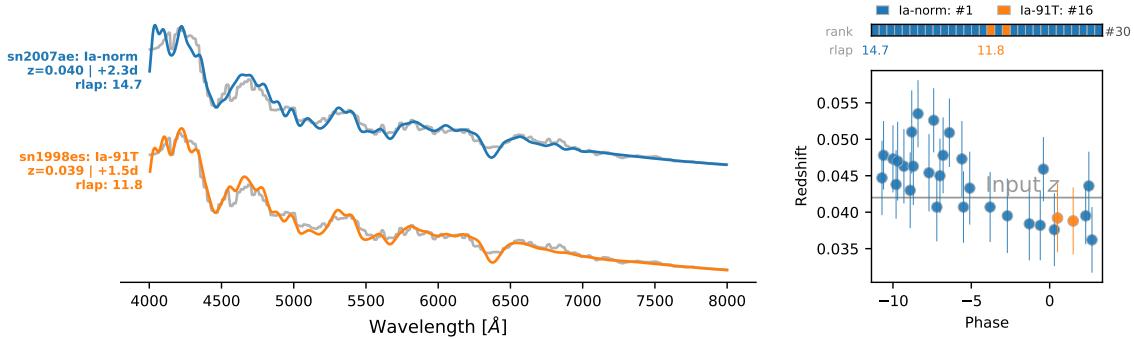


FIGURE 8.17 – Classification de ZTF18accorrf avec SNID. *À gauche* les modèles ayant le plus haut *rlap* pour chaque sous-type présent dans les 30 meilleurs modèles. Pour chacun nous y montrons le spectre extrait par HYPERGAL en gris, le modèle en couleur, le type et sous-type, le redshift, la phase et le *rlap*. *À droite* est présenté la distribution redshift/phase des 30 meilleurs modèles, avec pour le sous-type le même code couleur que pour les spectres affichés à gauche.

Nous présenterons successivement pour chaque observation : une visualisation globale de la modélisation de scène avec le RMS et le pull spectral à l’instar de la Figure 8.9 ; l’isolation de la galaxie hôte dans le cube de données SEDm et le spectre extrait dans l’ouverture définie dans la section 8.2.1 ; l’isolation de la supernova dans le cube de données SEDm et le spectre extrait (section 8.2.2) ; la classification avec SNID (section 8.3).

8.4.1 ZTF19acbjlnt

Cette supernova est celle que nous avons présenté à la fin du chapitre 4, afin justement d’illustrer le phénomène de contamination par la galaxie hôte lors d’un quasi-alignement avec le centre galactique dans la ligne de visée. La distance apparente entre cette supernova et le centre de la galaxie est d’environ $0''.8$, c’est à dire moins de la moitié de la largeur à mi-hauteur typique de la SEDm, et à un peu plus d’un spaxel de distance du centre du coeur de la galaxie hôte. Ce coeur étant étendu spatialement, la SN et la galaxie sont difficilement distinguables à l’oeil dans le MLA. La Figure 8.18 illustre une séparation assez remarquable de la SN et son hôte. Le RMS spectral de la modélisation de scène est de l’ordre de 5% dans la zone du MLA où les sources sont présentes. Cette supernova est classifiée par SNID comme une Ia avec un *rlap* de 17.6. La phase de ce spectre est peu contrainte mais semble indiquer une supernova proche de son pic de luminosité, allant pour les 30 meilleurs modèles de -8 à $+2$ jours. Le redshift d’entrée utilisé pour la modélisation hyperspectrale de la galaxie est $z_{in} = 0.059$, et en pondérant par le *rlap* nous trouvons un redshift moyen de $\bar{z}_{snid} = 0.060$ et $nMAD(z_{snid}) = 0.002$.

8.4.2 ZTF19abormno et ZTF20ablhllo

Les Figures 8.19 et 8.20 montrent deux autres extractions de supernovae (ZTF19abormno et ZTF20ablhllo) proches du centre de leur galaxie hôte, avec une séparation angulaire de $1''.5$ et $1''.2$ respectivement. Le RMS spectral de la scène à la localisation des sources dans le MLA est à nouveau d’environ 5%. La séparation des composantes de la scène est

également bien visible pour ces deux observations, et les deux objets sont classifiés par SNID comme des Ia avec un *rlap* pour le meilleur modèle de 21.9 et 13.2 respectivement. ZTF20ablhllo a la particularité d'avoir été observé très tardivement, présentant une phase de plusieurs dizaines de jours (entre +25 et +40 après le pic de luminosité).

Conclusion

L'association du cube intrinsèque de la galaxie hôte (chapitre 6) et de la réponse instrumentale de la SEDm (chapitre 7) a permis la conception d'**HYPERGAL**, un nouveau pipeline de modélisation de scène pour la SEDm.

HYPERGAL a été conçu pour répondre à la problématique de la contamination des supernovae par leur galaxie hôte, en ajustement simultanément toute les composantes de la scène observée. Avec cette méthode, chaque composante (fond de ciel, supernova et galaxie hôte) peut être extraite séparément, permettant son étude individuel. **HYPERGAL** effectue également une classification automatique du spectre extrait de l'événement transitoire étudié en utilisant le classifieur **SNID**.

Pour répondre également à un besoin d'efficacité et de simplification d'utilisation, cet outil est entièrement automatisé, optimisé par une méthode de parallélisation implémentée avec **DASK** et utilisable aussi bien localement que via un système d'ordonnancement de tâches comme *SLURM* ou *SGE*.

L'application de ce modéliseur de scène sur des supernovae très fortement contaminées par leur galaxie hôte montre un fort potentiel pour la classification d'objets inutilisables auparavant.

Afin d'avoir une idée des limites d'**HYPERGAL**, nous présentons dans le prochain chapitre une méthode de validation par le biais de simulations d'observations. Ce processus nous permettra de quantifier la précision spectrale d'extraction des SNe ainsi que l'efficacité des classifications, sachant *a priori* le type de l'objet simulé. Nous en profiterons pour appliquer l'ancienne méthode d'extraction (sans modélisation hyperspectrale de la galaxie hôte) sur ces modélisations, afin d'avoir une connaissance de l'amélioration qu'apporte **HYPERGAL**.

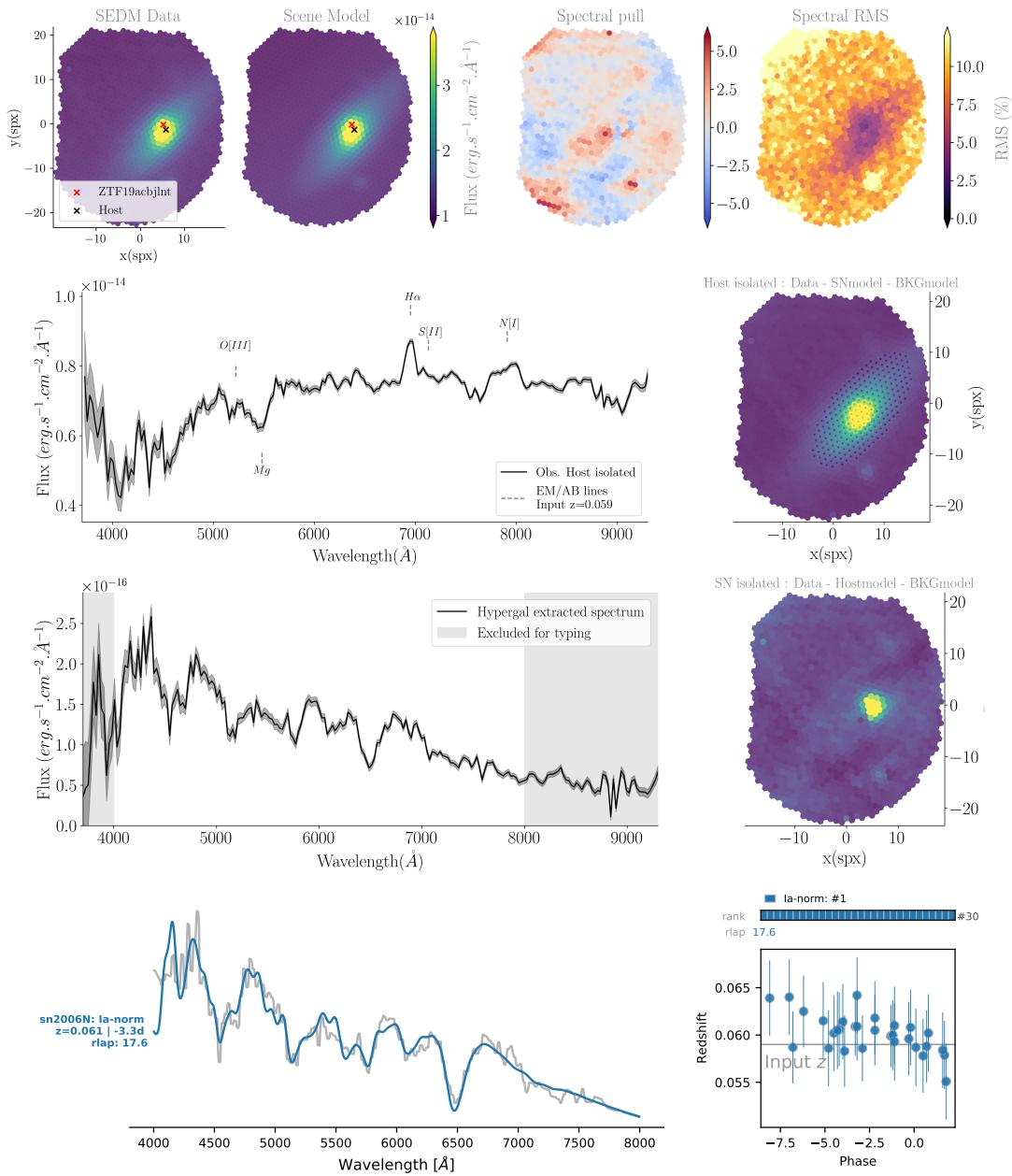


FIGURE 8.18 – Extraction de sources pour ZTF19acbjlnt avec HYPERGAL. *De haut en bas* : (a) visualisation globale de la modélisation de scène, pull et RMS spectraux, (b) l’isolation de la galaxie hôte, (c) l’isolation de ZTF19acbjlnt, (d) la classification SNID de ZTF19acbjlnt. La distance apparente entre la supernova et la galaxie est d’environ 0''.8 avec un redshift d’entrée pour la modélisation hyperspectrale de la galaxie de $z_{in} = 0.059$. Cette supernova est classifiée comme une Ia-norm avec un redshift moyen pondéré par le $rlap$ de $z_{snid} = 0.060$ et $nMAD(z_{snid}) = 0.002$.

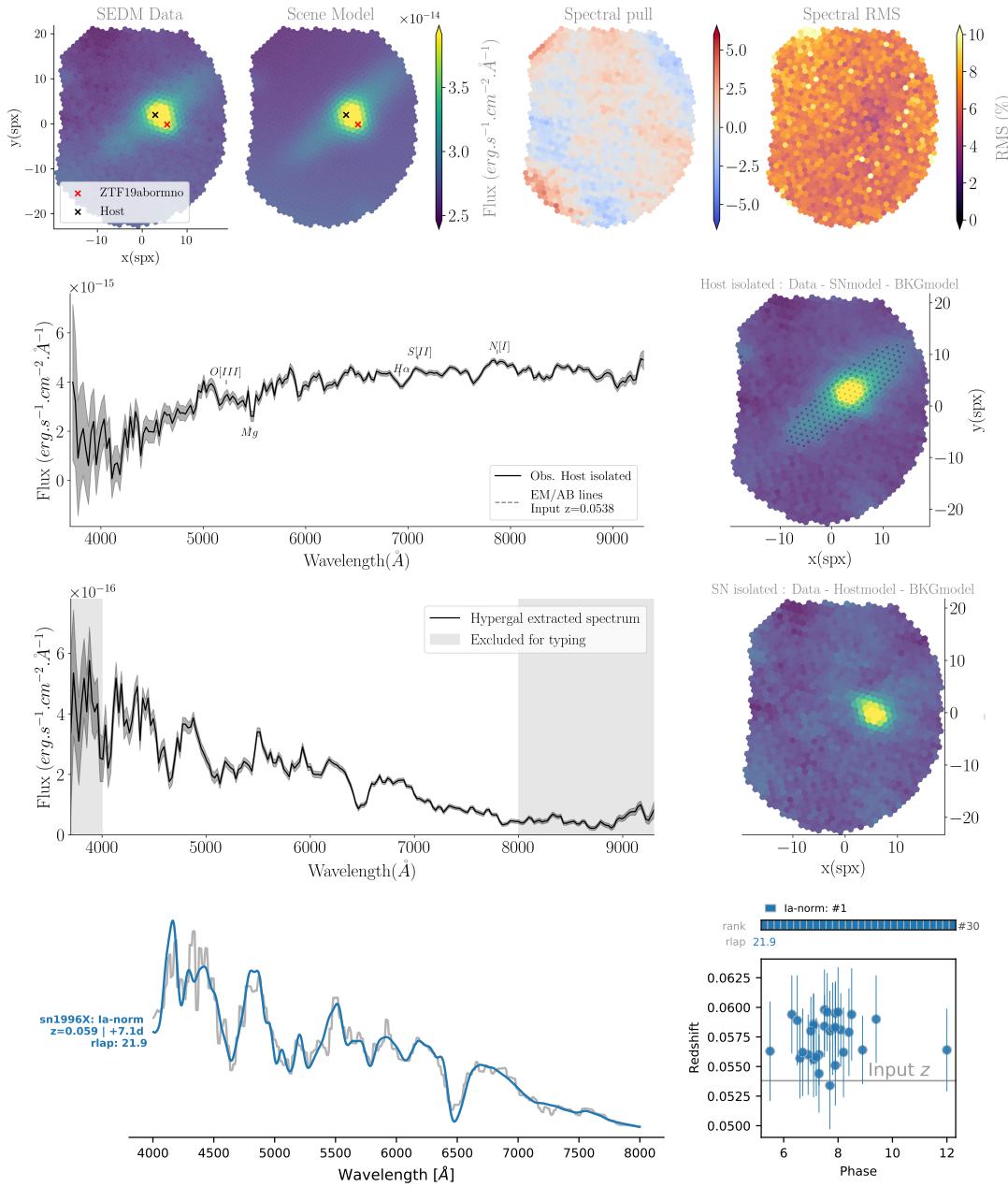


FIGURE 8.19 – Même chose que la Figure 8.18 pour la SN ZTF19abormno. La distance apparente entre la supernova et la galaxie est d'environ $1''5$ avec un redshift d'entrée de $z_{in} = 0.0538$. Cette supernova est classifiée comme une Ia-norm avec un redshift moyen pondéré par le rlap de $\bar{z}_{snid} = 0.058$ et $nMAD(z_{snid}) = 0.002$.

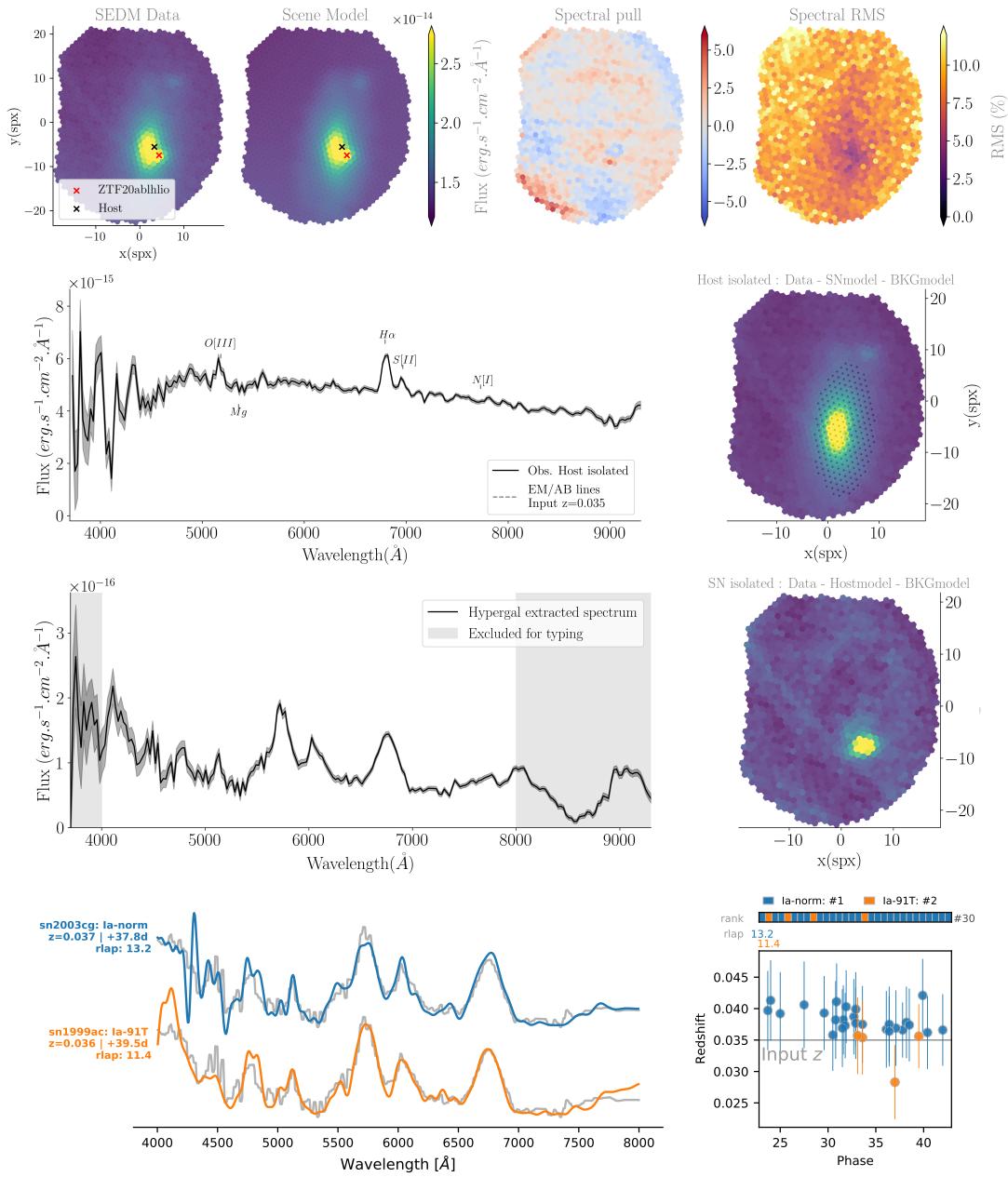


FIGURE 8.20 – Même chose que la Figure 8.18 pour la SN ZTF20abhlhlio. La distance apparente entre la supernova et la galaxie est d'environ $1''.2$ avec un redshift d'entrée de $z_{in} = 0.035$. Cette supernova est classifiée comme une Ia-norm avec un redshift moyen pondéré par le rlap de $\bar{z}_{snid} = 0.036$ et $nMAD(z_{snid}) = 0.001$.

Troisième partie

Validation et résultats

Validation du pipeline HyperGal

Sommaire

9.1	Génération des simulations	158
9.1.1	Méthode	158
9.1.2	Cube de galaxies isolées	158
9.1.3	Spectres de supernovae	158
9.1.4	Échantillon d'étude	161
9.1.5	Création des cubes de simulation	164
9.2	Résultats et précision	165
9.2.1	Précision spectrophotométrique	166
9.2.2	Précision avec correction de continuum	168
9.2.3	Distribution de contraste dans les observations	171
9.2.4	Efficacité de classification	172

Nous avons présenté et détaillé dans le chapitre précédent le fonctionnement du pipeline **HYPERGAL**. Après s'être assuré de sa robustesse opérationnelle, nous avons cherché une méthode de validation de son efficacité. L'objectif est ainsi de quantifier la précision d'extraction des spectres de supernova en fonction des conditions d'observation, et la capacité d'**HYPERGAL** à les classifier correctement. Nous avons pour cela choisi de procéder à des simulations de cubes d'observation avec la SEDm.

Dans ce chapitre nous présenterons dans un premier temps la procédure de génération des simulations, puis nous présenterons les résultats obtenus de l'utilisation d'**HYPERGAL** sur ces cubes simulés. Nous feront également pour toutes les analyses une confrontation entre **HYPERGAL** et la méthode d'extraction simple, sans modélisation hyperspectrale de la galaxie hôte. Nous aurons ainsi une estimation de la robustesse absolue de notre pipeline, mais également de la robustesse relative avec celui préalablement utilisé par la collaboration ZTF pour la classification des supernovae.

9.1 Génération des simulations

9.1.1 Méthode

Afin de se rapprocher au plus près des conditions d'observation, nous avons profité de quelques périodes de mise hors service de la caméra principale ZTF (entre fin novembre 2021 et fin janvier 2022) : nous avons pu utiliser occasionnellement la SEDm pour observer des galaxies hôtes isolées, dans lesquelles une supernova a été observée dans le passé.

Nos simulations sont basées sur une dizaine de ces cubes, issus de l'instrument pour lequel nous souhaitons tester HYPERGAL, et contenant dans le champ de vue une galaxie et un fond réels.

Le but est de rajouter une composante de supernova dans ces cubes en marginalisant sur les conditions d'observation habituelles comme le seeing, ou la proportion de chaque type de supernova, tout en explorant les conditions impactant la robustesse d'HYPERGAL comme la distance entre la source ponctuelle et le centre galactique, et le rapport signal sur bruit.

Pour notre étude nous avons créé un jeu de 5000 cubes de simulation, et nous détaillons dans cette section leur conception.

9.1.2 Cube de galaxies isolées

La base de nos simulations proviennent donc d'observations réelles avec la SEDm de galaxies ayant accueilli au moins un an dans le passé une supernova. Ce délai nous permet de nous assurer de l'absence de résidu visible de l'explosion. Ces cubes sont donc naturellement dans l'espace de l'instrument pour lequel HYPERGAL a été conçu.

Les effets d'ADR sont également présents, et il faut par conséquent les caractériser avant d'inclure une composante de supernova pour que celle-ci soit soumise aux mêmes effets chromatiques. Bien que nous connaissons à priori la masse d'air et l'angle parallactique au début de l'observation, nous ne connaissons pas ces paramètres effectifs, car ils varient au cours de l'exposition (de l'ordre d'une demi-heure de temps de pose).

Nous avons pour cela inclu dans HYPERGAL la possibilité de prendre en compte ou non n'importe laquelle des composantes de scène, et avons procédé à l'ajustement de scène avec uniquement la galaxie hôte dans le MLA. Tout comme détaillé au chapitre précédent, l'ajustement du centroïde à chaque méta-tranche nous permet d'ajuster les paramètres effectifs d'ADR. Nos cubes présentent dans notre simulation une masse d'air allant de 1.01 à 2.04, ce qui nous permet de couvrir toutes les conditions d'observations, du cas idéal au cas le plus dégradé.

Nous montrons dans la Figure 9.1 les cubes intégrés des galaxies hôtes utilisés pour les simulations, illustrant leur diversité de morphologie et de position dans le MLA.

9.1.3 Spectres de supernovae

Afin de tester la précision d'extraction de spectre avec HYPERGAL, il nous faut inclure dans les cubes une source ponctuelle dont le spectre est connu a priori. L'étude seule de la précision d'extraction (par exemple avec un RMS spectral) est essentiellement indépendante de la forme du spectre, et donc du type de la supernova. Cependant nous souhaitons

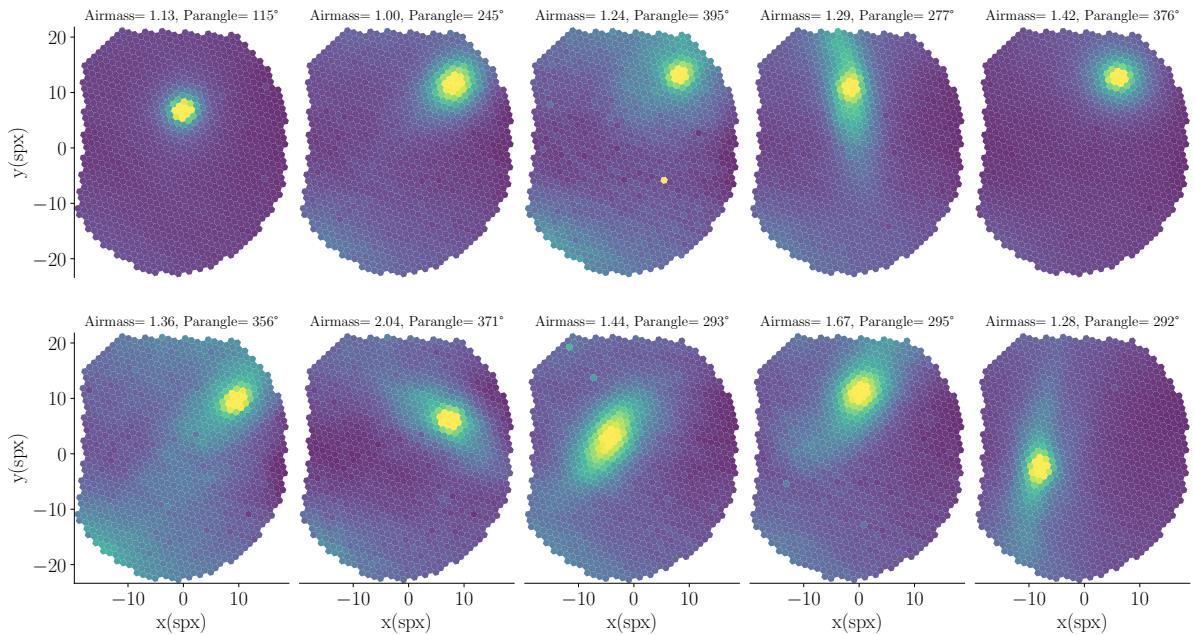


FIGURE 9.1 – Cubes intégrés (sur l’ensemble du domaine spectral de la SEDm) des galaxies hôtes utilisés pour les simulations. Bien que nous n’ayons pas eu l’opportunité d’avoir un grand nombre d’observations de galaxies isolées avec la SEDm, nous avons fait l’hypothèse que les morphologies et localisations variées de ces galaxies étaient suffisamment représentatives des observations pour constituer une base suffisante pour les simulations.

également avoir une estimation de l’efficacité d’**HYPERGAL** à classifier les supernovae. Pour analyser ces deux aspects (précision et classification), il faut donc que le spectre de la source ponctuelle simulée soit connu a priori et que nous connaissions sa classification.

Afin de se rapprocher le plus possible des spectres observés par la SEDm, nous avons choisi d’utiliser des spectres de supernovae déjà obtenus avec cet instrument, et classifiés avec succès par **SNID**.

Afin de s’assurer de la classification, nous n’avons sélectionné que des spectres avec un très haut *rlap* (paramètre de qualité/confiance de SNID considéré comme satisfaisant si $rlap > 5$, voir section 6.1 de [BLONDIN et TONRY \(2007\)](#)). Pour les spectres de supernovae de type Ia (les plus nombreuses à être observées), nous avons sélectionné 70 spectres avec un $rlap > 25$ pour le meilleur modèle, et un $rlap > 15$ pour les 30 premiers modèles.

Sur un raisonnement similaire, nous avons sélectionné 7 spectres de supernova de type II avec un $rlap > 12$. Pour les types Ic et Ib, plus rarement observés ($\approx 5\%$ des observations), nous avons pris seulement 1 spectre de chaque mais avec une forte confiance de classification ($rlap \approx 22$ pour la Ib et $rlap \approx 13$ pour la Ic). Chacun de ces spectre est ensuite lissé par application d’un filtre de Savitzky-Golay ([SAVITZKY et GOLAY, 1964](#)). Afin de ne pas casser les structures des spectres, nous utilisons un lissage léger avec un polynôme d’ordre 3 sur une fenêtre de 5 pixels spectraux.

Nous montrons dans la Figure 9.2 quelques exemples de spectre après lissage pour chaque type de supernova, ainsi que le meilleur modèle de classification **SNID** et le *rlap* associé.

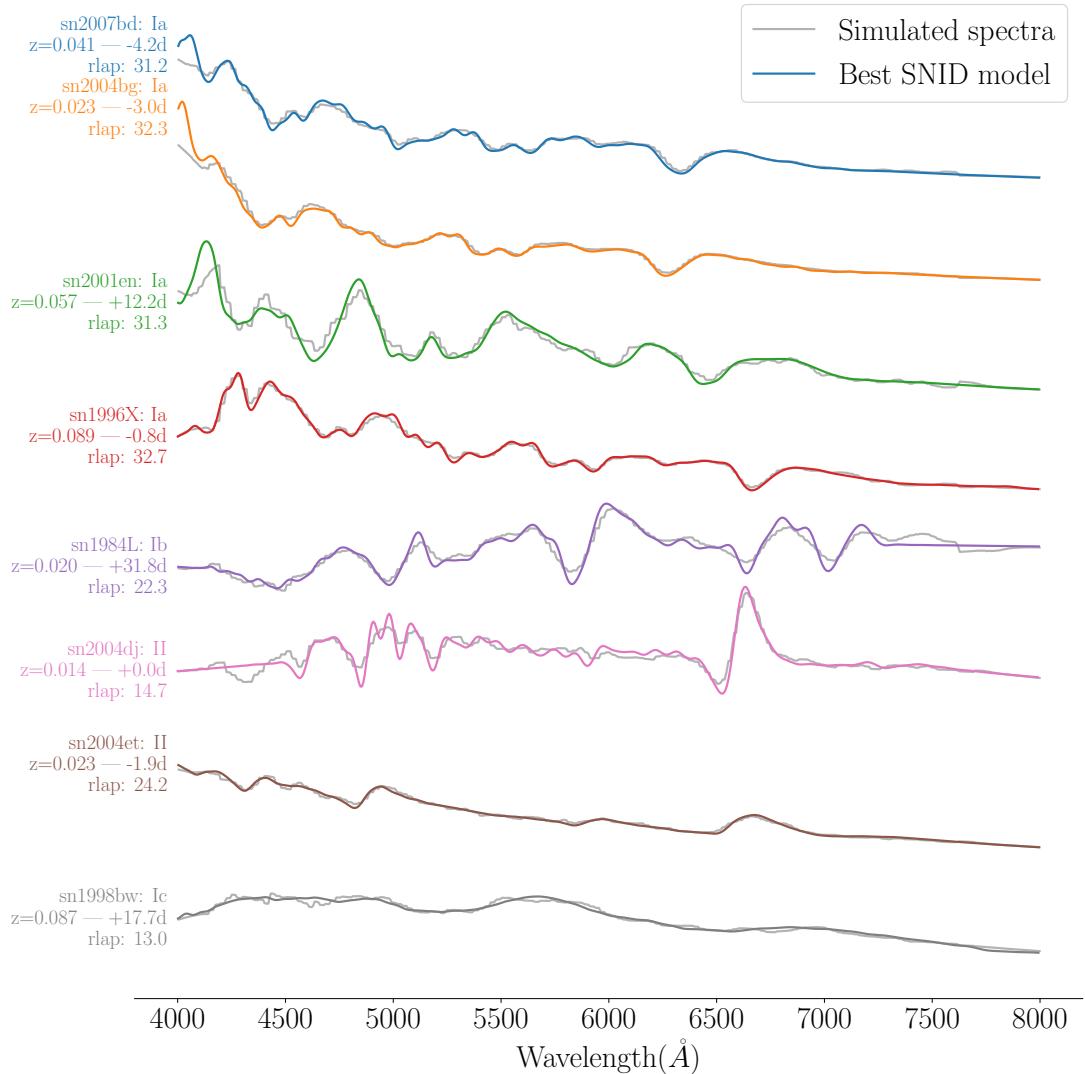


FIGURE 9.2 – Exemple de quelques spectre pour chaque type de supernova pour les simulations. Nous y montrons en gris le spectre utilisé pour les simulations qui provient d'une observation de la SEDm, et en couleur le meilleur modèle de classification SNID avec le *rlap*, redshift et phase associés.

9.1.4 Échantillon d'étude

9.1.4.1 Types et phases

Dans le but de représenter dans nos simulations les proportions observées de chaque type de supernova, nous utilisons les statistiques de la Data Release 1 du groupe Bright Transient Survey de ZTF (BTS ; [FREMLING et al., 2020](#)). Nous choisissons ainsi de répartir dans nos simulations 80% de SNeIa, 15% de SNeII, 2.5% de SNeIb et 2.5% de SNeIc. Ces deux derniers types sont habituellement regroupés, nous considérerons donc par la suite un groupe de 5% de SNeIbc.

Nous choisissons également de procéder à une marginalisation des phases des spectres de SNeIa, en se basant sur les statistiques de la DR1 du groupe SNeIa de ZTF ([DHAWAN et al., 2022](#)). Pour les 70 spectres utilisés, nous déduisons la phase en comparant le jour d'observation de la supernova avec le pic de luminosité ajusté par ZTF avec SALT2 ([GUY et al., 2005, 2007, 2010; BETOULE et al., 2014](#)) sur la courbe de lumière.

La distribution de phase de notre échantillon s'étend de -15 à +15 jours, avec une médiane à -2 jours. Nous pouvons ainsi sélectionner aléatoirement les spectres de SNIa, sachant leur phase et suivant une distribution équivalente à celle relevée dans [DHAWAN et al. \(2022\)](#). Nous marginalisons nos simulations suivant une distribution de phase gaussienne, centrée sur -3 jours et d'écart type 4 jours.

9.1.4.2 Seeing

Les supernovae étant des sources ponctuelles à ajouter dans nos cubes de simulations, elles sont entièrement caractérisées par leur profil de PSF.

Nous utilisons le profil radial développé au chapitre [7](#) avec l'étude des étoiles standards. Afin de représenter une distribution en seeing similaire à celle observée par la SEDm, nous marginalisons nos simulations sur le seeing en utilisant les distributions conjointes des paramètres de forme de PSF ajustés des 2202 étoiles standards extraites pour l'étude de la calibration en flux (section [7.4](#)). Le profil de PSF chromatique est entièrement défini par 3 paramètres de forme : α_{ref} , η et ρ , où α_{ref} correspond à la largeur de la Moffat à une longueur d'onde de référence λ_{ref} arbitraire, que nous fixons à 6000 Å.

Nous faisons donc la supposition que la distribution en seeing des étoiles standards est représentative de celle des supernovae. Bien que la contribution de l'optique du télescope soit indépendante de l'objet observé, il faut noter que les étoiles standards le sont habituellement avec une masse d'air comprise entre 1 et 1.2. Nos simulations ayant une masse d'air comprise entre 1 et 2, cela implique potentiellement une sous-estimation de la distribution en seeing utilisée pour nos simulations que nous n'avons pas caractérisé. Nous montrons dans la Figure [9.3](#) les distributions conjointes des paramètres de forme de PSF utilisés pour les simulations.

La Figure [9.4](#) correspond à la distribution en seeing sous-jacente, avec une médiane de 1''.67, très proche de la valeur indiquée dans [BLAGORODNOVA et al. \(2018\)](#) de 1''.68.

9.1.4.3 Distance supernova/centre galactique

[HYPERGAL](#) a été conçu pour répondre à la problématique de la contamination de la source ponctuelle par la galaxie hôte. Nous voulons donc explorer la précision d'extraction de spectre des SNe et l'efficacité de classification suivant la distance séparant la source

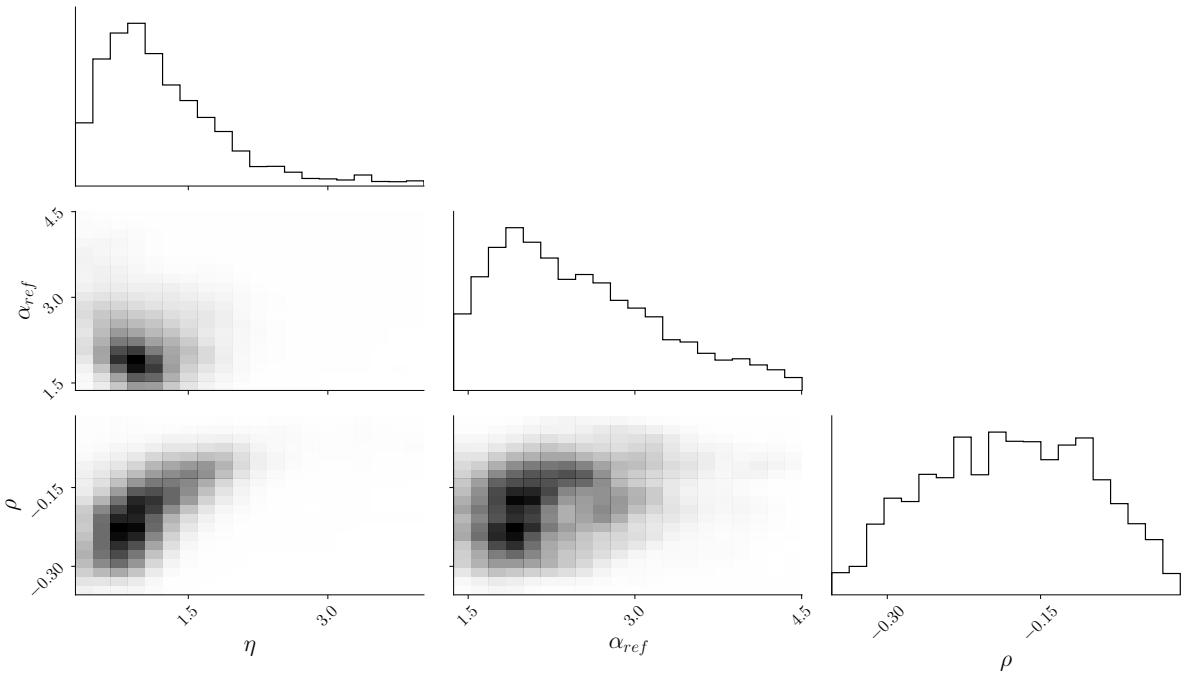


FIGURE 9.3 – Distribution conjointe des paramètres de PSF utilisés pour les simulations. Le niveau de gris indique la densité de simulations dans un intervalle donné.

ponctuelle du centre galactique. Dans ces simulations nous ne nous intéressons pas aux cas où la supernova est complètement isolée dans le champ de vue, puisque la contribution de la galaxie est alors marginale et la méthode d'extraction devient identique à celle des étoiles standards.

Nous utilisons une distribution uniforme comprise entre 0 et 10 spaxels de distance, ce qui correspond à un écart maximal de $\approx 5''.6$. Cette distance seuil représente environ 2 à 3 largeur à mi-hauteur suivant le profil radial des sources ponctuelles, ce qui nous semble suffisant pour explorer un large intervalle de séparation angulaire jusqu'à la limite d'un fond non structuré.

Nous prenons également en compte que lors des observations réelles, les supernovae sont habituellement situées vers le centre du MLA. Ainsi afin d'éviter de simuler une cible dans un des coins du cube, nous restreignons la localisation possible de la source ponctuelle dans un cylindre de 12 spaxels de rayon au centre du MLA. Pour les cas où la galaxie est très excentrée et que nous simulons une source ponctuelle proche du centre galactique, nous privilégions de la positionner dans le quart de cercle en direction du centre du MLA.

9.1.4.4 Contraste

Le dernier paramètre que nous utilisons pour explorer la robustesse d'HYPERGAL correspond à l'intensité du flux de la supernova par rapport au signal de fond : nous introduisons ainsi le contraste c_r , défini dans la bande photométrique équivalente r_{ZTF} afin de pouvoir plus aisément comparer les résultats des simulations avec un cas réel d'observation. Nous exprimons ce paramètre de la façon suivante :

$$c_r = \frac{S_r}{S_r + B_r} \quad (9.1)$$

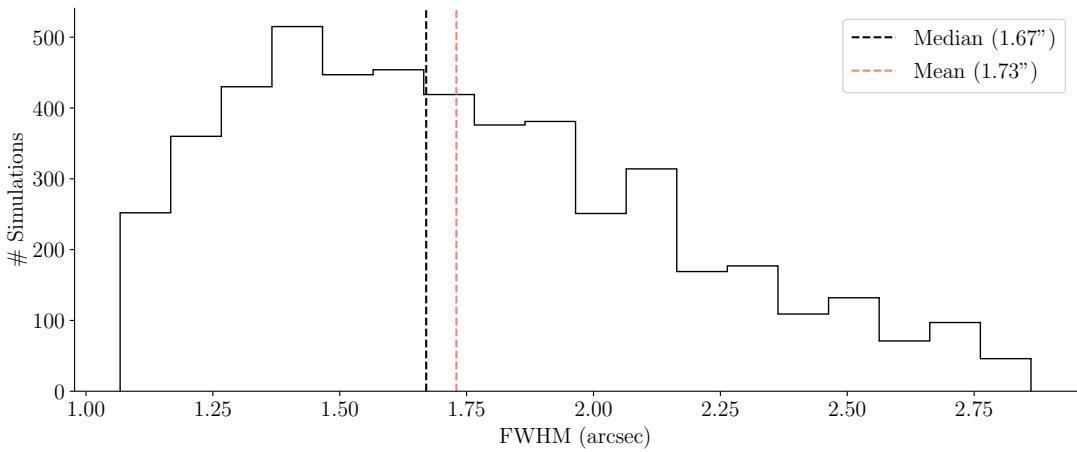


FIGURE 9.4 – Distribution du seeing pour les simulations en arcsec.

avec S_r le signal de la supernova et B_r le signal de tout ce qui se situe en fond (ciel + galaxie), tout deux intégrés dans la bande équivalente r .

Afin de déterminer la quantité B_r qui contamine le signal de la supernova, nous prenons en compte le profil de PSF utilisé pour simuler la source ponctuelle. Plutôt que de considérer une ouverture fixe autour de la localisation de la SN simulée pour définir B_r , nous multiplions le cube de simulation sans la SN par un cube ne contenant que le profil de PSF (normalisé avec un pic à 1) à la localisation de simulation de la SN. En faisant cela nous pondérons spatiallement le signal de contamination B_r par le profil de PSF simulé de la SN.

Le contraste est défini dans l'intervalle $[0, 1]$, 0 impliquant que la supernova n'existe pas, et 1 qu'elle est infiniment plus intense que le fond (ou que le fond est à zéro ce qui n'est pas notre cas ici).

La Figure 9.5 illustre l'uniformité de la distribution en contraste et de la distribution en distance SN-centre galactique.

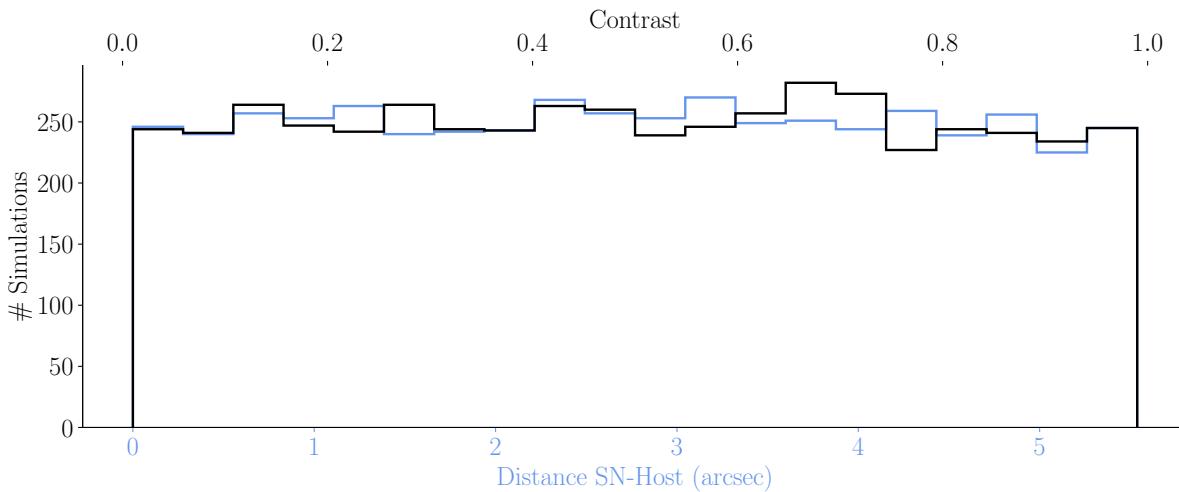


FIGURE 9.5 – Distribution du contraste et de la distance SN-centre de la galaxie des simulations

9.1.5 Création des cubes de simulation

Après avoir procéder à la marginalisation des proportions de chaque type de supernova, de la phase des Ia et du seeing, nous générerons un jeu de $N \times m$ paramètres avec N le nombre de simulations (5000), et m les paramètres de la simulation :

- ◊ Cube de la galaxie hôte ($i = 1, 2.., n$) ;
- ◊ Spectre de supernova (type, phase) ;
- ◊ Paramètres de PSF décrivant la SN (α, η, ρ) ;
- ◊ Distance entre la SN et le centre galactique (d) ;
- ◊ Contraste (c_r).

Connaissant *a priori* la calibration en flux utilisée pour chacun des cubes, nous appliquons une calibration inverse sur le spectre de la SN à simuler, qui est initialement en unité de flux physique. Cela nous permet de travailler en ADU, et ainsi d'ajouter le signal de la supernova simulée et le bruit associé.

La création d'un cube de simulation sachant les m paramètres se fait ensuite en plusieurs étapes :

- (a) **Détermination de la localisation (x_{ref}, y_{ref}) de la supernova** dans le cube à une longueur d'onde de référence ($\lambda_{ref} = 6000\text{\AA}$) : nous prenons aléatoirement une position sur le cercle centré sur la galaxie, avec un rayon égal à la distance choisie SN-galaxie. Nous prenons en compte les contraintes pour éviter les bords du cube expliquées dans la section 9.1.4.3 ;
- (b) **Détermination du signal de fond B_r** : nous construisons un cube vide dans lequel nous plaçons le profil de PSF à la localisation et longueur d'onde fixée à l'étape précédente. Le pic du profil est normalisé à 1. Nous appliquons les effets d'ADR (déviation chromatique du centroïde), sachant les paramètres de masse d'air et d'angle parallactique effectif de la galaxie. Nous multiplions alors le cube de la galaxie par ce cube ne contenant que le profil de PSF simulé dont le pic est normalisé à 1, le résultat étant un nouveau cube contenant uniquement le signal de fond B contaminant la SN. Connaissant la transmission du filtre r de ZTF, nous déterminons B_r .
- (c) **Détermination du coefficient multiplicatif à appliquer sur le spectre de la supernova.** Connaissant le spectre de la supernova en ADU, nous en déduisons son signal \tilde{S}_r dans la bande R avant adaptation au contraste souhaité. Sachant B_r , \tilde{S}_r et le contraste c_r , nous appliquons le coefficient multiplicatif nécessaire sur l'ensemble du spectre de la SN (et donc sur \tilde{S}_r) pour obtenir le contraste souhaité. Le spectre final est noté S , et l'intégration dans la bande équivalente r correspond à S_r .
- (d) **Ajout du bruit associé à la supernova.** Nous supposons que le flux ajouté de la supernova simulée génère un bruit entièrement caractérisé par une loi de Poisson. Nous ajoutons donc au cube SEDm pour chaque spaxel de chaque tranche une variance telle que $\sigma_S^2 = S$.

- (e) **Détermination du SNR.** Le SNR n'est pas un paramètre de nos simulations, mais nous pouvons l'estimer connaissant S_r , σ_{B_r} et σ_{S_r} . On définit le SNR dans la bande r comme $\text{SNR}_r = \frac{S_r}{\sqrt{\sigma_{B_r}^2 + \sigma_{S_r}^2}}$, où σ_{B_r} est naturellement présent dans le cube de la galaxie et contient les contributions de la galaxie, du ciel et du bruit de lecture. σ_{S_r} est déterminé à l'étape précédente.
- (f) **Construction du cube de simulation.** Tous les ingrédients sont réunis pour la construction du cube : le spectre de la supernova, sa position chromatique, son profil de PSF chromatique et le coefficient multiplicatif pour avoir le contraste désiré.

Nous procédons ainsi à la générations des 5000 cubes de simulations. Dans la Figure 9.6 nous illustrons quelques exemples de ces cubes pour différentes valeurs de contraste, distance, type de SN et SNR.

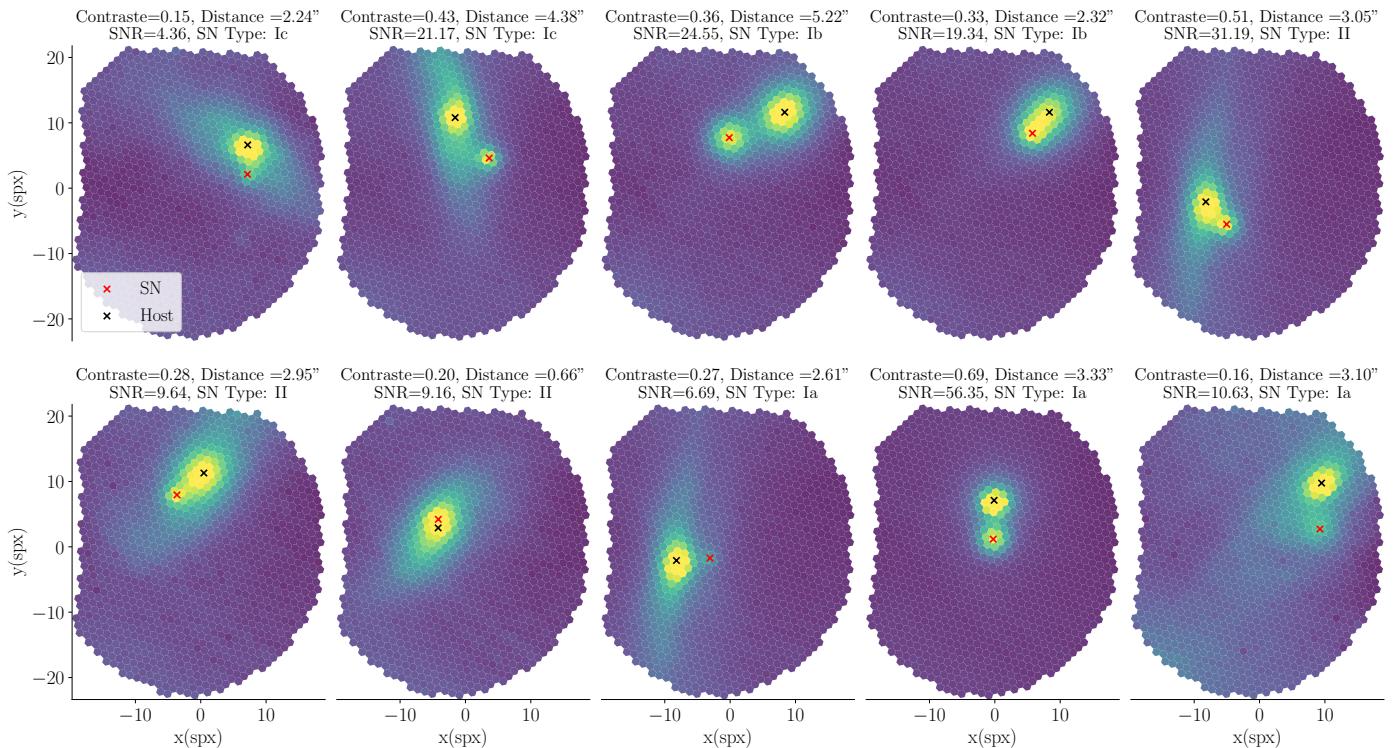


FIGURE 9.6 – Examples de cubes de simulation pour différentes valeurs de contraste, distance, type de SN et SNR.

9.2 Résultats et précision

Après avoir généré nos cubes de simulation, nous avons fait tourner **HYPERGAL** suivant 2 méthodes : la première avec une modélisation de scène complète comprenant toutes les composantes comme détaillée au chapitre précédent. Puis une deuxième fois avec la méthode d'extraction similaire au pipeline d'origine **PYSEDM**, sans modélisation de la galaxie hôte, utilisé comme référence.

Nous n'avons pas utilisé directement le pipeline **PYSEDM** car les modèles de PSF et de fond sont différents de celui d'**HYPERGAL**, ce qui n'aurait pas permis une comparaison

juste. La méthode d'extraction est cela dit identique, suivant le procédé détaillé dans [RIGAULT et al. \(2019\)](#) et la section [4.3.2](#). Les seules différences avec la modélisation de scène complète sont l'absence de modèle de galaxie et le fait que l'on ne considère qu'un disque de 10 spaxels de rayon autour de la position de la supernova pour son extraction.

En plus d'une étude de la robustesse absolue d'[HYPERGAL](#), cette confrontation nous permet d'avoir également une idée de l'amélioration apportée avec ce nouvel outil d'extraction de spectre.

Nous dénominerons dans la suite du manuscrit l'indice HG pour la méthode de modélisation de scène [HYPERGAL](#), et PS pour la méthode d'extraction de source ponctuelle basique.

Dans cette section nous allons étudier 3 informations pour chacune des 2 méthodes :

- ◊ **La précision spectrophotométrique**, c'est à dire une comparaison directe du spectre d'entrée de simulation et du spectre extrait ;
- ◊ **La précision après correction du continuum**, à l'instar de la méthode de pré-traitement utilisé par le classifieur [SNID](#) (section [4.4](#)). La SEDm ayant été conçu pour la classification de spectres, ce qui nous importe est la capacité d'[HYPERGAL](#) à extraire les informations spectrales permettant cette classification, c'est à dire les structures spectrales traduisant les caractéristiques de tel ou tel type. Nous nous affranchissons ainsi d'éventuels problèmes de calibrations absolues et relatives au flux.
- ◊ **L'efficacité de classification**. Pour cela nous utiliserons le même classifieur utilisé par ZTF, [SNID](#), et nous comparerons la classification du spectre extrait avec celui connu a priori.

9.2.1 Précision spectrophotométrique

Commençons par étudier la capacité d'extraction spectrophotométrique d'[HYPERGAL](#) et de la méthode d'extraction simple. Pour ce faire nous calculons pour chaque simulation le RMS spectral, dans l'intervalle de longueur d'onde utile à la classification, c'est à dire $[4000,8000]$ Å. Nous regardons ensuite l'évolution de ce RMS en fonction du contraste et de la distance angulaire entre la SN et le centre de la galaxie.

Dans un premier temps, nous avons vérifié les corrélations entre la distribution des RMS calculés des deux méthodes et les différents paramètres de la simulation (Figure [9.7](#)). Nous remarquons sans surprise que la précision d'extraction est fortement corrélée ($\rho = -0.83$) avec le contraste, mais très peu ($\rho = -0.16$) avec la distance séparant la SN de la galaxie. Cette contribution est cependant plus élevée ($\rho = -0.33$) pour la méthode classique d'extraction, attestant qu'à proximité de la galaxie l'approximation de fond non structuré n'est plus correcte, et dégrade l'extraction.

Passons maintenant à l'analyse de la distribution du RMS spectral. La Figure [9.8](#) illustre l'évolution du RMS spectral en fonction du contraste, en considérant des intervalles linéaires contenant la même quantité de simulations. La première information ressortant clairement de ces résultats est l'amélioration indiscutable obtenue avec la modélisation hyperspectrale de la galaxie, quelque soit le contraste. Par ailleurs, la méthode d'extraction basique semble clairement inutilisable spectrophotométriquement sur l'ensemble de la simulation, ne descendant sous les 10% de RMS qu'à partir d'un contraste $c \approx 0.8$.

Correlation between main simulation parameters for both extraction methods (spectrophotometric)

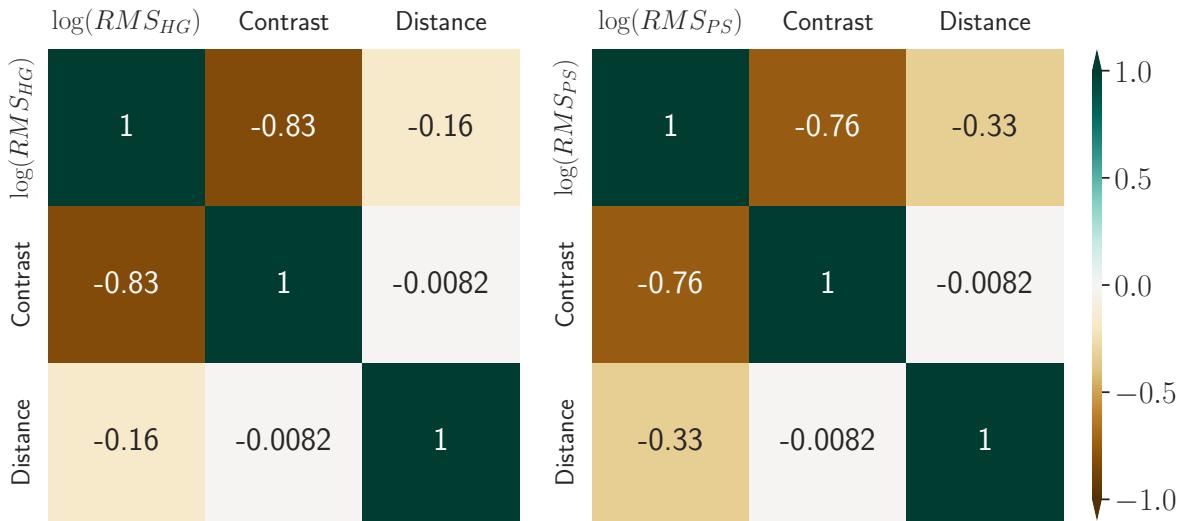


FIGURE 9.7 – Carte des coefficients de corrélation de Pearson des paramètres principaux de la simulation dans l'étude spectrophotométrique. *À gauche* les corrélations pour la modélisation de scène complète. La corrélation entre la distance SN-centre de la galaxie et le RMS spectre d'entrée-spectre de sortie est quasiment inexiste pour la méthode **HYPERGAL**. *À droite* nous montrons les mêmes corrélations pour la méthode d'extraction de référence, sans modélisation hyperspectrale de la galaxie. Bien que modérée, la distance montre une plus forte corrélation avec le RMS pour cette méthode.

La modélisation de scène quant à elle approche un $RMS \approx 10\%$ à partir d'un contraste $c \approx 0.5$, et descend sous les 5% vers un $c \approx 0.7$.

Nous montrons également la distribution des 3 premiers quartiles du rapport $\frac{RMS_{HG}}{RMS_{PS}}$, et nous pouvons visualiser une amélioration significative (d'un facteur 2 minimum pour 75% des simulations) entre les deux méthodes quelque soit l'intervalle de contraste considéré.

Cette différence de précision entre les deux méthodes, quelque soit le contraste, s'explique par l'influence de la distance pour l'extraction de référence. Contrairement à **HYPERGAL** le spectre extrait sera systématiquement plus dégradé si la SN ne se distingue pas suffisamment de la galaxie, où l'approximation d'un fond linéaire est justifiée. Nous illustrons cela dans la Figure 9.9, où nous présentons la même analyse mais en fonction d'intervalles de distance apparente entre la galaxie hôte et la supernova. Aucune corrélation avec la distance n'est visible pour la modélisation de scène complète comme explicité par la matrice de corrélation. La méthode d'extraction simple en revanche montre une forte dégradation lorsque la distance est inférieure à 4''. Ce sont les contributions des extractions sous ce seuil qui traduisent la surperformance d'**HYPERGAL** lorsque l'on ne considère que le contraste et que l'on marginalise sur la distance.

Quelque soit l'angle d'étude de la précision d'extraction spectrophotométrique, la méthode incluant la modélisation hyperspectrale de la galaxie hôte démontre une nette amélioration en comparaison avec une extraction basique comme celle proposée par **PYSED**.

Nous observons cependant que même le RMS spectral obtenu avec **HYPERGAL** ne permet pas d'étude scientifique spectrophotométrique avec la SEDm, à moins que le contraste soit

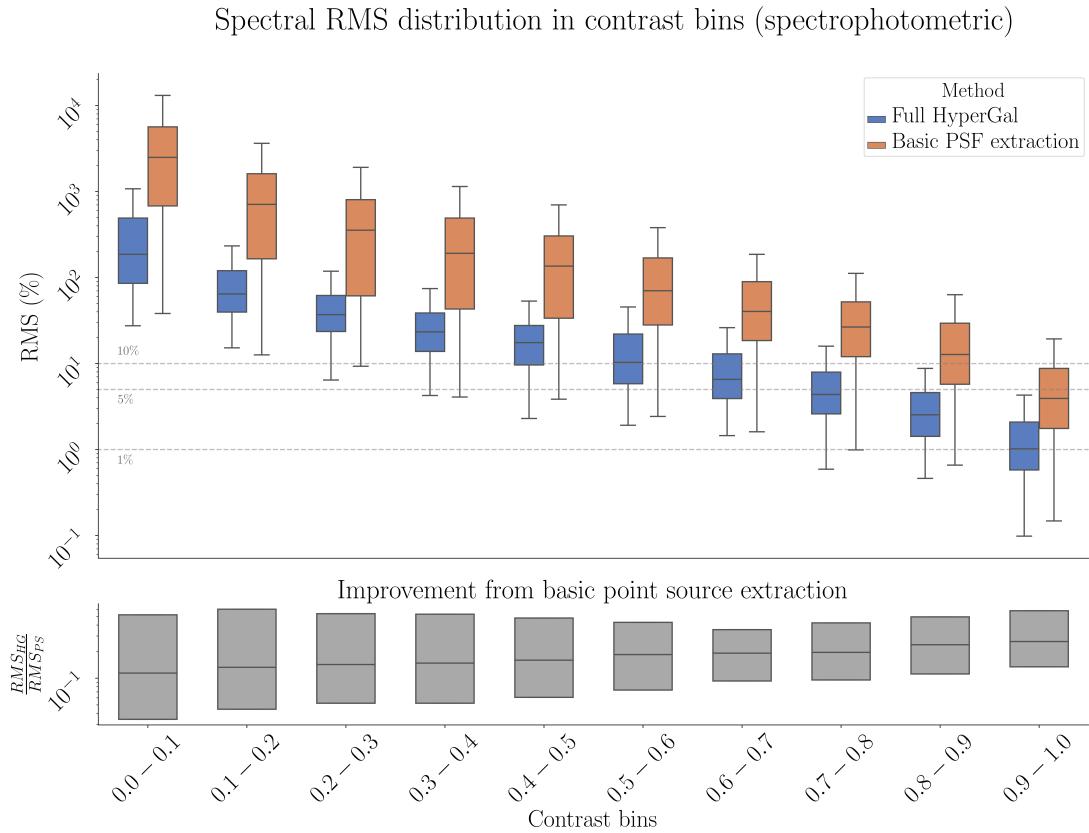


FIGURE 9.8 – Distribution du RMS spectral entre le spectre d’entrée de la simulation et le spectre extrait en fonction du SNR sur l’intervalle [4000,8000]Å. Les distributions sont présentées en boîtes, dont les 3 barres centrales représentent les 3 quartiles (25%, médiane et 50%). Nous illustrons ici une distribution de RMS spectral pour chacune des deux méthodes d’extraction et pour différents intervalles de contraste, chacun comptabilisant le même nombre de simulation. Nous montrons *en haut* le RMS spectral (en %) obtenu avec les deux méthodes en fonction du contraste. Les traits en pointillés indiquent les niveaux à 1%, 5% et 10%. *En bas* nous montrons le rapport $\frac{RMS_{HG}}{RMS_{PS}}$ pour illustrer l’amélioration apportée par HYPERGAL. Nous ne montrons que la boîte représentant les 3 quartiles de chaque distribution pour plus de clareté visuelle.

suffisamment élevé. Cet instrument, tout comme ce pipeline, ne sont heureusement pas conçus à cet effet mais à la classification des supernovae observées.

La classification utilise la structure du spectre au travers des raies d’absorptions/émissions caractéristiques de l’objet observé. La classification va donc se baser sur les corrélations entre le spectre extrait et une base de modèle dont la classification est a priori connue. En ce sens, nous avons choisi d’analyser le RMS spectral en retirant le continuum des spectres extraits, à l’instar de ce qui est effectué par SNID (BLONDIN et TONRY, 2007).

9.2.2 Précision avec correction de continuum

Afin de faire en sorte que le RMS spectral sonde les structures spectrales plutôt que le flux total ou la couleur, nous divisons les deux spectres par leur continuum respectif. Bien que SNID utilise un polynôme d’ordre 13 pour déterminer ce continuum, nous préférons

Spectral RMS distribution in host-SN distance bins (spectrophotometric)

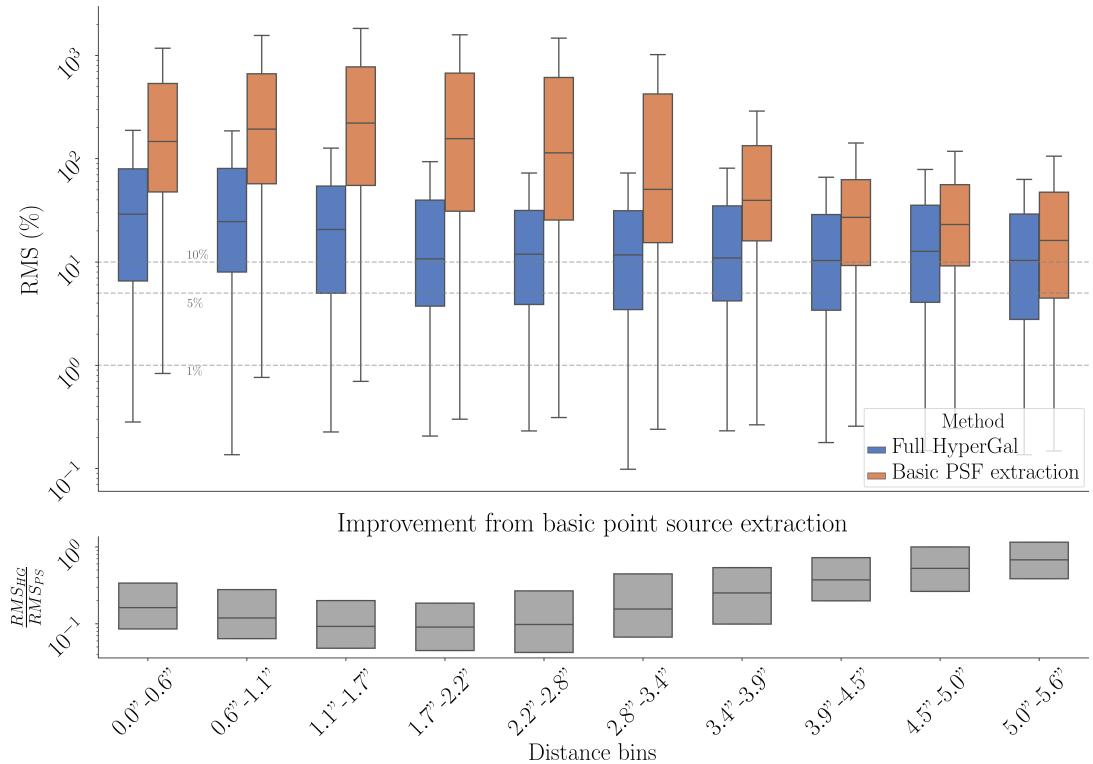


FIGURE 9.9 – Même chose que pour la Figure 9.8 mais en fonction de la distance.

procéder à cet ajustement avec un polynôme d’ordre 5 afin d’éviter un potentiel surajustement de certaines caractéristiques des spectres.

Nous illustrons cette correction dans la Figure 9.10, où nous montrons la comparaison entre un spectre extrait et celui simulé, avant et après division du continuum. Nous pouvons visualiser dans cet exemple un effet de couleur lors de l’extraction menant à un RMS spectral spectrophotométrique de plus de 33%. La distance entre la SN et le centre de la galaxie dans cet exemple est de seulement $0''.86$, soit moins de deux spaxels. En corrigeant par le continuum, on remarque que toutes les structures du spectres sont nettement extraites par HYPERGAL, et le RMS spectral tombe à 6%.

Ayant déjà montré l’influence de la distance pour la méthode d’extraction de référence, et l’absence d’impacte pour la modélisation de scène complète, il n’est pas vraiment d’intérêt à étudier l’évolution du RMS en fonction de la distance après division du continuum. Nous nous focalisons donc sur les résultats en fonction du contraste. La Figure 9.11 présente la distribution en RMS spectral obtenue, après division par le continuum, en fonction de différents intervalles de contrastes pour les deux méthodes d’extraction.

Indépendamment de leur précision relative, nous apercevons que les deux méthodes obtiennent un RMS spectral $> 20\%$ pour un contraste $c < 0.2$, ce qui nous laisse penser que la classification de spectre dans ce domaine risque d’être difficile. Nous vérifions cette hypothèse dans la section suivante (9.2.4).

La méthode de référence semble montrer une meilleure précision que la modélisation de scène complète aux très faibles contraste ($c < 0.1$). Cela vient en réalité du fait que

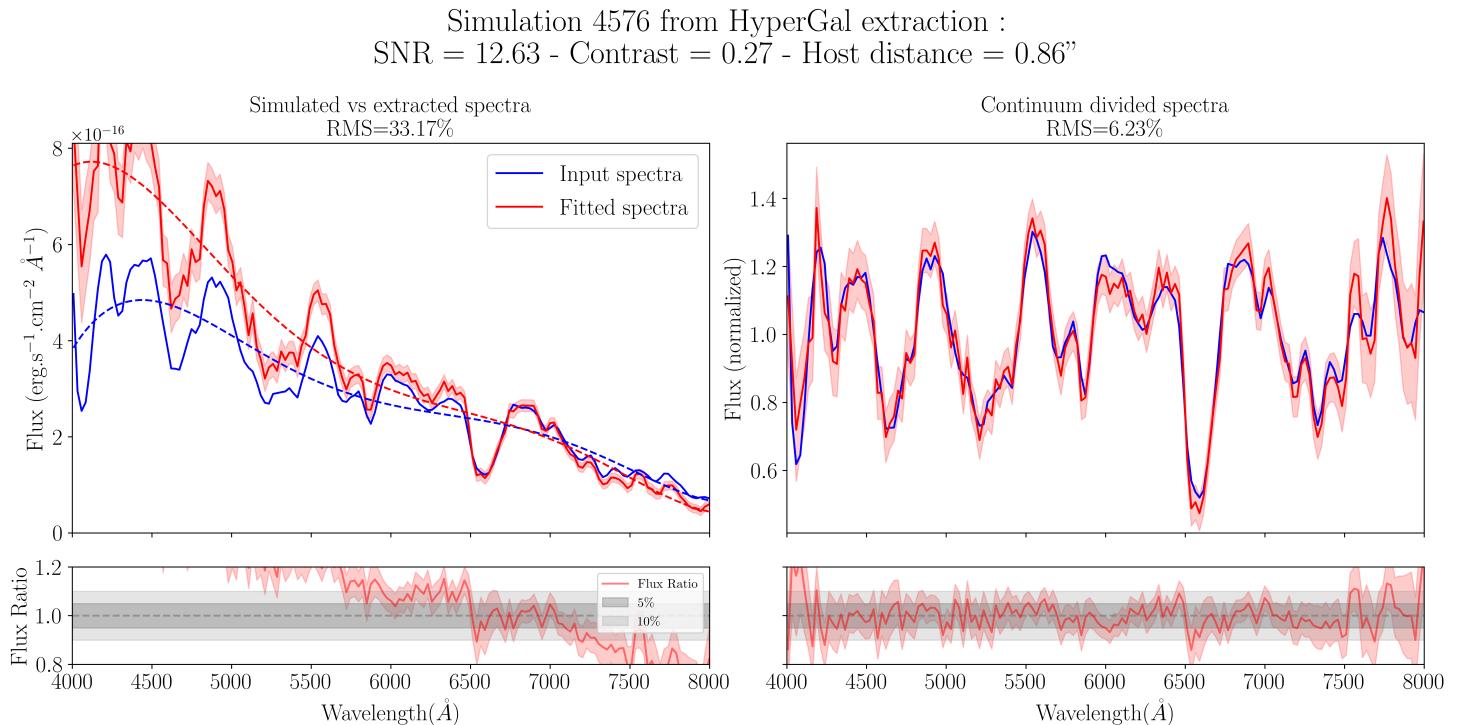


FIGURE 9.10 – Exemple de RMS spectral après correction du continuum (contraste de 0.27 et une distance hôte/SN de 0''.86). À gauche la comparaison du spectre simulé (en bleu) et du spectre extrait par HYPERGAL (en rouge), ainsi que le rapport entre les flux. On observe un effet de couleur dégradant fortement le RMS spectrophotométrique sur l'intervalle [4000,8000]Å, atteignant plus de 33%. Les courbes en pointillés représentent le continuum ajusté avec un polynôme d'ordre 5. À droite sont présentés les mêmes spectres après division par le continuum. La structure du spectre simulé est très bien retrouvée, et cette correction ramène le RMS spectral à $\approx 6\%$.

nous divisons les spectres par le continuum : à très faible contraste, les deux méthodes ne « voient » plus la SN et extraient le signal de fond. Hors, avec la modélisation de la galaxie et le modèle de fond, HYPERGAL extrait donc un spectre oscillant autour de 0. La division par le continuum de ce spectre fait donc exploser le RMS spectral. La méthode de référence quant à elle tente tout simplement d'extraire la galaxie, et ne rencontre pas ce type de divergence après division du continuum.

Entre $0.2 < c < 0.3$, HYPERGAL commence à se démarquer avec un RMS oscillant autour de 10%, situation similaire atteinte à $c \sim 0.4$ pour la méthode de référence. Le RMS spectral passe significativement sous les 10% pour $c > 0.3$, puis 5% pour $c > 0.5$ et 1-2% pour $c > 0.8$.

Par rapport à la méthode d'extraction de référence, HYPERGAL présente une amélioration médiane de l'ordre 50% pour $0.2 < c < 0.6$ et revient progressivement à une amélioration médiane de l'ordre de 20% jusqu'aux derniers intervalles de contraste étudiés. La division par le continuum retirant les effets de l'amplitude et de la couleur sur le calcul du RMS spectral, cette différence provient exclusivement des contaminations de la SN par la galaxie hôte, ce qui démontre l'efficacité d'HYPERGAL à diminuer drastiquement cet effet.

Spectral RMS distribution in contrast bins (continuum divided)

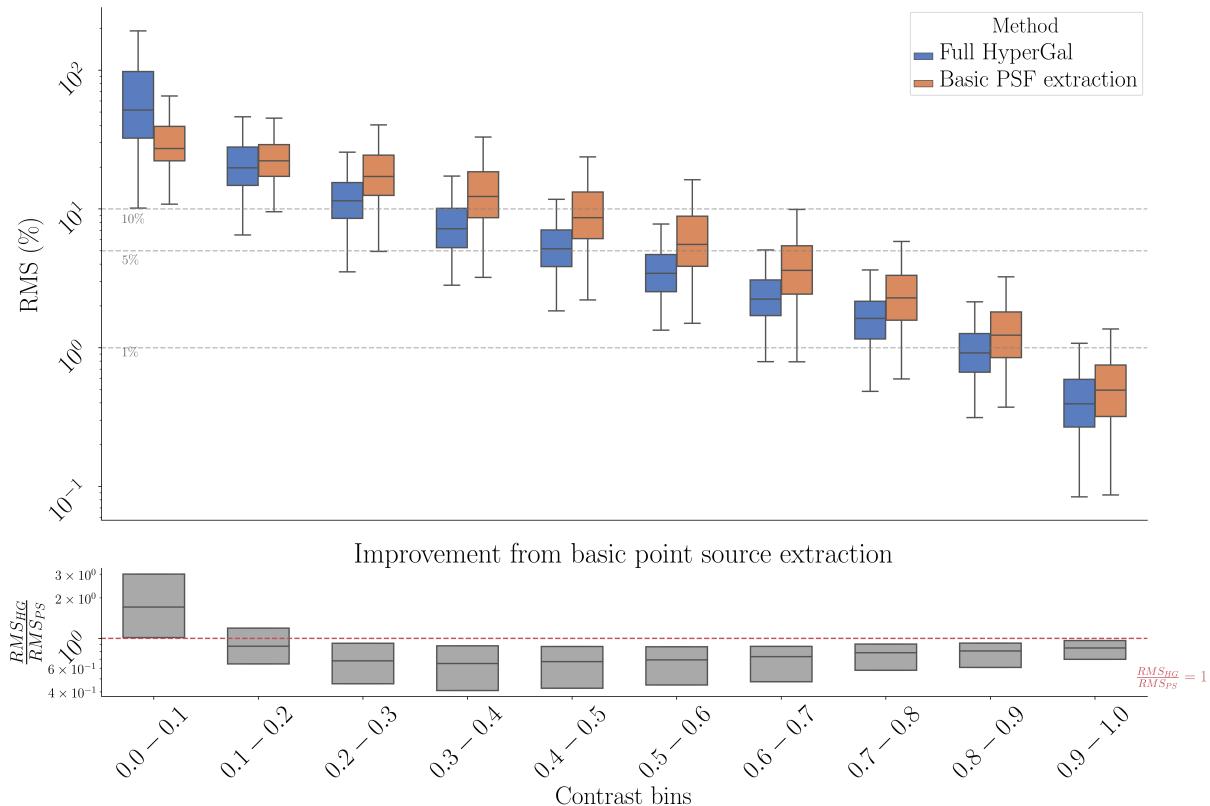


FIGURE 9.11 – Même chose que pour la Figure 9.8 mais après division des spectres par leur continuum.

9.2.3 Distribution de contraste dans les observations

Avant d’analyser l’efficacité de classification d’**HYPERGAL**, nous avons souhaité sonder la distribution de contraste des observations effectuées avec la SEDm. Cette information nous permet de confronter nos résultats à la réalité des observations, et par conséquent avoir une estimation de l’amélioration statistique apportée par **HYPERGAL** dans un échantillon de SNe.

Plutôt que d’utiliser **HYPERGAL** sur de nombreuses observation faites avec la SEDm, ce qui reviendrait à évaluer un pipeline avec lui-même, nous avons estimé le contraste à partir d’images photométriques.

L’échantillon utilisé est celui de la *data release 2* de ZTF-Cosmo, constitué uniquement de SNeIa et que nous présenterons dans le chapitre suivant. Cet échantillon contenant un agglomérat de spectre issus de plusieurs spectrographes, nous n’avons sélectionné que les spectres provenant d’une observation de la SEDm soit environ 3000 observations (certaines SNeIa peuvent avoir été observées plusieurs fois).

Nous rappelons que nous avons défini dans nos simulations le contraste tel que $c = S_r/(S_r + B_r)$ dans la bande r de ZTF, où le signal de fond B_r tient compte de la galaxie mais également du fond de ciel.

En utilisant l’ajustement SALT2 de la courbe de lumière d’une SN donnée, et connaissant sa date d’observation avec la SEDm, nous pouvons en déduire la magnitude apparente

dans une bande arbitraire. Nous avons choisi d'utiliser la bande r de PS1, qui est très similaire à la bande r de ZTF, car seules les images de ce relevé étaient disponibles au moment de l'étude pour estimer le signal de fond. Cette étape nous permet de remonter à S_r .

Pour le signal de fond nous avons utilisé le résultat d'une analyse externe, effectuée par un membre de la collaboration sur les images PS1, évaluant le flux présent dans un rayon de $2''$ autour de la position de détection de la SN. Ces images étant pré-corrigées du fond de ciel, cette information ne nous donne que la composante de la galaxie hôte $B_{gal,r}$ du signal de fond total $B_r = B_{gal,r} + B_{sky,r}$. Nous avons par conséquent rajouté une composante effective pour avoir une comparaison juste du contraste des observations et de celui de nos simulations. Nous avons choisi d'utiliser 2 valeurs différentes pour simuler le fond de ciel des observations de la SEDm : une fiduciel correspondant à la profondeur en magnitude de la SEDm avec une magnitude $m_{sky} = 20$ mag, et une conservatrice avec $m_{sky} = 21$ mag.

La Figure 9.12 montre la distribution de contraste déduite pour ~ 3000 observations de SNeIa faites avec la SEDm, et pour les deux valeurs de fond de ciel effectif utilisées. Le fond de ciel étant largement négligeable devant une composante galactique, sa modification altère la distribution essentiellement à haut contraste. En effet, pour une supernova isolée de sa galaxie hôte, le contraste tendrait systématiquement vers $c = 1$ si le fond de ciel est fixé à 0.

La médiane de la distribution est de $Me(c) = 0.58$ en considérant un fond de ciel à $m_{sky} = 20$ mag, et de $Me(c) = 0.64$ pour $m_{sky} = 21$ mag.

La Figure 9.12 montre la version cumulative de la distribution en contraste. Nous voyons que moins de 1% des observations présentent un contraste $c < 0.1$, et seulement 7% avec un contraste $c < 0.2$. Pour les contrastes élevés, un ciel à $m_{sky} = 20$ mag implique que $\sim 2\%$ des observations possèdent un $c > 0.9$, et 5% pour un ciel à $m_{sky} = 21$ mag. Près de 95% des observations semblent avoir un contraste entre $0.1 < c < 0.9$, et un peu moins de 90% entre $0.2 < c < 0.9$.

Sachant les résultats montrés avec l'étude du RMS spectral, HYPERGAL pourrait permettre une mesure spectrophotométrique avec une précision de l'ordre de 10% (respectivement 5%) pour près de 50% (respectivement 20%) de l'échantillon. Après division par le continuum, la précision serait de 10%, 5% et 2% pour 80%, 60% et 20% de l'échantillon respectivement.

9.2.4 Efficacité de classification

La dernière analyse de nos simulations, et la plus importante dans le cadre de la SEDm, est celle de l'efficacité d'HYPERGAL à classifier les supernovae simulées.

Nous avons pour cela utilisé le même classifieur que ZTF, c'est à dire **SNID**. Les critères de confiance que nous accordons pour la classification sont cependant légèrement plus stricts, ayant régulièrement observé des faux positifs dans les figures de contrôle du pipeline **PYSEDM**. Nous choisissons de fixer le *rlap* minimal à $rlap_{min} = 6$ pour le modèle ajustant le mieux le spectre extrait. Par ailleurs, pour valider une classification au moins 50% des 10 meilleurs modèles doivent être du même type que le meilleur. Si un seul des critères ci-dessus n'est pas respecté, alors nous classifions le spectre comme étant incertain.

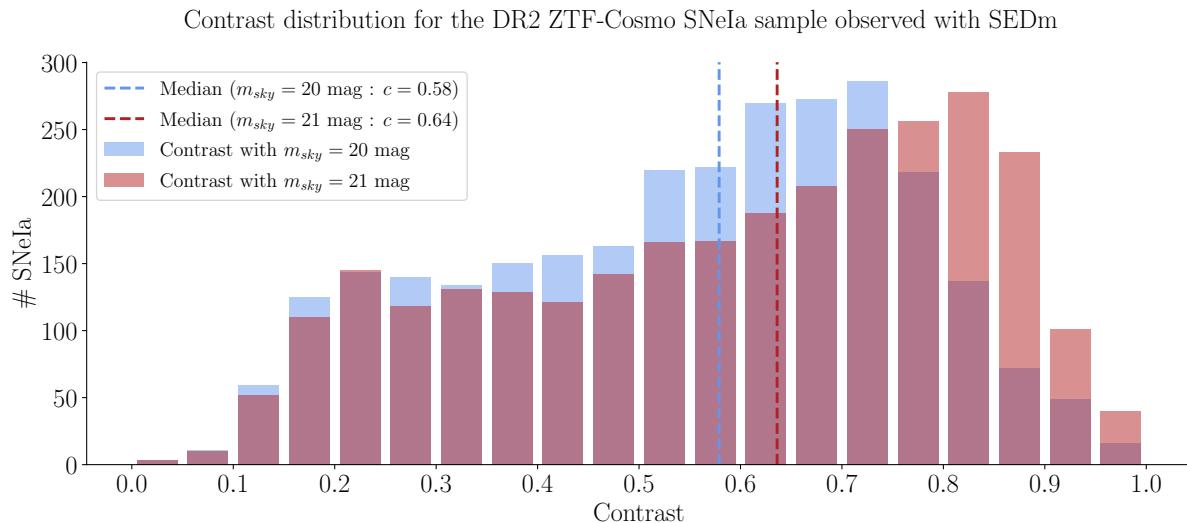


FIGURE 9.12 – Distribution du contraste d’environ 3000 SNeIa de la DR2 de ZTF-Cosmo. Le contraste est calculé à partir d’une ouverture de $2''$ dans les images PS1 autour de la SNIa pour la mesure du signal de fond, et de la magnitude dans la bande r_{PS1} de la SNIa à partir de l’ajustement SALT2 de la courbe de lumière. Le signal de fond étant mesuré sans la contribution du ciel, nous rajoutant cette composante à deux valeurs effectives : $m_{sky} = 20$ pour une valeur réaliste ([BLAGORODNOVA et al., 2018](#)), et $m_{sky} = 21$ pour une valeur conservatrice.

Nous montrons dans la Figure 9.14 les résultats de la classification obtenue avec **HYPERGAL** pour les 5000 simulations, ainsi que l’amélioration par rapport à la méthode d’extraction simple. Comme attendu avec l’étude du RMS spectral, il semble illusoire d’espérer une classification de confiance lorsque le contraste est inférieur à 0.1. Une amélioration notable est visible dans l’intervalle de $0.1 < c < 0.2$ pour les supernovae de type Ia, **HYPERGAL** classifiant correctement 71% d’entre elles (correspondant à 7% des observations réelles, voir Figure 9.13). Cela s’explique par le grand nombre de caractéristiques du spectre de ce type de supernova, facilitant la classification. Les types Ibc et types II en revanche ne sont retrouvés qu’à 22.5% et 35% respectivement, certainement parce que ces spectres sont pauvrement structurés.

Le succès de classification monte ensuite entre $0.2 < c < 0.3$ à plus de 96% pour les Ia, 77% pour les types Ibc et 51% pour les types II.

Plus de 99% des types Ia sont correctement classifiées à partir d’un contraste de 0.3, et plus de 95% de toutes les supernovae tout type confondu sont correctement classifiées pour un contraste supérieur à 0.4.

Sachant que $\sim 84\%$ des observations présentent un contraste $c > 0.3$, $\sim 9\%$ entre $0.2 < c < 0.3$ et $\sim 7\%$ entre $0.1 < c < 0.2$, alors **HYPERGAL** semble donc être en mesure de classifier près de 95% de toutes les SNeIa observées par la SEDm. Au delà d’un contraste $c \sim 0.2$ (ce qui représente plus de 90% des observations), ce sont près de 99% des SNeIa qui sont correctement classifiées.

L’amélioration vis à vis de la méthode d’extraction simple est clairement identifiée, avec 30% de Ia en plus entre $0.1 < c < 0.3$, 15% entre $0.3 < c < 0.4$, 10% entre $0.4 < c < 0.5$ et 5% entre $0.5 < c < 0.6$. Au delà l’amélioration devient marginale quelque soit le type de

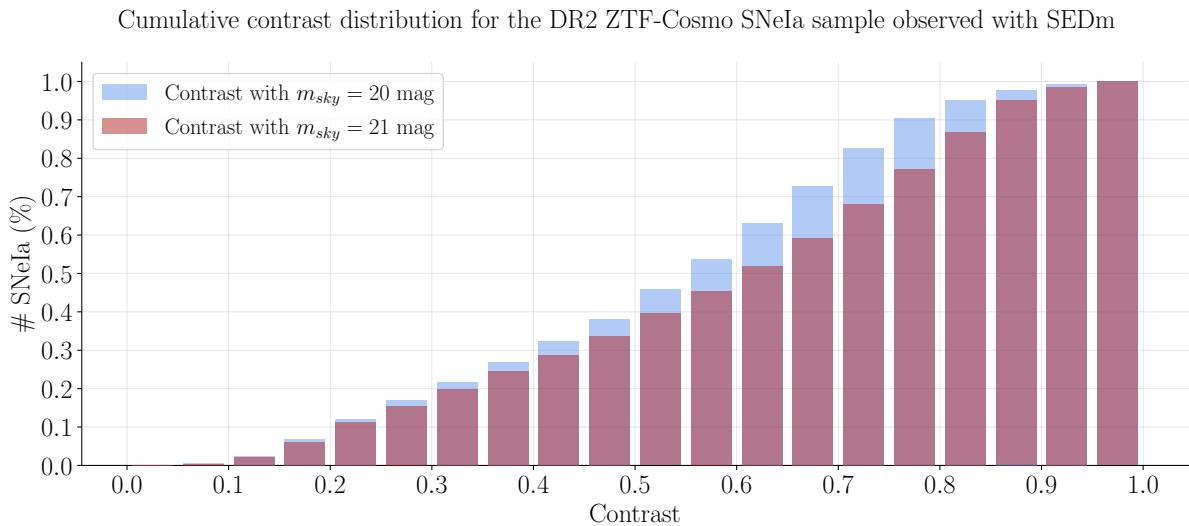


FIGURE 9.13 – Même chose que pour la Figure 9.12 mais avec la distribution cumulative des contrastes

supernova.

En prenant en compte la distribution en contraste des observations que nous avons montré dans les Figures 9.12 et 9.13, nous montrons qu’HYPERGAL améliore la classification des SNeIa dans près de 50% des observations (les 50% restant étant aussi bien classifiés par la méthode d’extraction de référence). Sachant que $\sim 50\%$ des observations ont un contraste entre $0.1 < c < 0.6$, HYPERGAL permettrait la classification de presque 20% de SNeIa supplémentaires dans cet intervalle, soit 10% sur l’échantillon total de SNeIa classifiable avec la SEDm.

Bien que nous n’ayons pas de statistique sur la distribution en contrastes des autres types de SNe, nous pouvons faire l’hypothèse d’une distribution semblable aux SNeIa et appliquer le même raisonnement. De cette façon nous pouvons déduire un équivalent de 14% de SNeII supplémentaires et 11% de SNeIbc.

Nous examinons par ailleurs le taux de faux positifs pour les supernovae de type Ia, pouvant mener à une contamination des analyses cosmologiques si non pris en compte. La Figure 9.15 montre que les SNeIa classifiées par HYPERGAL sont plus rarement des faux positifs que pour la méthode de référence. Si nous excluons le premier intervalle de contraste ($c < 0.1$) où quasiment aucune observation n’a lieu (et où aucune des deux méthodes n’est efficace pour classifier une quelconque SN), alors nous avons pour HYPERGAL une décroissance progressive de 7.8% à 1% de faux positifs pour un contraste allant de 0.1 à 0.6 (aucun faux positif au delà). La méthode de référence quant à elle oscille entre 6% et 9% de faux positifs dans cet intervalle.

Le taux de faux positifs pour HYPERGAL serait donc inférieur à 5% pour les contrastes compris entre 0.1 et 0.6 ($\sim 50\%$ des observations), et inférieur à 2% sur tout l’intervalle $c > 0.1$ (99%+ des observations).

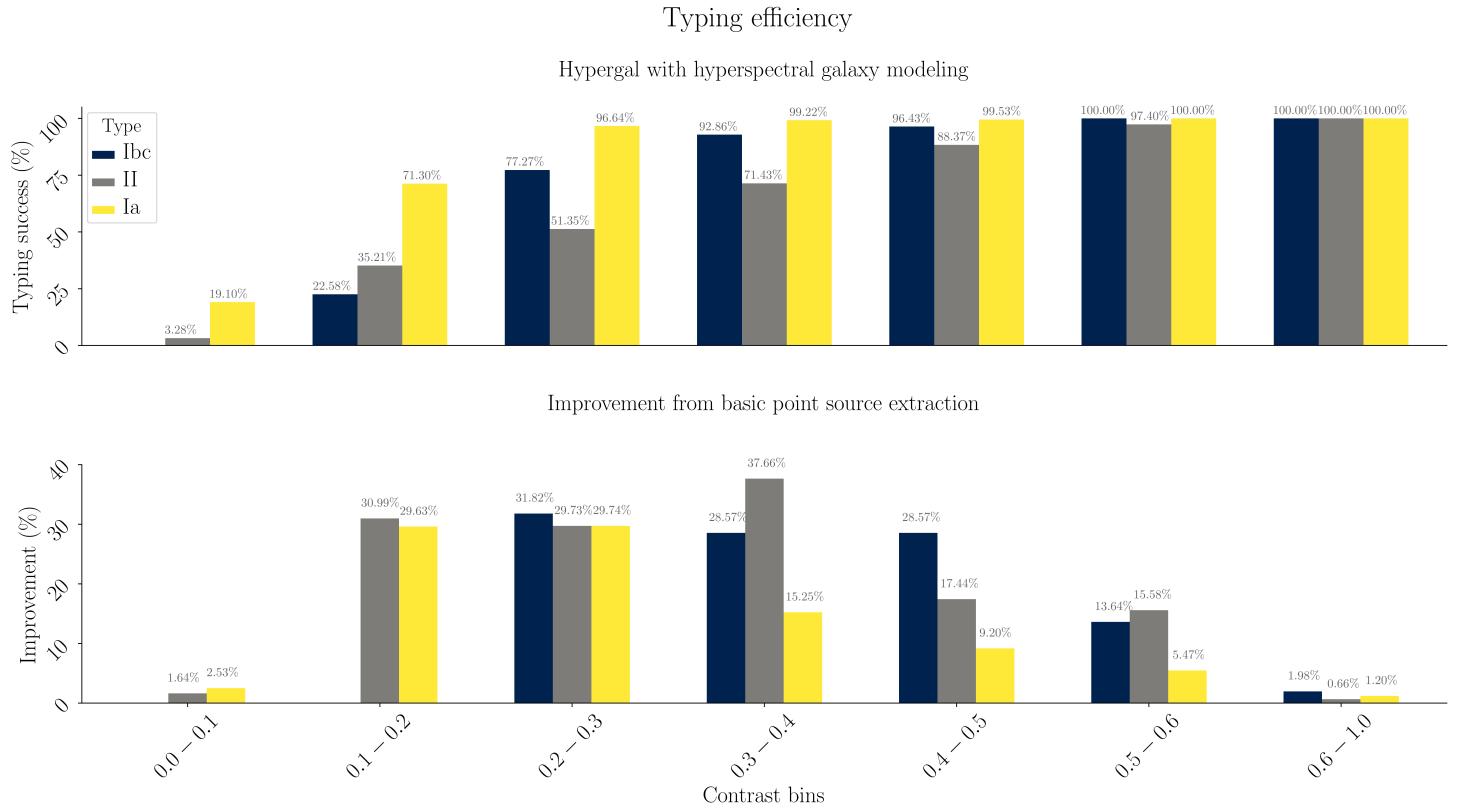


FIGURE 9.14 – Efficacité de classification des simulations. *En haut* nous montrons le pourcentage de classification réussie avec HYPERGAL pour chaque type de supernova et différents intervalles de contraste. Nous avons concaténé les 4 derniers intervalles car les résultats ne varient plus ou très peu au delà d'un contraste $c > 0.6$. *En bas* nous montrons l'amélioration de classification par rapport à la méthode d'extraction simple.

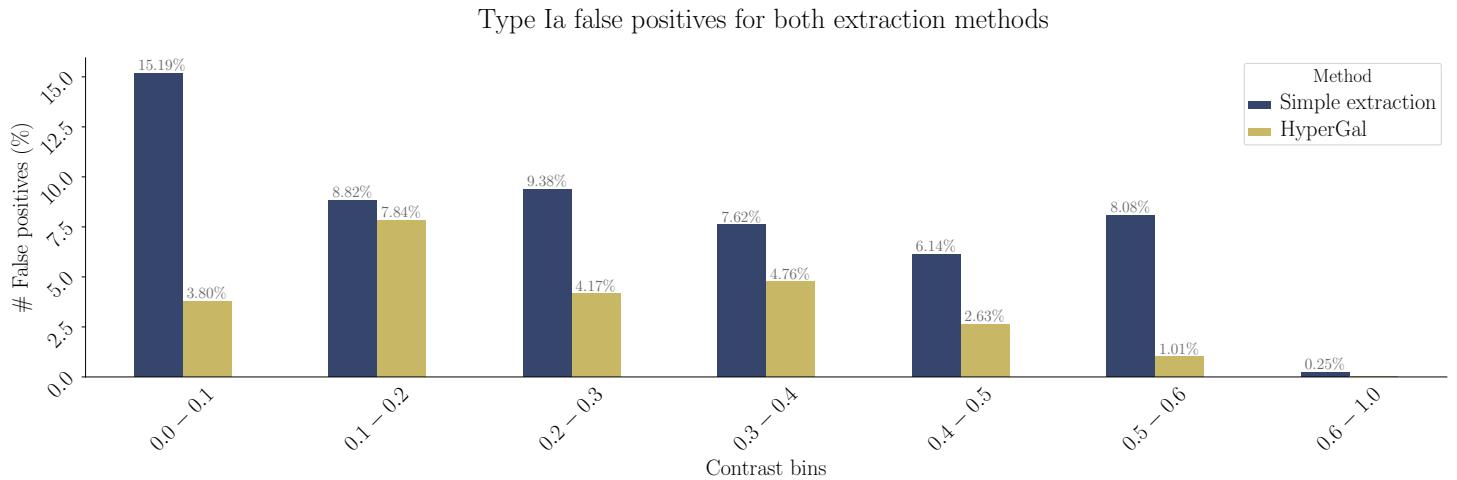


FIGURE 9.15 – Taux de faux positifs dans la classification des SNeIa pour les deux méthodes d'extraction, en fonction du contraste.

Conclusion

Les simulations que nous avons conçues et détaillées dans ce chapitre ont permis d'explorer les capacités du pipeline **HYPERGAL**. Nous avons étudié différentes conditions d'observation pouvant impacter la qualité de l'extraction d'un spectre de supernova, comme la distance SN-galaxie et le contraste de la SN devant le signal de fond. Les extractions effectuées sur ces simulations ont également été effectuées avec une méthode de référence, préalablement utilisée par la collaboration, qui ne propose pas de modélisation hyperspectrale de la galaxie hôte.

Afin de comparer les résultats obtenus avec ce qu'observe réellement la SEDm, nous avons estimé la distribution du contraste pour près de 3000 observations. La distribution du RMS spectrale entre les spectres d'entrée et les spectres extraits dans le domaine [4000,8000] Å obtenue avec **HYPERGAL** semble montrer qu'une étude spectrophotométrique est possible avec une précision de 10% (5%) pour près de 50% (20%) des observations.

Les résultats les plus importants concernent l'efficacité d'**HYPERGAL** à classifier correctement les SNe, étant ce pour quoi la SEDm et ce pipeline ont été conçus. Notre modéliseur de scène montre une capacité à classifier correctement $\sim 95\%$ des SNeIa sachant la distribution de contraste des observations réelles. Au delà d'un contraste $c \sim 0.2$ (ce qui représente plus de 90% des observations), ce sont près de 99% des SNeIa qui sont correctement classifiées, avec moins de 2% de faux positifs.

Par comparaison avec la méthode d'extraction de référence, **HYPERGAL** permet de classifier correctement près de 20% de SNeIa supplémentaires entre $0.1 < c < 0.6$, représentant 50% des conditions d'observation, avec seulement $\sim 4\%$ de faux positifs dans cet intervalle de contraste contre $\sim 8\%$ pour l'autre méthode.

Finalement, **HYPERGAL** a démontré sa capacité à extraire et classifier le spectre d'une supernova en présence d'une contamination par sa galaxie hôte, en ne montrant aucun signe de corrélation avec la distance séparant les deux objets. L'amélioration vis à vis de la méthode de référence est significative, et les résultats obtenus ont convaincu la collaboration de son utilisation en complément du pipeline d'extraction préalablement utilisé **PYSEDM**.

Application d'HyperGal à la Data Release 2 de ZTF Cosmologie

Sommaire

10.1	Présentation de la DR2 de ZTF	178
10.2	Statistiques sur les supernovae de type Ia	179
10.2.1	Classification spectrale	179
10.2.2	<i>Golden sample</i>	180
10.2.3	Redshift et profondeur	182
10.2.4	Courbes de lumière	186
10.3	Conclusion	192

L'amélioration apportée par la modélisation hyperspectrale de la galaxie hôte avec **HYPERGAL** a convaincu la collaboration de son utilisation en complément du pipeline **PYSEDM**. Finalement, il a été convenu que toutes les SNe observées par la SEDm appartenant à la Data Release 2 du groupe *Type Ia Supernovae & Cosmology* soient extraites par **HYPERGAL**.

Dans ce chapitre nous présentons cette seconde Data Release et la part apportée par **HYPERGAL** dans ce nouvel échantillon de supernovae. Nous commencerons par apporter une vue d'ensemble de la DR2, puis nous présenterons quelques statistiques faites sur les SNeIa. Nous nous concentrerons essentiellement sur le *golden sample* de cette DR2, sous échantillon remplissant certains critères de qualité et qui sera utilisé pour la dérivation de paramètres cosmologiques.

10.1 Présentation de la DR2 de ZTF

La DR2 du groupe *Type Ia Supernovae & Cosmology* de ZTF (DR2 par la suite) est le premier jeu de données homogène constitué de plusieurs milliers de supernovae de type Ia, chacune d'entre elles ayant été classifiées spectralement, et possédant un redshift spectroscopique, soit par leur galaxie hôte, soit par leur caractéristiques spectrales.

Cette seconde *data release* consistera en une série d'articles qui paraîtront fin 2022. Nous nous concentrerons ici sur une présentation générale des données qui seront utilisées pour ces papiers, en mettant en évidence le rôle d'**HYPÉRGAL** et de la SEDm.

Comme abordé dans le chapitre 3 de ce manuscrit dédié à la présentation de ZTF, la DR2 est basée sur la première phase d'observation, s'étalant de Mars 2018 à Décembre 2020.

Durant cette période, ZTF a pris 480,572 images, dont 89% (431,202) ne présentant aucun avertissement de mauvaise qualité. La Table 10.1 présente quelques statistiques médianes de ces expositions en distinguant les trois filtres de la caméra. Parmi ces images ayant franchies les critères de qualité, 57% sont obtenues avec le filtre r_{ztf} , 38% avec g_{ztf} et 5% avec i_{ztf} .

TABLE 10.1 – Statistiques médianes effectuées à partir des 431k expositions par ZTF durant sa phase 1.

Filtre	Nombre d' exposition	Seeing [arcsec]	Masse d' air	Magnitude limite [5σ]	Cadence [jours]
g	165k	2.2	1.7	20.56	2.05
r	247k	2.0	1.2	20.39	1.02
i	19k	1.8	1.1	20.03	5.03
All	431k	2.1	1.2	20.42	2.96

Note. Seules les images ne présentant aucun avertissement de mauvaise qualité sont considérées.

Nous montrons également dans la Figure 10.1 le nombre total d'exposition et la cadence moyenne pour chaque filtre. En excluant la zone de la Voie Lactée, nous pouvons distinguer une partie du ciel dite "haute cadence", vers ($\text{RA}=30\text{deg}$, $\text{Dec}=230\text{deg}$), représentant $\sim 1800\text{deg}^2$. La limite du ciel Nord observable est également facilement discernable. Les champs de vue avec « haute cadence » sont conçus par le relevé dans le but d'avoir des expositions multiples de la même nuit, principalement dans les filtres r , et g , dans le but de détecter les supernovae dans les premières heures d'explosion (Bruch et al. 2021 ; Deckers et al. 2022), ou des événements transitoires très brefs.

Hormis ces cas particuliers, la cadence typique est de 2 à 3 jours dans les bandes r et g , en accord avec ce qui est convenu dans le programme public Mid-scale Innovations Program (MSIP). La cadence dans la bande i est de 5 jours. Cette cohérence dans les expositions de chacune des 3 bandes permet d'une part de bien échantillonner les courbes de lumière des SNeIa, et d'autre part de ne rater aucune ou très peu de SNeIa que nous offre la nature. La seule limite de complétude de l'échantillon est donc la profondeur en magnitude des instruments. Nous discutons de cette limite de complétude dans la section suivante.

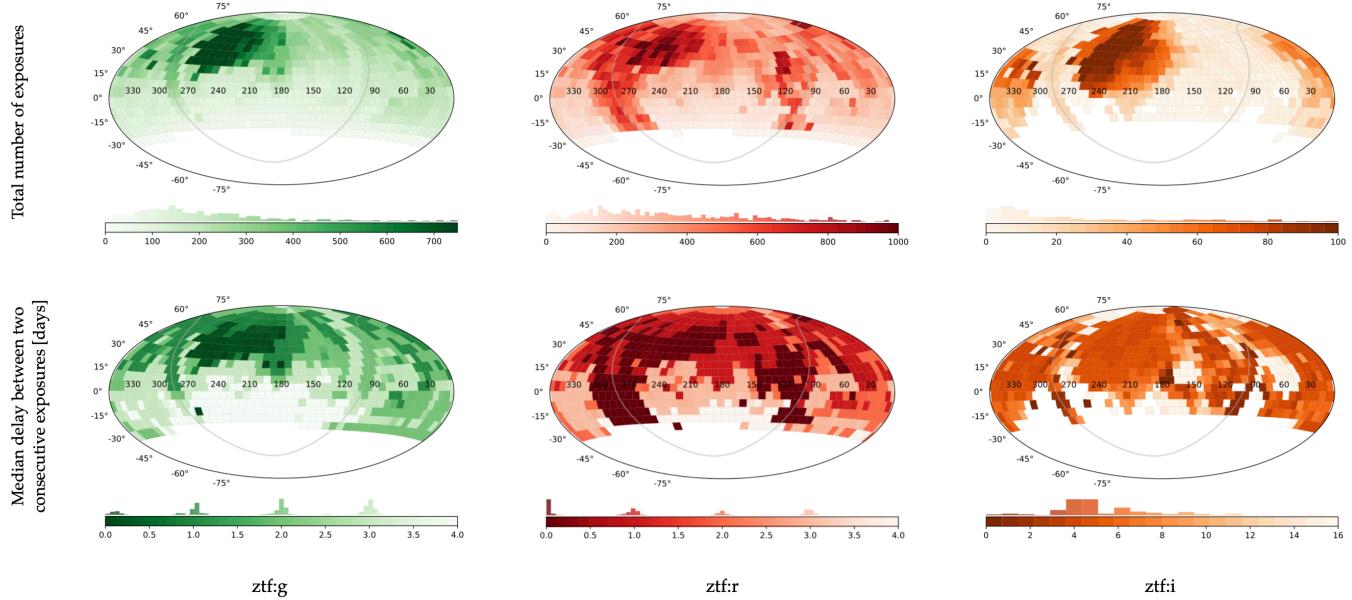


FIGURE 10.1 – Statistiques de la couverture du ciel de la phase 1 de ZTF, pour chaque bande et chaque champ. Seules les images remplissant les seuils de qualité sont considérées. La fine bande grise sur chaque image représente la Voie Lactée ($b = 0$). *En haut* le nombre total d'exposition par champ et par filtre. *En bas* le délai médian entre deux expositions successives. Figure de M. Rigault.

10.2 Statistiques sur les supernovae de type Ia

10.2.1 Classification spectrale

Seules les SNeIa ayant été classifiées spectralement sont considérées dans la DR2. Nous montrons dans la Figure 10.2 la distribution de tous les spectres appartenant à la DR2, répartis par l'instrument de classification, et la quantité de SNeIa individuelles. La DR2 complète, sans restriction de qualité sur les courbes de lumières, est composé de 3792 supernovae de type Ia, pour lesquelles 5813 spectres ont été extraits et utilisés pour la classification. Environ 60.7% des spectres ont été obtenus avec la SEDm, puis extraits par HYPERGAL, ainsi qu'une proportion similaire (61.2%) de SNIa unique.

Le reste des spectres provient d'autres relevés possédant un spectrographe de plus haute résolution que la SEDm, et utilisés occasionnellement par l'équipe du groupe *Bright Transient Survey* (BTS) ou via des requêtes de membres de la collaboration ZTF. D'autres spectres sont également rendus publics par certains programmes, comme par exemple ePESSTO utilisant le *New Technology Telescope* (NTT, SMARTT et al., 2015).

Près de 80% de ces SNeIa font partie de l'échantillon BTS. Leur relevé est conçu pour fournir un échantillon de supernovae purement limité par leur magnitude ($m < 19$ mag pour la détection, et $m < 18.5$ mag pour la classification), comme expliqué dans FREMLING et al. (2020); PERLEY et al. (2020). Les SNeIa étant visibles plusieurs semaines, la haute cadence des filtres g et r dans tout le ciel Nord permet de n'en manquer que très rarement (caméra hors service, ou mauvais temps sur une longue période par exemple). PERLEY et al. (2020) ont montré en se basant sur 25.5 mois d'acquisition (ZTF MSIP de mars 2018

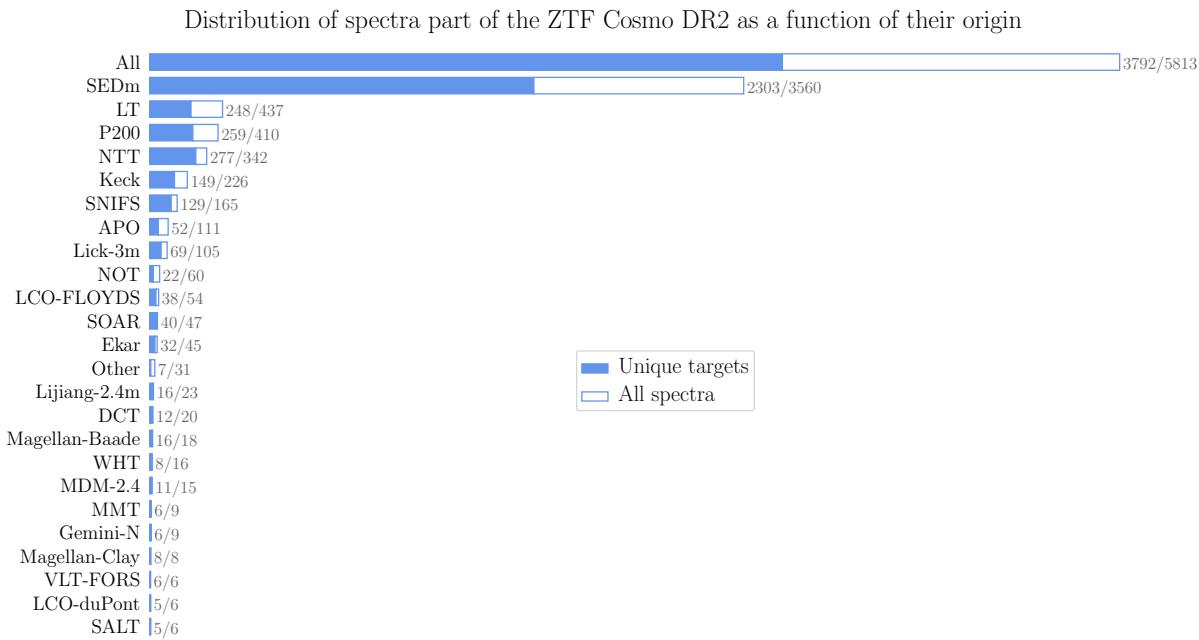


FIGURE 10.2 – Distribution des spectres appartenant à la DR2 de ZTF suivant leur origine. Les barres entières de la figure indique la quantité de spectres extraits par tel ou tel instrument, la partie en bleue pleine indique le nombre de SNeIa unique correspondant. Une large majorité de spectre et de SNeIa ($\sim 61\%$) ont été obtenues avec le spectrographe dédié à ZTF, la SEDm, et extraites par **HYPÉRGAL**.

à mi-2020), que l'échantillon BTS était spectroscopiquement complet à 97%, 93% et 75% aux magnitudes limites < 18 mag, < 18.5 mag et < 19 mag respectivement.

Dans notre cas, notre échantillon DR2 contient près de 20% de SNeIa supplémentaires à celui de BTS.

Nous montrons dans la Figure 10.3 le pic en magnitude dans la bande g de ZTF, dérivée à partir de l'ajustement SALT2 des courbes de lumières sur les SNeIa (classifiées spectralement) de la DR2. La part de SNeIa appartenant également à l'échantillon BTS par intervalle de magnitude est également indiquée. La fraction de SNeIa de notre échantillon appartenant à celui de BTS décroît fortement aux magnitudes > 18.75 mag, avant que les SNeIa uniques à la DR2 ne dominent clairement au delà de 19 mag. Cette observation nous laisse penser que notre échantillon de SNeIa est, à minima, spectroscopiquement aussi complet que celui de BTS, et peut potentiellement être complet à $\sim 100\%$ jusqu'à 18.75 mag. On observe ensuite une décroissance brutale de cette complétude dans l'intervalle 18.75-19 mag.

10.2.2 *Golden sample*

Nous allons nous concentrer dans la suite de ce chapitre sur le *golden sample* de la DR2 de ZTF, sous-échantillon de la DR2 utilisé pour la cosmologie. Cet échantillon est contraint par les critères de qualité sur l'ajustement des courbes de lumière par SALT2 que nous avons détaillés au chapitre 3 ; détections photométriques à 5σ , 7 points entre les phases -15 et 0 jours, 7 points entre les phases 0 et $+30$ jours, le total étant réparti dans

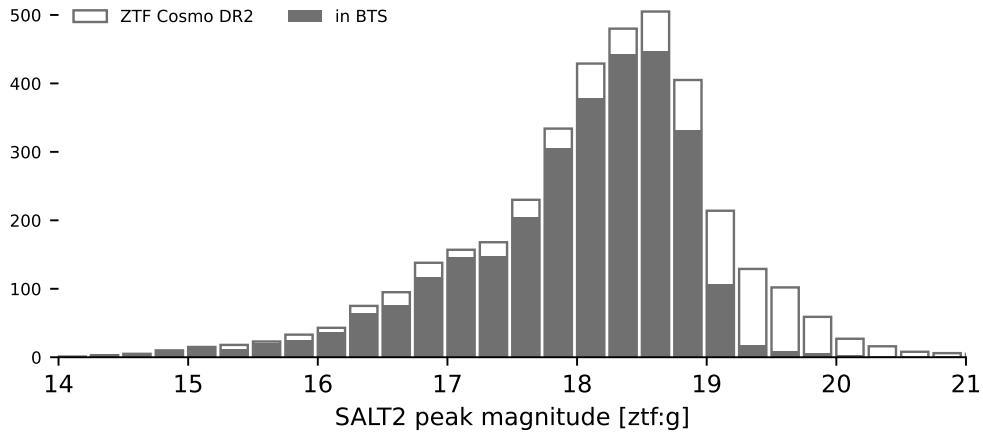


FIGURE 10.3 – Distribution du pic en magnitude dans la bande g de ZTF des SNeIa de la DR2, dérivées à partir de l’ajustement SALT2 des courbes de lumières. La partie noire de la distribution correspond à la proportion de supernovae également incluses dans l’échantillon BTS ([FREMLING et al., 2020](#); [PERLEY et al., 2020](#)). Figure de M.Rigault.

au moins 2 bandes. D’autres critères de conservations sont également pris en compte pour assurer la meilleure qualité possible de l’échantillon : le stretch x_1 doit être dans l’intervalle $[-4, 4]$, et la couleur c dans l’intervalle $[-0.3, 0.8]$, SALT2 étant faiblement entraîné en dehors. Nous récapitulons ces différentes coupures dans la Table 10.2, indiquant l’évolution de la taille de l’échantillon au fil des coupures.

TABLE 10.2 – Statistiques de l’échantillon DR2 de ZTF Cosmologie

Coupure	# SNeIa	# SNeIa retirées	% de SNeIa retirées
Échantillon complet	3792	–	–
Coupure de qualité	2973	819	21.6
$x_1 \in [-4, +4]$	2931	42	1.4
$c \in [-0.3, 0.8]$	2905	26	0.9

Nous montrons dans la Figure 10.4 la nouvelle distribution des spectres appartenant au *golden sample* de la DR2. Cet échantillon est composé de 2905 supernovae de type Ia, pour lesquelles 4495 spectres ont été extraits et utilisés pour la classification. Environ 64.9% des spectres ont été obtenus avec la SEDm, et donc extraits par HYPERGAL, ainsi qu’une proportion similaire (65.4%) de SNIa unique.

Nous montrons dans la Figure 10.5 la distribution en *rlap* du meilleur modèle de SNID ayant permis la classification des spectres du *golden sample*. La distribution de ce paramètre de qualité obtenue avec HYPERGAL est similaire à celle obtenue avec les spectres extraits par d’autres instruments, avec une moyenne (médiane) de $\text{rlap} \approx 16(15)$, bien supérieur au seuil de qualité de 5.

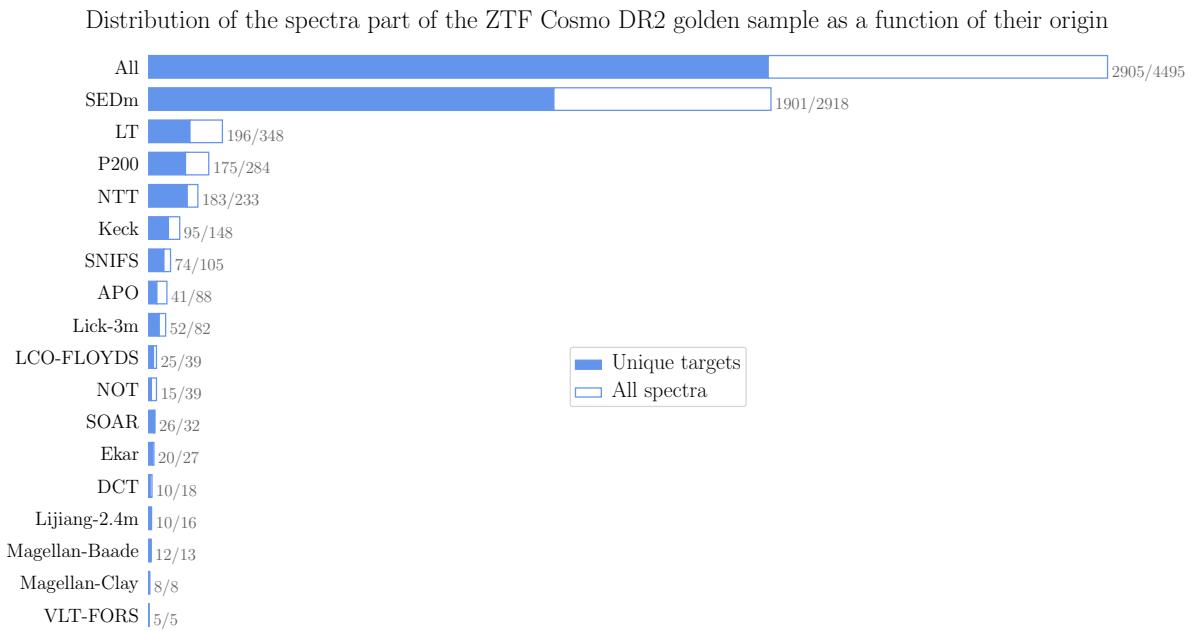


FIGURE 10.4 – Distribution des spectres appartenant au *golden sample* de la DR2 de ZTF suivant leur origine. Les barres entières de la figure indique la quantité de spectres extrait par tel ou tel instrument, la partie en bleue pleine indique le nombre de SNeIa unique correspondant. Une large majorité de spectre et de SNeIa ($\sim 65\%$) ont été obtenues avec le spectrographe dédié à ZTF, la SEDm, et extraites par **HYPERGAL**.

Cette quantité de spectre recueilli dans un même échantillon est sans précédent, et va potentiellement permettre de mieux comprendre la physique des supernovae de type Ia. Nous montrons dans la Figure 10.6 un jeu de spectres de différentes SNeIa extraits avec **HYPERGAL**, au maximum de luminosité (phase = 0 jours) et dans un même intervalle de redshift ($0.05 < z < 0.06$).

10.2.3 Redshift et profondeur

Comme expliqué au chapitre 3 présentant ZTF, seules $\sim 40\%$ des SNeIa possèdent un redshift spectroscopique provenant de leur galaxie hôte (principalement du relevé spectroscopique SDSS). Les redshift manquant proviennent des caractéristiques spectrales des SNeIa à hauteur de $\sim 50\%$, ou de raies d'émission de contamination de la galaxie hôte ($\sim 10\%$). Les redshifts obtenus par le spectre des SNe sont précis à environ 5%, suffisant pour certaines études (environnement local, populations ...) mais insuffisant pour la cosmologie. Cependant, plus de 95% des galaxies hôtes ont une magnitude supérieure à 20 mag, ce qui signifie que d'autres relevés (comme par exemple DESI) pourraient à posteriori mesurer et fournir les redshifts manquants.

Nous montrons dans la Figure 10.7 la corrélation redshift/pic de magnitude (g_{ztf}) ainsi que leur distribution pour le *golden sample* de la DR2. Afin de mettre en évidence le rôle de la SEDm, nous indiquons en bleu toutes les SNeIa dont le spectre a été extrait par **HYPERGAL** et en rouge toutes celles extraites avec un autre instrument.

La distribution des magnitudes au maximum n'est pas sans rappeler celle de l'échantillon complet, présenté dans la Figure 10.3. À la profondeur limite de 19 mag, les SNeIa observées

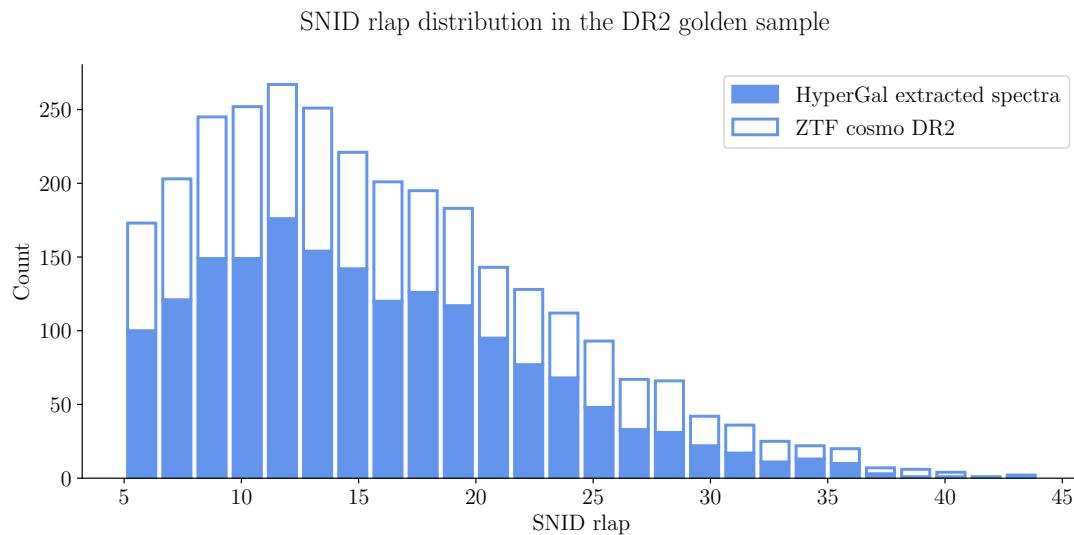


FIGURE 10.5 – Distribution du paramètre *rlap* des meilleurs modèles SNID pour les spectres du *golden sample* de la DR2 de ZTF. En bleu sont présentés les spectres extraits par HYPERGAL et l’histogramme complet contient l’échantillon entier.

avec la SEDm et classifiées par HYPERGAL sont clairement dominantes, à hauteur de $\sim 82\%$ (1778/2182). Nous voyons d’ailleurs clairement sur la figure la coupure à cette luminosité. Au delà de 19 mag, nous observons une dominance nette des SNeIa classifiées par d’autres instruments, la SEDm ne contribuant alors que pour seulement 31% de SNeIa au delà de cette magnitude. De façon générale, la quantité de SNeIa dans l’échantillon tout instrument confondu croît continuellement jusqu’à 18.5 mag, pour ralentir à 18.75 mag et décroître brusquement de 50% au delà de 19 mag.

La distribution en redshift croît continuellement jusqu’à $z < 0.07$, avant de décroître progressivement. En suivant la méthode présenté par NICOLAS et al. (2021) pour obtenir un échantillon complet de SNeIa dans un volume limité, nous trouvons que l’échantillon cosmologique DR2 de ZTF devrait être exempt de fonction de sélection jusqu’à un redshift de $z = 0.06$ ¹. La fonction de sélection du *golden sample* sera activement discutée dans l’article de AMENOUCHÉ et al. (in prep.).

Ce volume limité est composé de 1077 SNeIa, dont 208 provenant d’une classification hors SEDm, et 869 provenant d’une classification SEDm+HYPERGAL, soit $\sim 81\%$ de ce sous échantillon.

¹. En réalité une coupure en redshift ne définit un vrai volume physique, à cause de la contribution des vitesses particulières des galaxies dans le redshift mesuré.

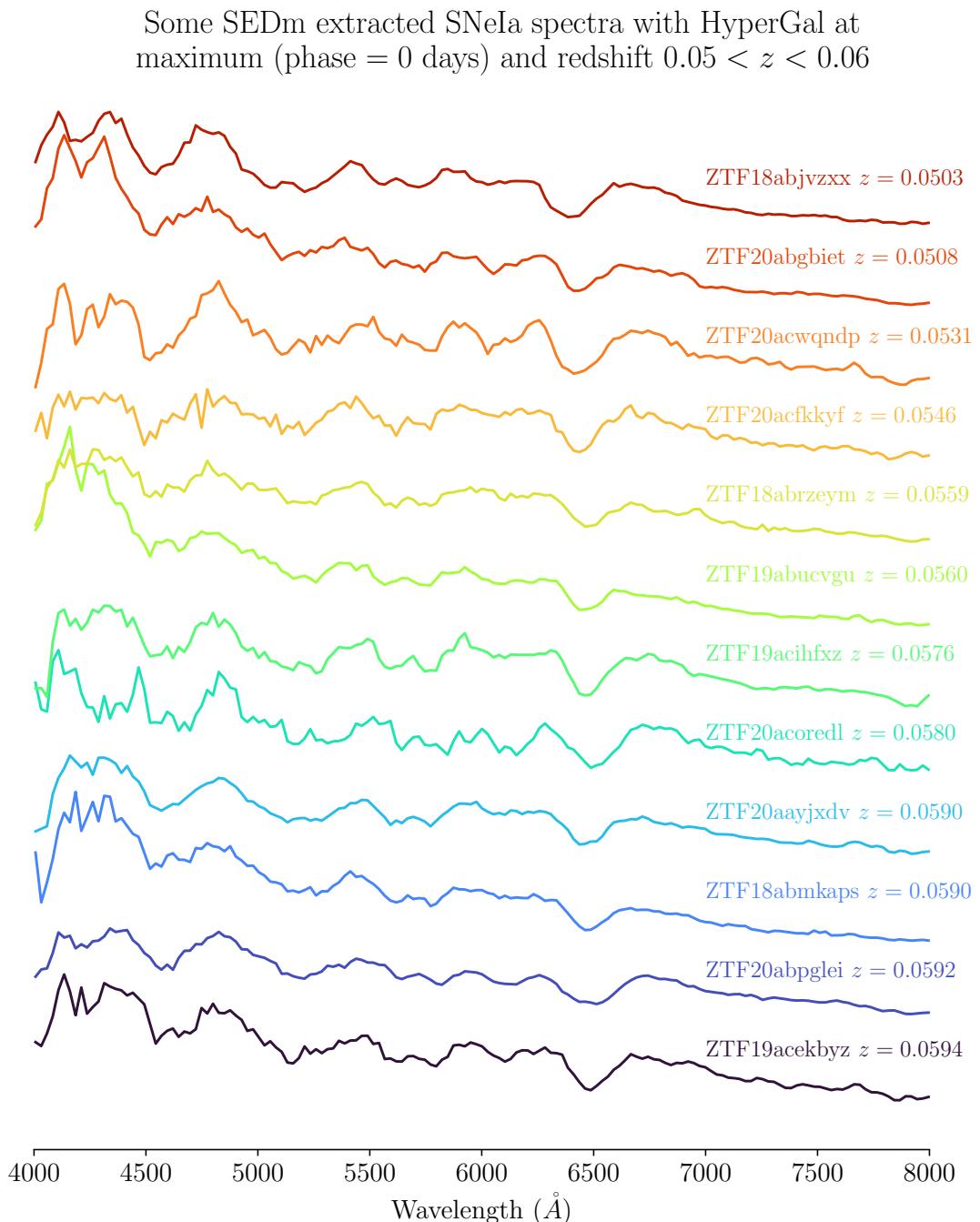


FIGURE 10.6 – Exemple de spectres du *golden sample* de la DR2 extraits par **HYPERGAL** au pic de luminosité dans un même intervalle de redshift ($0.05 < z < 0.06$).

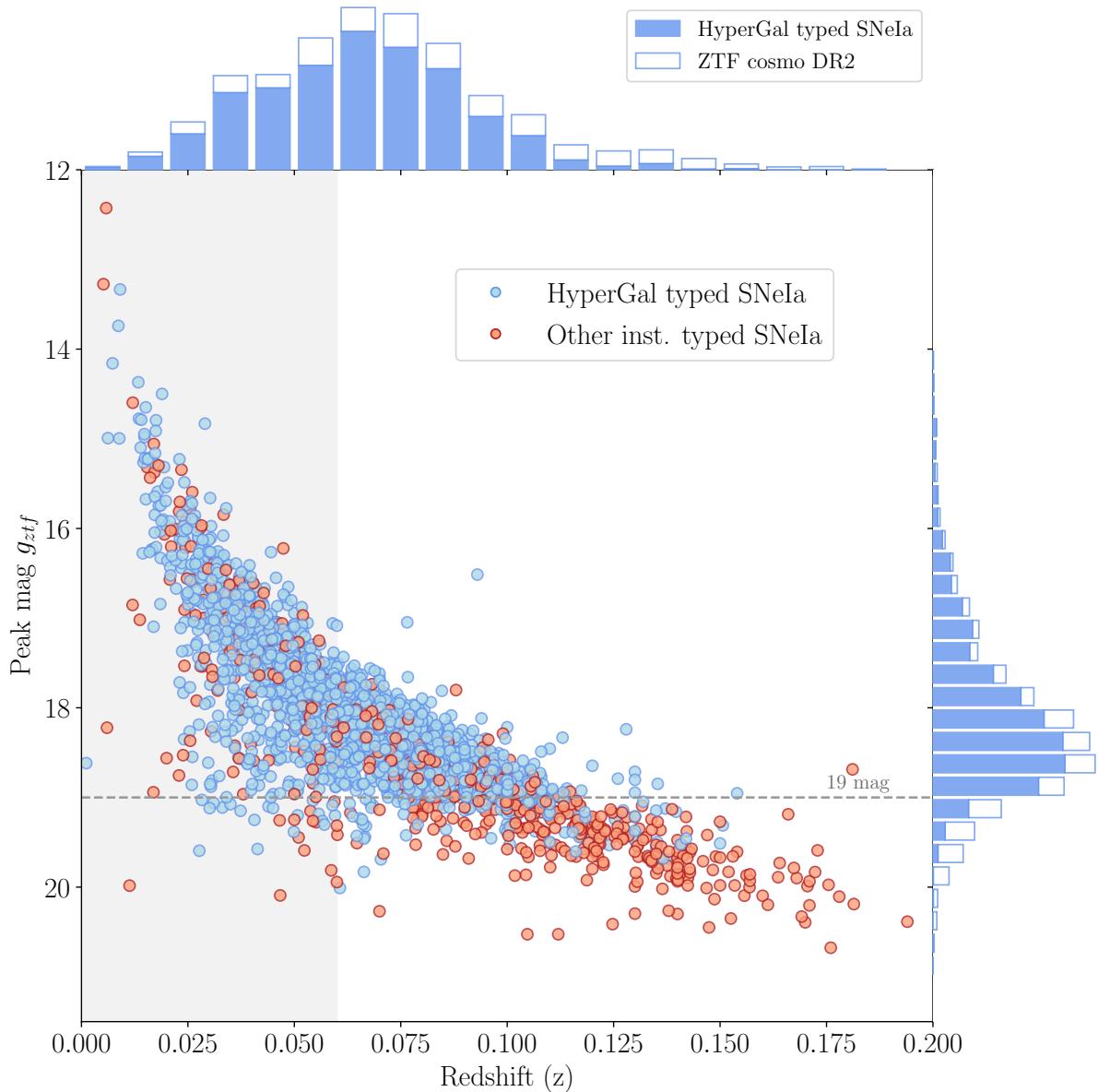


FIGURE 10.7 – Corrélation redshift/pic de magnitude dans la bande g_{ztf} des SNeIa du *golden sample* de la DR2 de ZTF. Nous indiquons la limite à 19 mag, limite à laquelle la vaste majorité des classifications a été effectuée grâce à la SEDm et HYPERGAL. La bande grise indique le sous échantillon à volume limité au redshift $z = 0.06$, profondeur où l'échantillon est potentiellement exempt de fonction de sélection.

10.2.4 Courbes de lumière

10.2.4.1 Phases

Nous présentons ici quelques résultats préliminaires obtenus à partir de l'ajustement des courbes de lumière avec SALT2, en restant focalisé sur le *golden sample* de la DR2. La Figure 10.8 illustre à titre d'exemple la courbe de lumière de trois SNeIa, avec l'ajustement SALT2 correspondant. La première correspond à une SNIa observée à très haute cadence, avec plus d'une centaine de points avant et après le maximum de luminosité. La seconde présente un cas typique des SNeIa de la DR2, avec un dizaine de points avant le pic, et une quinzaine après. Le troisième exemple illustre un cas limite du seuil de qualité pour appartenir au *golden sample* de la DR2.

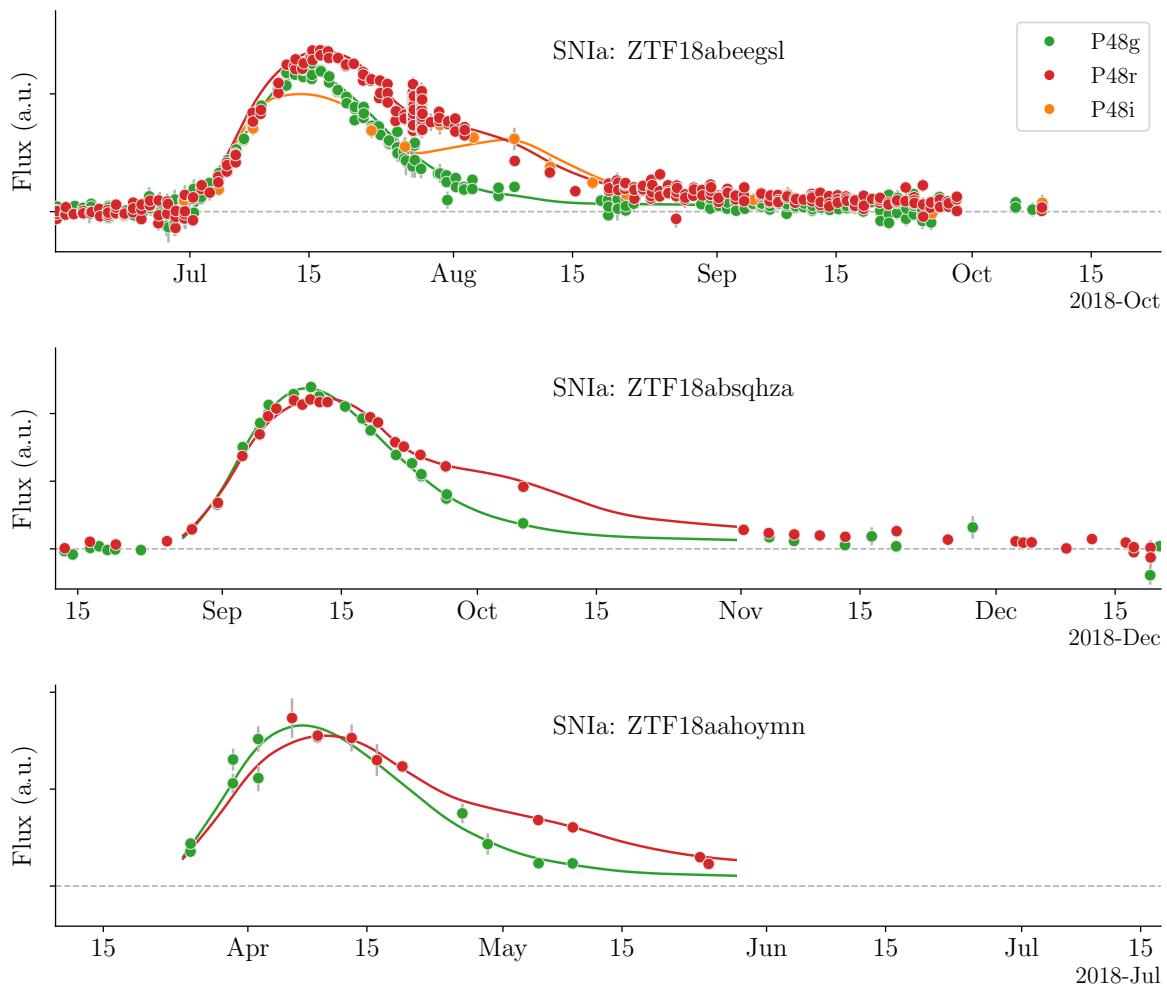


FIGURE 10.8 – Exemples de courbe de lumière de SNeIa du *golden sample* de la DR2. Nous montrons également l'ajustement SALT2 correspondant. Le code couleur réfère à la bande de ZTF considérée. De haut en bas : Un cas extrême de très haute cadence avec plusieurs centaines de points, un cas typique avec une dizaine (quinzaine) de points avant (après) le maximum, et un cas limite pour intégrer l'échantillon.

La distribution du nombre de points de détection avant et après le maximum est présentée dans la Figure 10.9, où nous restreignons la partie *early phase* à une phase

comprise entre [-20d, 0d], et la partie *late phase* entre [0d, +30d]. Nous voyons bien que, typiquement, nous avons ~ 10 points avant le maximum de luminosité, et ~ 20 points après. La première détection photométrique survient à une phase médiane de -13.3 jours toutes bandes confondues (-12.3 pour *g*, -12.5 pour *r* et -8 pour *i*).

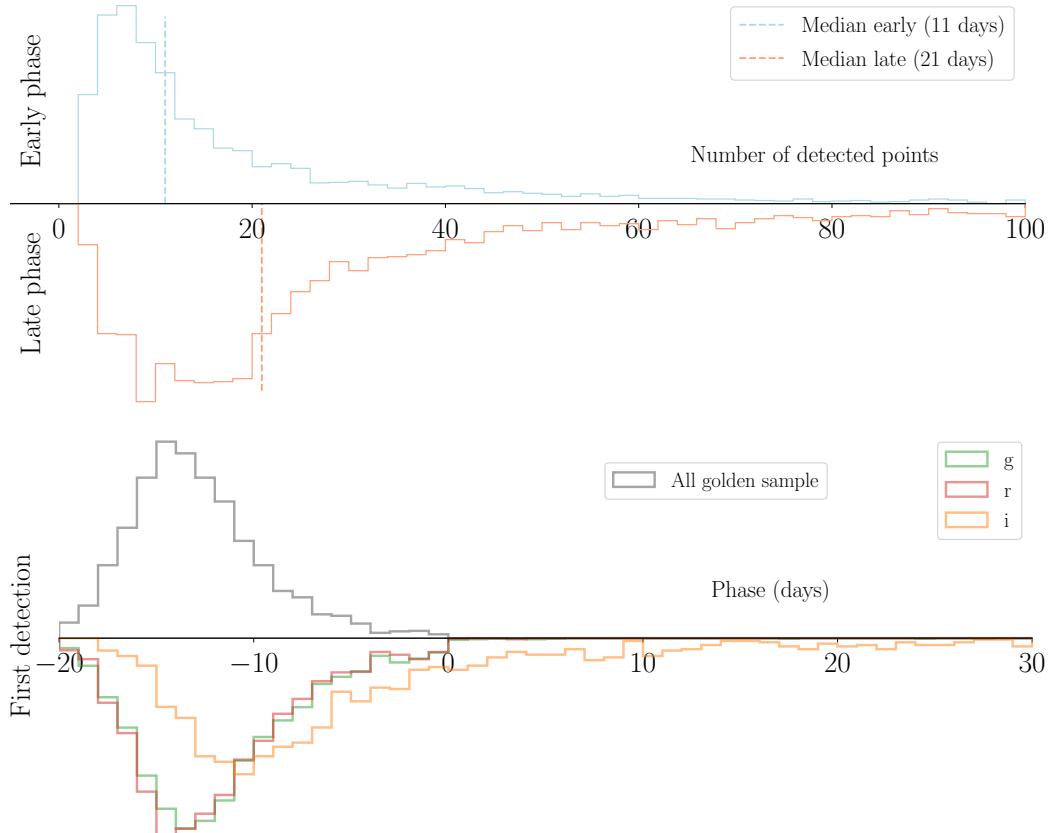


FIGURE 10.9 – *En haut* : distribution du nombre de points de détection photométrique (toutes bandes confondues) avant et après le maximum de luminosité pour les SNeIa du *golden sample* de la DR2. Nous avons typiquement ~ 10 points avant le maximum de luminosité, et ~ 20 points après. *En bas* : distribution de phase de la première détection photométrique pour le même échantillon, toutes bandes confondues (en gris) et dans chaque bande individuelle (couleurs). La première détection survient à une phase médiane de -13.3 jours.

Nous montrons également la distribution de phase lors de la première acquisition spectrale dans la Figure 10.10, en distinguant la SEDm des autres instruments. La SEDm est l'instrument le plus réactif pour obtenir le premier spectre des SNeIa de notre échantillon, avec $\sim 70\%$ de premières détections. Les spectres de première détection ont une phase médiane de -3 jours, soit environ 10 jours après la première détection photométrique.

Il est par ailleurs possible de comparer les phases obtenues avec SALT2 avec celles obtenues avec SNID sur les spectres de SNeIa, et donc indépendamment des observations photométriques. Nous montrons cette relation dans la Figure 10.11. Pour cette étude, nous avons considéré tous les spectres du *golden sample*, en distinguant ceux acquis avec la SEDm des autres instruments. Pour la phase, nous avons utilisé celle du meilleur modèle ajusté par SNID. Nous observons que la qualité des spectres, tout instrument confondu,

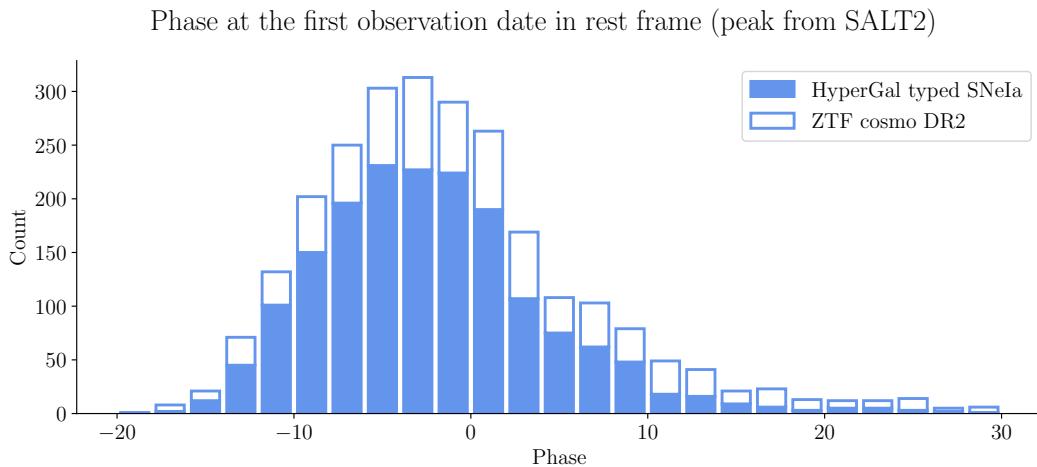


FIGURE 10.10 – Distribution de phase de la première acquisition spectrale des SNeIa de la DR2. La partie bleue pleine de la distribution indique la proportion de spectre extraite par la SEDm, et a fortiori **HYPÉRGAL**, comme toute première extraction spectrale.

permet de retrouver une phase à environ ± 3 jours de celle obtenue avec SALT2, avec moins d'une dizaine de valeurs aberrantes parmi les milliers de spectres analysés.

10.2.4.2 *Stretch* et couleur

L'ajustement des courbes de luminosité avec SALT2 nous permet de remonter aux paramètres de standardisation, le *stretch* x_1 et la couleur c , propres à chaque SNIa.

Nous commençons par illustrer dans la Figure 10.12 la corrélation de chacun de ces deux paramètres avec le redshift, en considérant le *golden sample* dans son ensemble. Une évolution est visible dans les deux cas, et nous observons clairement un nombre décroissant de SNeIa observées à bas *stretch* (déclin rapide de luminosité), et de couleur élevée (plus rouges). Cela est dû aux effets que nous avons introduit au chapitre 2 : le *slower-brighter* et le *bluer-brighter*. En d'autres termes, les SNeIa avec un bas stretch ou rouges sont moins lumineuses, et donc plus difficilement détectables.

La bande grise indique à nouveau la profondeur en redshift du volume limité ($z < 0.06$), et l'absence de corrélation aux plus petits z nous conforte sur cette hypothèse d'échantillon exempt de fonction de sélection à cette profondeur.

Nous faisons également la distinction dans cette figure des SNeIa observées par la SEDm (extraites par **HYPÉRGAL**) et celles extraites par d'autres instruments. Nous voyons nettement la prédominance de la SEDm pour la classification des spectres jusqu'à un redshift d'environ $z \approx 0.1$ (80% ; 1760/2205 SNeIa), du même ordre de grandeur que dans l'échantillon à volume limité (81%). Au delà de $z = 0.1$, la majorité des SNeIa (65%) ont été classifiées à partir d'un spectre obtenu d'un autre instrument, permettant une plus grande profondeur.

En se focalisant à présent sur l'échantillon à volume limité, nous pouvons alors plus clairement étudier la distribution des paramètres des courbes de lumière x_1 et c , sans trop se soucier¹ d'effets de sélection pouvant affecter la dérivation des paramètres cosmologiques (**SCOLNIC** et **KESSLER**, 2016).

1. Cette hypothèse est bien évidemment encore à valider par AMENOUCHE et al. (in prep.)

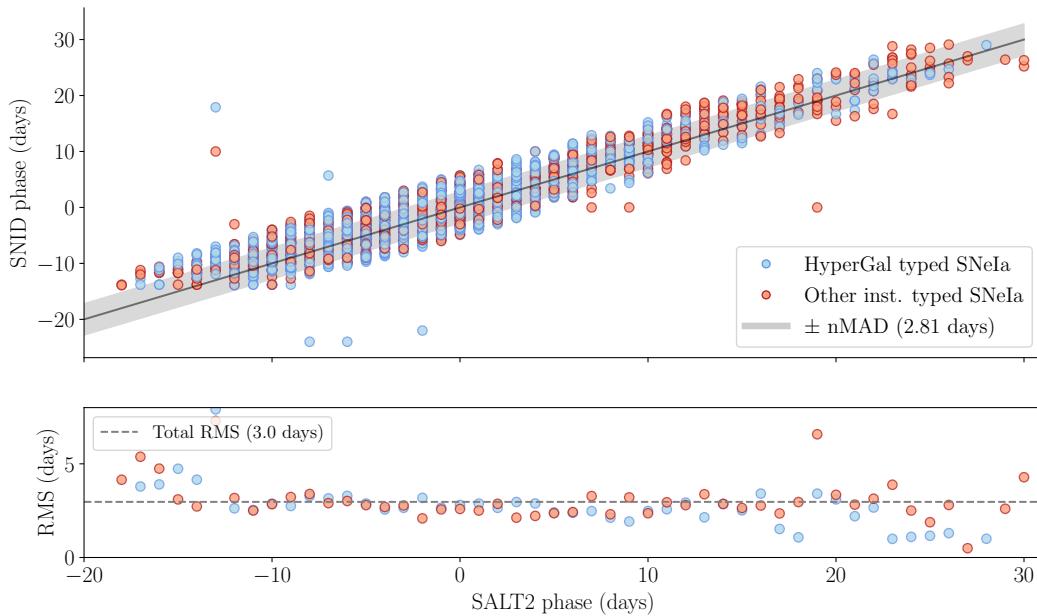


FIGURE 10.11 – *En haut* : corrélation entre les phases SNID et les phases SALT2 du *golden sample* de la DR2 de ZTF. Nous indiquons en noir la fonction identité et le nMAD comme estimateur de la déviation standard. En bas nous montrons le RMS par intervalle (1 jour) de phase déterminé avec SALT2, sachant la date d’acquisition spectrale.

En supposant que ce sous-échantillon est effectivement libre de fonction de sélection, alors l’étude des paramètres des courbes de lumière nous offre deux informations importantes. Premièrement, la distribution de ces paramètres nous permettrait de faire une estimation précise de la fonction de sélection à utiliser pour l’échantillon entier. Dans un second temps, cette étude nous donne les clés pour étudier la nature de la population de SNeIa, et sonder une potentielle évolution avec le redshift ([NICOLAS et al., 2021](#)).

Nous présentons les corrélations *stretch*/couleur de l’échantillon à volume limité dans la Figure 10.13. Comme précédemment, nous distinguons les SNeIa classifiées avec la SEDm des autres instruments. Nous montrons ainsi les distributions en *stretch* et en couleur pour le sous-échantillon entier (en gris), et pour les SNeIa classifiées par la SEDm seules (en bleu). Les distributions sont présentés sous forme d’idéogrammes, déterminés à partir de la somme des contributions gaussiennes définies par chaque point de donnée et l’erreur associée. Ces idéogrammes permettent ainsi de représenter au mieux la distribution des données en supposant une erreur gaussienne, et de façon continue (sans intervalle contrairement à un histogramme classique). Chaque idéogramme est normalisé de sorte que l’intégrale soit unitaire. Nous pouvons ainsi clairement voir que la distribution des paramètres des courbes de lumières appartenant aux SNeIa classifiées par la SEDm sont parfaitement représentatifs de l’échantillon dans son ensemble.

Par ailleurs, nous pouvons voir que la caractéristique bi-modale de la distribution en *stretch* est clairement visible. Le mode à bas *stretch* compte pour ≈ 25% de la distribution, comme prédit par [NICOLAS et al. \(2021\)](#), dont nous présentons l’ajustement sur les données en superposition à l’idéogramme.

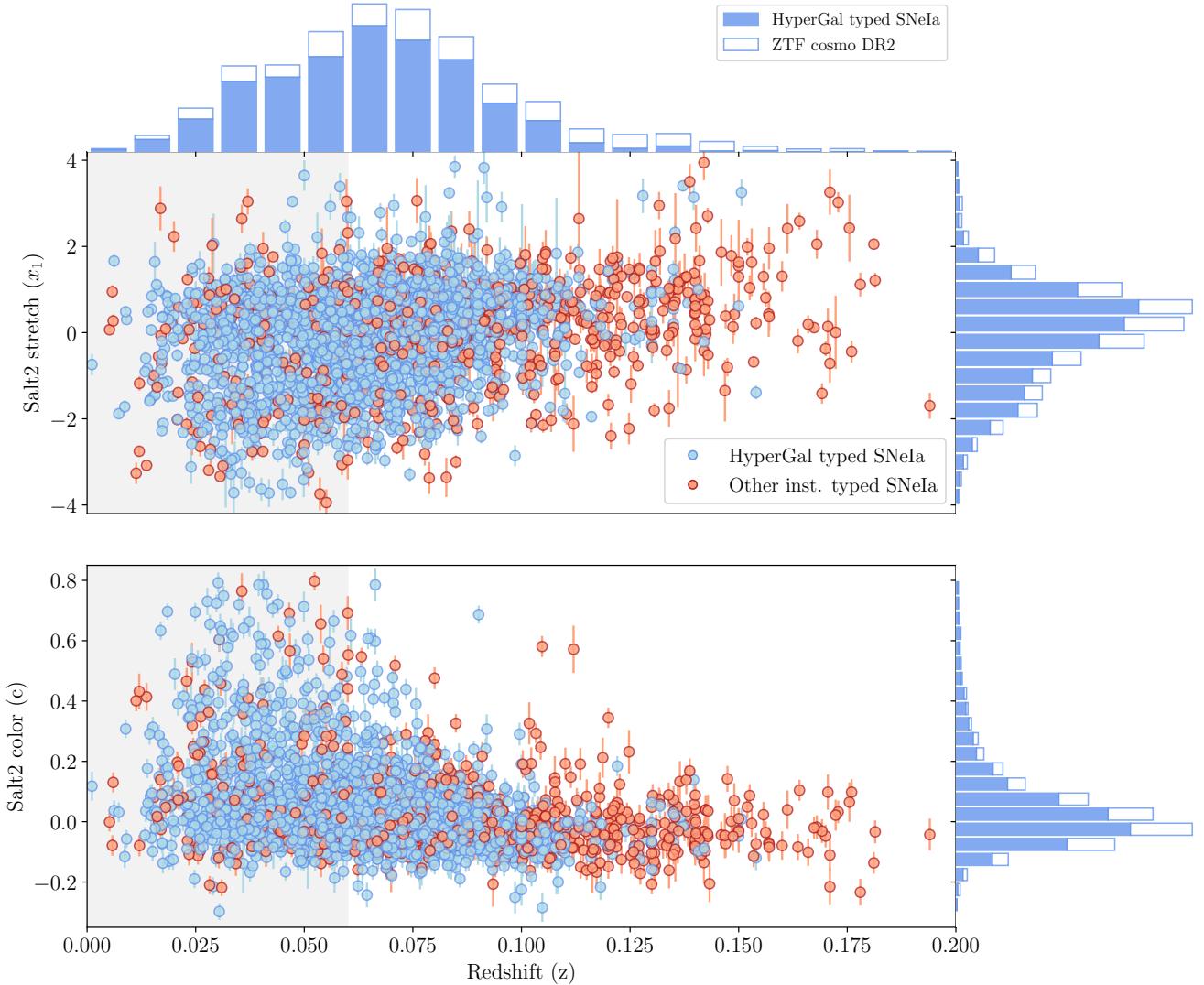


FIGURE 10.12 – Paramètres SALT2 de stretch x_1 (en bas) et couleur c (en haut) pour la DR2 de ZTF. Seules les SNeIa du *golden sample* sont considérées. La bande grise indique le volume limité à $z < 0.06$. Les points bleus (histogrammes bleus) correspondent aux SNeIa ayant été classifiées suite à une extraction spectrale avec la SEDm. Les points rouges (histogrammes blancs) correspondent aux SNeIa classifiées par un autre instrument. Nous voyons clairement la prédominance de la SEDm jusqu'à un redshift $z \approx 0.1$, au delà duquel la majorité des SNeIa ont été classifiées par un autre spectrographe.

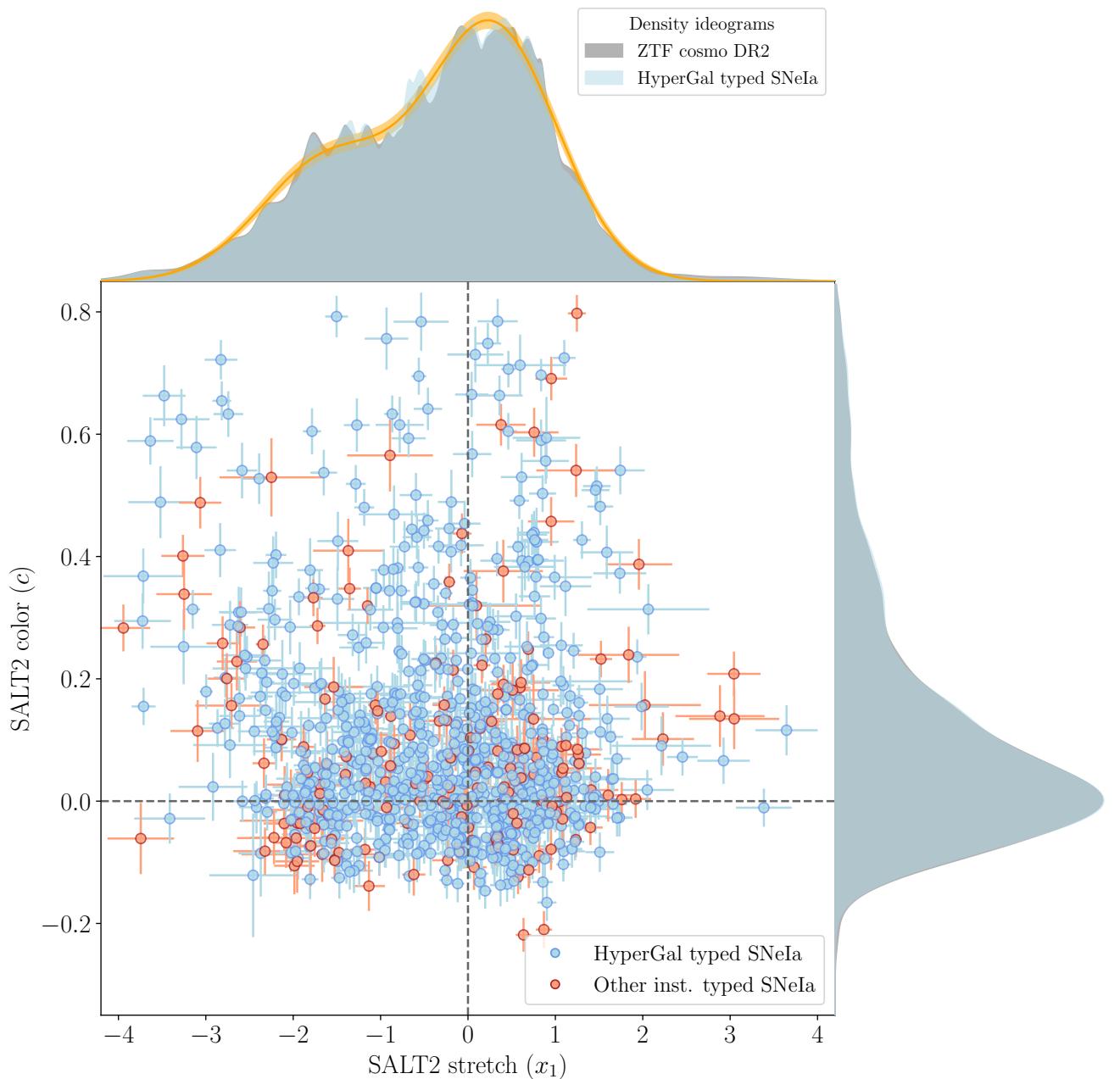


FIGURE 10.13 – Correlation entre les paramètres SALT2 de *stretch* et couleur pour le *golden sample* de la DR2 de ZTF. Ici seules les SNeIa du volume limité à $z < 0.06$ sont considérées. Les points bleus correspondent aux SNeIa ayant été classifiées suite à une extraction spectrale avec la SEDm. Les points rouges correspondent aux SNeIa classifiées par un autre instrument. Les distributions de chaque paramètres sont représentées sous forme d’idéogramme, déterminés à partir de la somme des contributions gaussiennes définies par chaque point de donnée et l’erreur associée. Chaque idéogramme est normalisé de sorte que l’intégrale soit unitaire. Les distributions bleues représentent la contribution de la SEDm, et les grises celles sans distinction d’instrument ayant classifié la SNIa. Nous voyons clairement la capacité de la SEDm à représenter la population de SNeIa dans ce volume limité. La courbe orange correspond au modèle bi-modal redshift dépendant de NICOLAS et al. (2021).

10.3 Conclusion

La DR2 de ZTF est composée de près de 3800 SNeIa, dont ~ 2900 remplissent les critères de qualité cosmologique, ce qui correspond au plus large échantillon de SNeIa jamais publié. La vaste majorité de cet échantillon à bas redshift de nouvelle génération proviennent de la SEDm, spectrographe 3D dédié à la classification des SNe. L'utilisation d'**HYPÉRGAL** dans cette data release a ainsi contribué à la classification de 65% des SNeIa la composant.

En se concentrant sur la limite en redshift de $z < 0.1$, profondeur à laquelle la SEDm a été conçue, ce sont près de 80% des SNeIa de l'échantillon qui ont été classifiées par **HYPÉRGAL** (2015/2510). Cela témoigne clairement du rôle cruciale de la SEDm dans l'utilisation des SNeIa comme sonde cosmologique.

L'étude des paramètres des courbes de lumières et de la distribution en redshift des SNeIa du *golden sample* de la DR2 permettent de définir un sous-échantillon dans le volume limité $z < 0.06$ complet, libre de toute fonction de sélection, et entièrement réalisé avec le même instrument. Ce volume limité est constitué à 81% (869/1077) de SNeIa observées par la SEDm et classifiées par **HYPÉRGAL**.

D'ici la fin de la seconde phase de ZTF (ZTF-II ; décembre 2020 - mi-2024), il est attendu que le *golden sample* passe de ≈ 2900 SNeIa à plus de 5000 SNeIa, toutes classifiées spectralement et dans les mêmes proportions qu'actuellement par **HYPÉRGAL**, et remplissant les critères de qualité pour la dérivations de paramètres cosmologiques.

Conclusions & perspectives

Bibliographie

- ABDURRO'UF, LIN Y.-T., WU P.-F. et AKIYAMA M. 2021, « Introducing piXedfit : A Spectral Energy Distribution Fitting Code Designed for Resolved Sources », *The Astrophysical Journal, Supplement*, 254, 15 [↑ Section 5.2.2](#)
- ACQUAVIVA V., GAWISER E. et GUAITA L. 2011, « Spectral Energy Distribution Fitting with Markov Chain Monte Carlo : Methodology and Application to $z = 3.1$ Ly α -emitting Galaxies », *The Astrophysical Journal*, 737, 47 [↑ Section 5.2.2](#)
- ALDERING G., ADAM G., ANTILOGUS P. et al. 2002, « Overview of the Nearby Supernova Factory », dans Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 4836, *Survey and Other Telescope Technologies and Discoveries*, ed. J. A. Tyson & S. Wolff, 61–72 [↑ Section 2.2.2](#)
- ALLINGTON-SMITH J. R., CONTENT R., HAYNES R. et LEWIS I. J. 1997, « Integral field spectroscopy with the Gemini Multiobject Spectrographs », dans Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 2871, *Optical Telescopes of Today and Tomorrow*, ed. A. L. Ardeberg, 1284–1294 [↑ Section 4.1.1](#)
- ALLINGTON-SMITH J. et CONTENT R. 1998, « Sampling and Background Subtraction in Fiber-Lenslet Integral Field Spectrographs », Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 110, 1216 [↑ Section 4.1](#)
- ARNOUTS S. et ILBERT O. 2011, « LePHARE : Photometric Analysis for Redshift Estimate », Astrophysics Source Code Library, record ascl :1108.009 [↑ Section 5.2.2](#)
- BACON R., ADAM G., BARANNE A. et al. 1995, « 3D spectrography at high spatial resolution. I. Concept and realization of the integral field spectrograph TIGER. », *Astronomy & Astrophysics, Supplement*, 113, 347 [↑ Section 4.1.1](#)
- BACON R., COPIN Y., MONNET G. et al. 2001, « The SAURON project - I. The panoramic integral-field spectrograph », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 326, 23 [↑ Section 4.1.1](#)
- BARBARY K. 2016, « SEP : Source Extractor as a library », *Journal of Open Source Software*, 1, 58 [↑ Section 4.2.1](#), [↑ Section 8.2.1](#)
- BARDEN S. C. et WADE R. A. 1988, « DensePak and spectral imaging with fiber optics. », dans Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 3, *Fiber Optics in Astronomy*, ed. S. C. Barden, 113–124 [↑ Section 4.1.1](#)
- BATTISTI A. J., CALZETTI D. et CHARY R. R. 2016, « Characterizing Dust Attenuation in Local Star-forming Galaxies : UV and Optical Reddening », *The Astrophysical Journal*, 818, 13 [↑ Section 6.2.3.4](#)

- BATTISTI A. J., DA CUNHA E., GRASHA K. et al. 2019, « MAGPHYS+photo-z : Constraining the Physical Properties of Galaxies with Unknown Redshifts », *The Astrophysical Journal*, 882, 61 [↑ Section 6.2.3.4](#)
- BELLM E. C., KULKARNI S. R., BARLOW T. et al. 2019a, « The Zwicky Transient Facility : Surveys and Scheduler », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 131, 068003 [↑ Section 3.1.2](#)
- BELLM E. C., KULKARNI S. R., GRAHAM M. J. et al. 2019b, « The Zwicky Transient Facility : System Overview, Performance, and First Results », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 131, 018002 [↑ Section 2.3.2](#), [↑ Section 3.1.1](#), [↑ Section 3.2.1](#), [↑ Section 3.4a](#), [↑ Section 3.6](#)
- BERTIN E. et ARNOOTS S. 1996, « SExtractor : Software for source extraction. », *Astronomy & Astrophysics, Supplement*, 117, 393 [↑ Section 4.2.1](#), [↑ Section 8.2.1](#)
- BETOULE M., KESSLER R., GUY J. et al. 2014, « Improved cosmological constraints from a joint analysis of the SDSS-II and SNLS supernova samples », *Astronomy and Astrophysics*, 568, A22 [↑ Section 1.6](#), [↑ Section 1.7](#), [↑ Section 1.8](#), [↑ Section 2.2.4.1](#), [↑ Section 2.2.4.2](#), [↑ Section 2.3.1](#), [↑ Section 9.1.4.1](#)
- BIRCH K. P. et DOWNS M. J. 1993, « An Updated Edlén Equation for the Refractive Index of Air », *Metrologia*, 30, 155 [↑ Section 7.3.2](#)
- BIRCH K. P. et DOWNS M. J. 1994, « LETTER TO THE EDITOR : Correction to the Updated Edlén Equation for the Refractive Index of Air », *Metrologia*, 31, 315 [↑ Section 7.3.2](#)
- BLAGORODNOVA N., NEILL J. D., WALTERS R. et al. 2018, « The SED Machine : A Robotic Spectrograph for Fast Transient Classification », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 130, 035003 [↑ Section \(document\)](#), [↑ Section 3.1.1](#), [↑ Section 4.1.2](#), [↑ Section 4.2](#), [↑ Section 4.1.2](#), [↑ Section 4.1](#), [↑ Section 4.5](#), [↑ Section 6.2.2](#), [↑ Section 7.1.2](#), [↑ Section 7.6](#), [↑ Section 8.1.4](#), [↑ Section 9.1.4.2](#), [↑ Section 9.12](#)
- BLONDIN S. et TONRY J. L. 2007, « Determining the Type, Redshift, and Age of a Supernova Spectrum », *The Astrophysical Journal*, 666, 1024 [↑ Section 4.4](#), [↑ Section 9.1.3](#), [↑ Section 9.2.1](#)
- BOHLIN R. C., GORDON K. D. et TREMBLAY P. E. 2014, « Techniques and Review of Absolute Flux Calibration from the Ultraviolet to the Mid-Infrared », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 126, 711 [↑ Section \(a\)](#)
- BONGARD S., SOULEZ F., THIÉBAUT E. et PECONTAL E. 2011, « 3D deconvolution of hyper-spectral astronomical data », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 418, 258 [↑ Section 5.1.1](#)
- BOQUIEN M., BURGARELLA D., ROEHLLY Y. et al. 2019, « CIGALE : a python Code Investigating GALaxy Emission », *Astronomy and Astrophysics*, 622, A103 [↑ Section 5.2.2](#), [↑ Section 6.2.1](#), [↑ Section 6.2.4](#)

- BOWEN I. S. 1938, « The Image-Slicer a Device for Reducing Loss of Light at Slit of Stellar Spectrograph. », *The Astrophysical Journal*, 88, 113 ↑ Section 4.1.1
- BRIDAY M., RIGAULT M., GRAZIANI R. et al. 2022, « Accuracy of environmental tracers and consequences for determining the Type Ia supernova magnitude step », *Astronomy and Astrophysics*, 657, A22 ↑ Section 5.2.2
- BRUZUAL G. et CHARLOT S. 2003a, « Stellar population synthesis at the resolution of 2003 », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 344, 1000 ↑ Section 5.2.1
- BRUZUAL G. et CHARLOT S. 2003b, « Stellar population synthesis at the resolution of 2003 », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 344, 1000 ↑ Section 6.2.3.2, ↑ Section 6.2, ↑ Section 6.3.2, ↑ Section 7.1.2
- BUAT V., BOQUIEN M., MALEK K. et al. 2018, « Dust attenuation and H α emission in a sample of galaxies observed with Herschel at $0.6 < z < 1.6$ », *Astronomy and Astrophysics*, 619, A135 ↑ Section 6.2.3.4, ↑ Section 6.2
- BURGARELLA D., BUAT V. et IGLESIAS-PÁRAMO J. 2005, « Star formation and dust attenuation properties in galaxies from a statistical ultraviolet-to-far-infrared analysis », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 360, 1413 ↑ Section 5.2.2, ↑ Section 6.2.1
- BUTON C. 2009, « Étalonnage spectro-photométrique du SuperNova Integral Field Spectrograph dans le cadre du projet the Nearby Supernova Factory », Theses, Université Claude Bernard - Lyon I, ↑ Section 4.3.2, ↑ Section 7.2.1, ↑ Section 7.2.2.3
- BUTON C., COPIN Y., ALDERING G. et al. 2013, « Atmospheric extinction properties above Mauna Kea from the Nearby SuperNova Factory spectro-photometric data set », *Astronomy and Astrophysics*, 549, A8 ↑ Section 4.3.2, ↑ Section 4.3.3, ↑ Section 7.19
- CALZETTI D., ARMUS L., BOHLIN R. C. et al. 2000, « The Dust Content and Opacity of Actively Star-forming Galaxies », *The Astrophysical Journal*, 533, 682 ↑ Section 5.2.1
- CALZETTI D., KINNEY A. L. et STORCHI-BERGMANN T. 1994, « Dust Extinction of the Stellar Continua in Starburst Galaxies : The Ultraviolet and Optical Extinction Law », *The Astrophysical Journal*, 429, 582 ↑ Section 5.2.1
- CAPPELLARI M., EMSELLEM E., KRAJNOVIĆ D. et al. 2011, « The ATLAS^{3D} project - I. A volume-limited sample of 260 nearby early-type galaxies : science goals and selection criteria », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 413, 813 ↑ Section 4.1.1
- CARNALL A. C., MCLURE R. J., DUNLOP J. S. et al. 2019, « The VANDELS survey : the star-formation histories of massive quiescent galaxies at $1.0 < z < 1.3$ », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 490, 417 ↑ Section 5.2.2
- CARNALL A. C., MCLURE R. J., DUNLOP J. S. et DAVÉ R. 2018, « Inferring the star formation histories of massive quiescent galaxies with BAGPIPES : evidence for multiple quenching mechanisms », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 480, 4379 ↑ Section 5.2.2

- CASEY C. M. 2012, « Far-infrared spectral energy distribution fitting for galaxies near and far », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 425, 3094 ↑ Section 5.2.1
- CHABRIER G. 2003, « Galactic Stellar and Substellar Initial Mass Function », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 115, 763 ↑ Section 6.2.3.2, ↑ Section 6.2
- CHAMBERS K. C., MAGNIER E. A., METCALFE N. et al. 2016a, « The Pan-STARRS1 Surveys », *arXiv e-prints*, arXiv:1612.05560 ↑ Section 4.5, ↑ Section 5.1.2, ↑ Section 6.1, ↑ Section 6.1.2
- CHAMBERS K. C., MAGNIER E. A., METCALFE N. et al. 2016b, « The Pan-STARRS1 Surveys », *arXiv e-prints*, arXiv:1612.05560 ↑ Section 6.1.1, ↑ Section 6.1
- CHANDRASEKHAR S. 1931, « The Maximum Mass of Ideal White Dwarfs », *The Astrophysical Journal*, 74, 81 ↑ Section 2.1.2
- CHARLOT S. et FALL S. M. 2000, « A Simple Model for the Absorption of Starlight by Dust in Galaxies », *The Astrophysical Journal*, 539, 718 ↑ Section 6.2.3.4, ↑ Section 6.2
- CHARY R. et ELBAZ D. 2001, « Interpreting the Cosmic Infrared Background : Constraints on the Evolution of the Dust-enshrouded Star Formation Rate », *The Astrophysical Journal*, 556, 562 ↑ Section 5.2.1
- CHEN H.-Y., HASTER C.-J., VITALE S., FARR W. M. et ISI M. 2022, « A standard siren cosmological measurement from the potential GW190521 electromagnetic counterpart ZTF19abanrhr », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 513, 2152 ↑ Section 3.1.2
- CHEVALLARD J. et CHARLOT S. 2016, « Modelling and interpreting spectral energy distributions of galaxies with BEAGLE », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 462, 1415 ↑ Section 5.2.2, ↑ Section 5.2.2
- CHEVALLARD J., CURTIS-LAKE E., CHARLOT S. et al. 2019, « Simulating and interpreting deep observations in the Hubble Ultra Deep Field with the JWST/NIRSpec low-resolution ‘prism’ », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 483, 2621 ↑ Section 6.2.3.4
- CHEVALLIER M. et POLARSKI D. 2001, « Accelerating Universes with Scaling Dark Matter », *International Journal of Modern Physics D*, 10, 213 ↑ Section 1.2.4
- CONROY C. 2013, « Modeling the Panchromatic Spectral Energy Distributions of Galaxies », *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, 51, 393 ↑ Section 5.2.2
- CONTENT R. 1997, « New design for integral field spectroscopy with 8-m telescopes », dans Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 2871, *Optical Telescopes of Today and Tomorrow*, ed. A. L. Ardeberg, 1295–1305 ↑ Section 4.1.1
- DA CUNHA E., CHARLOT S. et ELBAZ D. 2008, « A simple model to interpret the ultraviolet, optical and infrared emission from galaxies », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 388, 1595 ↑ Section 5.2.2, ↑ Section 6.2.3.4

- DALE D. A., HELOU G., MAGDIS G. E. et al. 2014, « A Two-parameter Model for the Infrared/Submillimeter/Radio Spectral Energy Distributions of Galaxies and Active Galactic Nuclei », *The Astrophysical Journal*, 784, 83 [↑ Section 5.2.1](#), [↑ Section 6.2.3.5](#), [↑ Section 6.2](#)
- DASK DEVELOPMENT TEAM. 2016, Dask : Library for dynamic task scheduling [↑ Section 8.2.2](#)
- DEKANY R., SMITH R. M., RIDDLE R. et al. 2020, « The Zwicky Transient Facility : Observing System », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 132, 038001 [↑ Section 3.4b](#), [↑ Section 3.5](#)
- DEMBINSKI H., ONGMONGKOLKUL P., DEIL C. et al. 2020, « scikit-hep/iminuit : v1.5.4 » [↑ Section 8.1.4](#)
- DHAWAN S., GOOBAR A., SMITH M. et al. 2022, « The Zwicky Transient Facility Type Ia supernova survey : first data release and results », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 510, 2228 [↑ Section 3.3](#), [↑ Section 9.1.4.1](#)
- DRAINE B. T. et LI A. 2007, « Infrared Emission from Interstellar Dust. IV. The Silicate-Graphite-PAH Model in the Post-Spitzer Era », *The Astrophysical Journal*, 657, 810 [↑ Section 5.2.1](#)
- DUEV D. A., MAHABAL A., MASCI F. J. et al. 2019, « Real-bogus classification for the Zwicky Transient Facility using deep learning », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 489, 3582 [↑ Section 8.2.2](#)
- DUEV D. A. et VAN DER WALT S. J. 2021, « Phenomenological classification of the Zwicky Transient Facility astronomical event alerts », *arXiv e-prints*, arXiv:2111.12142 [↑ Section 8.2.2](#)
- EDLÉN B. 1966, « The Refractive Index of Air », *Metrologia*, 2, 71 [↑ Section 7.3.2](#)
- EINSTEIN A. 1915a, « Die Feldgleichungen der Gravitation », *Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)*, 844 [↑ Section 1.1.1](#)
- EINSTEIN A. 1915b, « Zur allgemeinen Relativitätstheorie », *Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)*, 778 [↑ Section 1.1.1](#)
- EINSTEIN A. 1915c, « Zur allgemeinen Relativitätstheorie (Nachtrag) », *Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)*, 799 [↑ Section 1.1.1](#)
- EISENSTEIN D. J., ZEHAVI I., HOGG D. W. et al. 2005, « Detection of the Baryon Acoustic Peak in the Large-Scale Correlation Function of SDSS Luminous Red Galaxies », *The Astrophysical Journal*, 633, 560 [↑ Section 1.2.2](#), [↑ Section 1.5](#)
- ELIAS J. H., MATTHEWS K., NEUGEBAUER G. et PERSSON S. E. 1985, « Type I supernovae in the infrared and their use as distance indicators. », *The Astrophysical Journal*, 296, 379 [↑ Section 2.1.1](#)

- FERLAND G. J., PORTER R. L., VAN HOOF P. A. M. et al. 2013, « The 2013 Release of Cloudy », *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, **49**, 137 [↑ Section 6.2.3.3](#)
- FILOC M. et ROCCA-VOLMERANGE B. 1997, « PEGASE : a UV to NIR spectral evolution model of galaxies. Application to the calibration of bright galaxy counts. », *Astronomy and Astrophysics*, **326**, 950 [↑ Section 5.2.1](#)
- FIXSEN D. J. 2009, « The Temperature of the Cosmic Microwave Background », *The Astrophysical Journal*, **707**, 916 [↑ Section 1.2.1](#)
- FLEWELLING H. A., MAGNIER E. A., CHAMBERS K. C. et al. 2020, « The Pan-STARRS1 Database and Data Products », *The Astrophysical Journal, Supplement*, **251**, 7 [↑ Section 6.1, ↑ Section 6.1.2](#)
- FREMLING C., MILLER A. A., SHARMA Y. et al. 2020, « The Zwicky Transient Facility Bright Transient Survey. I. Spectroscopic Classification and the Redshift Completeness of Local Galaxy Catalogs », *The Astrophysical Journal*, **895**, 32 [↑ Section 3.3, ↑ Section 4.5, ↑ Section 4.6, ↑ Section 9.1.4.1, ↑ Section 10.2.1, ↑ Section 10.3](#)
- FRIED D. L. 1966, « Optical Resolution Through a Randomly Inhomogeneous Medium for Very Long and Very Short Exposures », *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)*, **56**, 1372 [↑ Section 7.2.1](#)
- FRIEDMANN A. 1922, « Über die Krümmung des Raumes », *Zeitschrift für Physik*, **10**, 377 [↑ Section 1.1.3, ↑ Section 1.1.5](#)
- FUKUGITA M., ICHIKAWA T., GUNN J. E. et al. 1996, « The Sloan Digital Sky Survey Photometric System », *The Astronomical Journal*, **111**, 1748 [↑ Section 6.1.1](#)
- GILLIES S. et al. 2007, « Shapely : manipulation and analysis of geometric objects » [↑ Section 8.1.2](#)
- GRAHAM M. J., KULKARNI S. R., BELLM E. C. et al. 2019, « The Zwicky Transient Facility : Science Objectives », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **131**, 078001 [↑ Section 2.3.2, ↑ Section 3.1.1, ↑ Section 3.1.2](#)
- GUTIÉRREZ C. P., ANDERSON J. P., HAMUY M. et al. 2017, « Type II Supernova Spectral Diversity. I. Observations, Sample Characterization, and Spectral Line Evolution », *The Astrophysical Journal*, **850**, 89 [↑ Section 4.4](#)
- GUY J., ASTIER P., BAUMONT S. et al. 2007, « SALT2 : using distant supernovae to improve the use of type Ia supernovae as distance indicators », *Astronomy and Astrophysics*, **466**, 11 [↑ Section 2.2.4.2, ↑ Section 9.1.4.1](#)
- GUY J., ASTIER P., NOBILI S., REGNAULT N. et PAIN R. 2005, « SALT : a spectral adaptive light curve template for type Ia supernovae », *Astronomy and Astrophysics*, **443**, 781 [↑ Section 2.2.4.2, ↑ Section 9.1.4.1](#)
- GUY J., SULLIVAN M., CONLEY A. et al. 2010, « The Supernova Legacy Survey 3-year sample : Type Ia supernovae photometric distances and cosmological constraints », *Astronomy and Astrophysics*, **523**, A7 [↑ Section 9.1.4.1](#)

- HAMUY M., PHILLIPS M. M., MAZA J. et al. 1995, « A Hubble Diagram of Distant Type 1a Supernovae », *The Astronomical Journal*, 109, 1 [↑ Section 2.2.1](#)
- HAMUY M., PHILLIPS M. M., SUNTZEFF N. B. et al. 1996, « The Absolute Luminosities of the Calan/Tololo Type IA Supernovae », *The Astronomical Journal*, 112, 2391 [↑ Section 2.2.3, ↑ Section 2.2.4.1](#)
- HAYES D. S. et LATHAM D. W. 1975, « A rediscussion of the atmospheric extinction and the absolute spectral-energy distribution of Vega. », *The Astrophysical Journal*, 197, 593 [↑ Section 4.3.3, ↑ Section 7.4.1](#)
- HEGER A., FRYER C. L., WOOSLEY S. E., LANGER N. et HARTMANN D. H. 2003, « How Massive Single Stars End Their Life », *The Astrophysical Journal*, 591, 288 [↑ Section 2.1.2](#)
- HICKEN M., CHALLIS P., JHA S. et al. 2009, « CfA3 : 185 Type Ia Supernova Light Curves from the CfA », *The Astrophysical Journal*, 700, 331 [↑ Section 2.2.4.1](#)
- HINKLE K. H., WALLACE L. et LIVINGSTON W. 2003, « Atmospheric Transmission Above Kitt Peak, 0.5 to 5.5 microns », dans American Astronomical Society Meeting Abstracts, Vol. 203, American Astronomical Society Meeting Abstracts, 38.03 [↑ Section 4.3.3, ↑ Section 7.4.1, ↑ Section 7.20](#)
- HODAPP K. W., KAISER N., AUSSER H. et al. 2004a, « Design of the Pan-STARRS telescopes », *Astronomische Nachrichten*, 325, 636 [↑ Section 6.1.1](#)
- HODAPP K. W., LAUX U., SIEGMUND W. A. et KAISER N. 2004b, « Optical design of the Pan-STARRS telescopes », dans Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 5249, *Optical Design and Engineering*, ed. L. Mazuray, P. J. Rogers, & R. Wartmann, 165–174 [↑ Section 6.1.1](#)
- HODAPP K. W., SIEGMUND W. A., KAISER N. et al. 2004c, « Optical design of the Pan-STARRS telescopes », dans Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 5489, *Ground-based Telescopes*, ed. J. Oschmann, Jacobus M., 667–678 [↑ Section 6.1.1](#)
- HOWELL D. A., SULLIVAN M., PERRETT K. et al. 2005, « Gemini Spectroscopy of Supernovae from the Supernova Legacy Survey : Improving High-Redshift Supernova Selection and Classification », *The Astrophysical Journal*, 634, 1190 [↑ Section 4.4](#)
- HOYLE F. et FOWLER W. A. 1960, « Nucleosynthesis in Supernovae. », *The Astrophysical Journal*, 132, 565 [↑ Section 2.1.2](#)
- HUBBLE E. 1929, « A Relation between Distance and Radial Velocity among Extra-Galactic Nebulae », *Proceedings of the National Academy of Science*, 15, 168 [↑ Section 1.1.4.2, ↑ Section 1.3](#)
- HUBER P. J. 1964, « Robust Estimation of a Location Parameter », *The Annals of Mathematical Statistics*, 35, 73 [↑ Section 8.1.5](#)

- INOUE A. K. 2011, « Rest-frame ultraviolet-to-optical spectral characteristics of extremely metal-poor and metal-free galaxies », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 415, 2920 ↑ Section 6.2.3.3
- JAMES F. et ROOS M. 1975, « Minuit : A System for Function Minimization and Analysis of the Parameter Errors and Correlations », *Comput. Phys. Commun.*, 10, 343 ↑ Section 8.1.4
- JOHNSON B. D., LEJA J., CONROY C. et SPEAGLE J. S. 2021, « Stellar Population Inference with Prospector », *The Astrophysical Journal, Supplement*, 254, 22 ↑ Section 5.2.2
- JONES D. O., RODNEY S. A., RIESS A. G. et al. 2013, « The Discovery of the Most Distant Known Type Ia Supernova at Redshift 1.914 », *The Astrophysical Journal*, 768, 166 ↑ Section 2.3.2
- JONES D. O., SCOLNICK D. M., RIESS A. G. et al. 2017, « Measuring the Properties of Dark Energy with Photometrically Classified Pan-STARRS Supernovae. I. Systematic Uncertainty from Core-collapse Supernova Contamination », *The Astrophysical Journal*, 843, 6 ↑ Section 3.3
- JORDAHL K., DEN BOSSCHE J. V., FLEISCHMANN M. et al. 2020, « geopandas/geopandas : v0.8.1 » ↑ Section 8.1.2
- KAISER N., AUSSEL H., BURKE B. E. et al. 2002, « Pan-STARRS : A Large Synoptic Survey Telescope Array », dans Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 4836, *Survey and Other Telescope Technologies and Discoveries*, ed. J. A. Tyson & S. Wolff, 154–164 ↑ Section 6.1
- KAISER N., BURGETT W., CHAMBERS K. et al. 2010, « The Pan-STARRS wide-field optical/NIR imaging survey », dans Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7733, *Ground-based and Airborne Telescopes III*, ed. L. M. Stepp, R. Gilmozzi, & H. J. Hall, 77330E ↑ Section 6.1
- KASLIWAL M. M., CANNELLA C., BAGDASARYAN A. et al. 2019, « The GROWTH Marshal : A Dynamic Science Portal for Time-domain Astronomy », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 131, 038003 ↑ Section 8.2.2
- KAUFFMANN G., HECKMAN T. M., WHITE S. D. M. et al. 2003, « Stellar masses and star formation histories for 10^5 galaxies from the Sloan Digital Sky Survey », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 341, 33 ↑ Section 5.2.2
- KIM Y. L., RIGAULT M., NEILL J. D. et al. 2022, « New Modules for the SEDMachine to Remove Contaminations from Cosmic Rays and Non-target Light : BYEGR and CONTSEP », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 134, 024505 ↑ Section 4.5, ↑ Section 4.5, ↑ Section 8.1.1
- KING I. R. 1971, « The Profile of a Star Image », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 83, 199 ↑ Section 7.2.1

- KOLEVA M., PRUGNIEL P., BOUCHARD A. et WU Y. 2009, « ULySS : a full spectrum fitting package », *Astronomy and Astrophysics*, **501**, 1269 ↑ Section 5.2.2
- KOLMOGOROV A. 1941, « The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds' Numbers », Akademiia Nauk SSSR Doklady, **30**, 301 ↑ Section 7.2, ↑ Section 7.2.1
- LANTZ B., ALDERING G., ANTILOGUS P. et al. 2004, « SNIFS : a wideband integral field spectrograph with microlens arrays », dans Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 5249, *Optical Design and Engineering*, ed. L. Mazuray, P. J. Rogers, & R. Wartmann, **146–155** ↑ Section 2.2.2, ↑ Section 4.1.1
- LAURENT P., LE GOFF J.-M., BURTIN E. et al. 2016, « A $14 \text{ h}^{-3} \text{ Gpc}^3$ study of cosmic homogeneity using BOSS DR12 quasar sample », *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, **2016**, 060 ↑ Section 1.1
- LAW N. M., KULKARNI S. R., DEKANY R. G. et al. 2009, « The Palomar Transient Factory : System Overview, Performance, and First Results », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **121**, 1395 ↑ Section 3.1.1
- LEAVITT H. S. 1908, « 1777 variables in the Magellanic Clouds », Annals of Harvard College Observatory, **60**, 87 ↑ Section 2.2.1
- LEAVITT H. S. et PICKERING E. C. 1912, « Periods of 25 Variable Stars in the Small Magellanic Cloud. », Harvard College Observatory Circular, **173**, 1 ↑ Section 2.2.1
- LEJA J., JOHNSON B. D., CONROY C., VAN DOKKUM P. G. et BYLER N. 2017, « Deriving Physical Properties from Broadband Photometry with Prospector : Description of the Model and a Demonstration of its Accuracy Using 129 Galaxies in the Local Universe », *The Astrophysical Journal*, **837**, 170
- LEMAÎTRE G. 1927, « Un Univers homogène de masse constante et de rayon croissant rendant compte de la vitesse radiale des nébuleuses extra-galactiques », Annales de la Société Scientifique de Bruxelles, **47**, 49 ↑ Section 1.1.2, ↑ Section 1.1.4.2
- LEMAÎTRE G. 1933, « L'Univers en expansion », Annales de la Société Scientifique de Bruxelles, **53**, 51 ↑ Section 1.1.3
- LINDER E. V. 2003, « Exploring the Expansion History of the Universe », *Physical Review Letters*, **90**, 091301 ↑ Section 1.2.4
- LIU Y. et MODJAZ M. 2014, « SuperNova IDentification spectral templates of 70 stripped-envelope core-collapse supernovae », *arXiv e-prints*, arXiv:1405.1437 ↑ Section 4.4
- LIU Y.-Q., MODJAZ M. et BIANCO F. B. 2017, « Analyzing the Largest Spectroscopic Data Set of Hydrogen-poor Super-luminous Supernovae », *The Astrophysical Journal*, **845**, 85 ↑ Section 4.4
- LIU Y.-Q., MODJAZ M., BIANCO F. B. et GRAUR O. 2016, « Analyzing the Largest Spectroscopic Data Set of Stripped Supernovae to Improve Their Identifications and Constrain Their Progenitors », *The Astrophysical Journal*, **827**, 90 ↑ Section 4.4

LO FARO B., BUAT V., ROEHLLY Y. et al. 2017, « Characterizing the UV-to-NIR shape of the dust attenuation curve of IR luminous galaxies up to $z \sim 2$ », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 472, 1372 [↑ Section 6.2.3.4](#)

LSST SCIENCE COLLABORATION, ABELL P. A., ALLISON J. et al. 2009, « LSST Science Book, Version 2.0 », *arXiv e-prints*, arXiv:0912.0201 [↑ Section 2.3.2](#), [↑ Section 3.2.2](#)

MALEK K., BUAT V., ROEHLLY Y. et al. 2018, « HELP : modelling the spectral energy distributions of Herschel detected galaxies in the ELAIS N1 field », *Astronomy and Astrophysics*, 620, A50 [↑ Section 6.2.3.1](#), [↑ Section 6.2.3.4](#)

MARASTON C. 2005, « Evolutionary population synthesis : models, analysis of the ingredients and application to high- z galaxies », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 362, 799 [↑ Section 5.2.1](#)

MASCI F. J., LAHER R. R., RUSHOLME B. et al. 2019, « The Zwicky Transient Facility : Data Processing, Products, and Archive », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 131, 018003 [↑ Section 3.2.2](#)

MCGREGOR P. J., HART J., CONROY P. G. et al. 2003, « Gemini near-infrared integral field spectrograph (NIFS) », dans Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 4841, *Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes*, ed. M. Iye & A. F. M. Moorwood, 1581–1591 [↑ Section 4.1.1](#)

MINKOWSKI R. 1941, « Spectra of Supernovae », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 53, 224 [↑ Section 2.1.1](#)

MINKOWSKI R. L. et ABELL G. O. 1963, dans *Basic Astronomical Data : Stars and Stellar Systems*, ed. K. A. Strand, 481 [↑ Section 3.2.1](#)

MODJAZ M., LIU Y. Q., BIANCO F. B. et GRAUR O. 2016, « The Spectral SN-GRB Connection : Systematic Spectral Comparisons between Type Ic Supernovae and Broad-lined Type Ic Supernovae with and without Gamma-Ray Bursts », *The Astrophysical Journal*, 832, 108 [↑ Section 4.4](#)

MOFFAT A. F. J. 1969, « A Theoretical Investigation of Focal Stellar Images in the Photographic Emulsion and Application to Photographic Photometry », *Astronomy and Astrophysics*, 3, 455 [↑ Section 7.2.1](#)

MORGAN J. S. et KAISER N. 2008, « Alignment of the Pan-STARRS PS1 prototype telescope optics », dans Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7012, *Ground-based and Airborne Telescopes II*, ed. L. M. Stepp & R. Gilmozzi, 70121K [↑ Section 6.1.1](#)

MORTON D. C. 1991, « Atomic Data for Resonance Absorption Lines. I. Wavelengths Longward of the Lyman Limit », *The Astrophysical Journal, Supplement*, 77, 119 [↑ Section 8.2.1](#)

- MUTHUKRISHNA D., PARKINSON D. et TUCKER B. E. 2019, « DASH : Deep Learning for the Automated Spectral Classification of Supernovae and Their Hosts », *The Astrophysical Journal*, 885, 85 ↑ Section 4.4, ↑ Section 4.4
- NICOLAS N., RIGAULT M., COPIN Y. et al. 2021, « Redshift evolution of the underlying type Ia supernova stretch distribution », *Astronomy and Astrophysics*, 649, A74 ↑ Section 10.2.3, ↑ Section 10.2.4.2, ↑ Section 10.13
- NOLL S., BURGARELLA D., GIOVANNOLI E. et al. 2009, « Analysis of galaxy spectral energy distributions from far-UV to far-IR with CIGALE : studying a SINGS test sample », *Astronomy and Astrophysics*, 507, 1793 ↑ Section 5.2.2, ↑ Section 6.2.1
- NORDIN J., BRINNEL V., VAN SANTEN J. et al. 2019, « Transient processing and analysis using AMPEL : alert management, photometry, and evaluation of light curves », *Astronomy and Astrophysics*, 631, A147 ↑ Section 3.3
- NUGENT P. E., SULLIVAN M., CENKO S. B. et al. 2011, « Supernova SN 2011fe from an exploding carbon-oxygen white dwarf star », *Nature*, 480, 344 ↑ Section 2.2.2
- OCVIRK P., PICHON C., LANÇON A. et THIÉBAUT E. 2006, « STECMAP : STEllar Content from high-resolution galactic spectra via Maximum A Posteriori », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 365, 46 ↑ Section 5.2.2
- OKE J. B. et GUNN J. E. 1983, « Secondary standard stars for absolute spectrophotometry. », *The Astrophysical Journal*, 266, 713 ↑ Section 6.1.1
- PAPOVICH C., DICKINSON M. et FERGUSON H. C. 2001, « The Stellar Populations and Evolution of Lyman Break Galaxies », *The Astrophysical Journal*, 559, 620 ↑ Section 5.2.1
- PATTERSON M. T., BELLM E. C., RUSHOLME B. et al. 2019, « The Zwicky Transient Facility Alert Distribution System », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 131, 018001 ↑ Section 3.2.2
- PENZIAS A. A. et WILSON R. W. 1965, « A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s. », *The Astrophysical Journal*, 142, 419 ↑ Section 1.2.1
- PEREIRA R., THOMAS R. C., ALDERING G. et al. 2013, « Spectrophotometric time series of SN 2011fe from the Nearby Supernova Factory », *Astronomy and Astrophysics*, 554, A27 ↑ Section 2.2.2, ↑ Section 2.2, ↑ Section 2.3
- PERLEY D. A., FREMLING C., SOLLERMAN J. et al. 2020, « The Zwicky Transient Facility Bright Transient Survey. II. A Public Statistical Sample for Exploring Supernova Demographics », *The Astrophysical Journal*, 904, 35 ↑ Section 10.2.1, ↑ Section 10.3
- PERLMUTTER S., ALDERING G., GOLDHABER G. et al. 1999, « Measurements of Ω and Λ from 42 High-Redshift Supernovae », *The Astrophysical Journal*, 517, 565 ↑ Section 1.1.1, ↑ Section 1.2.3, ↑ Section 2.3.1

- PERLMUTTER S., GABI S., GOLDHABER G. et al. 1997, « Measurements of the Cosmological Parameters Ω and Λ from the First Seven Supernovae at $z \geq 0.35$ », *The Astrophysical Journal*, 483, 565 ↑ Section 2.2.3, ↑ Section 2.2.4.1
- PHILLIPS M. M. 1993, « The Absolute Magnitudes of Type IA Supernovae », *The Astrophysical Journal, Letters*, 413, L105 ↑ Section 2.2.3, ↑ Section 2.2.4.1
- PLANCK COLLABORATION, AGHANIM N., AKRAMI Y. et al. 2020a, « Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters », *Astronomy and Astrophysics*, 641, A6 ↑ Section 1.2.1, ↑ Section 1.4, ↑ Section 1.2.4, ↑ Section 1.7, ↑ Section 1.8
- PLANCK COLLABORATION, AKRAMI Y., ASHDOWN M. et al. 2020b, « Planck 2018 results. VII. Isotropy and statistics of the CMB », *Astronomy and Astrophysics*, 641, A7 ↑ Section 1.1.2.2, ↑ Section 1.2
- RACINE R. 1996, « The Telescope Point Spread Function », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 108, 699 ↑ Section 7.2.1
- RAU A., KULKARNI S. R., LAW N. M. et al. 2009, « Exploring the Optical Transient Sky with the Palomar Transient Factory », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 121, 1334 ↑ Section 3.1.1
- RIESS A. G., FILIPPENKO A. V., CHALLIS P. et al. 1998, « Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant », *The Astronomical Journal*, 116, 1009 ↑ Section 1.1.1, ↑ Section 1.2.3, ↑ Section 2.3.1
- RIESS A. G., MACRI L. M., HOFFMANN S. L. et al. 2016, « A 2.4% Determination of the Local Value of the Hubble Constant », *The Astrophysical Journal*, 826, 56 ↑ Section 2.3.1, ↑ Section 2.3.1
- RIGAULT M., NEILL J. D., BLAGORODNOVA N. et al. 2019, « Fully automated integral field spectrograph pipeline for the SEDMachine : pysedm », *Astronomy and Astrophysics*, 627, A115 ↑ Section 4.2, ↑ Section 4.4, ↑ Section 4.2.3, ↑ Section 4.2.4, ↑ Section 4.3.1, ↑ Section 4.3.2, ↑ Section 4.3.3, ↑ Section 7.1.1, ↑ Section 7.1.2, ↑ Section 7.2.1, ↑ Section 7.2.1, ↑ Section 7.4.1, ↑ Section 7.4.1, ↑ Section 9.2
- ROBERTSON H. P. 1936, « Kinematics and World-Structure III. », *The Astrophysical Journal*, 83, 257 ↑ Section 1.1.3
- RUBIN D., KNOP R. A., RYKOFF E. et al. 2013, « Precision Measurement of The Most Distant Spectroscopically Confirmed Supernova Ia with the Hubble Space Telescope », *The Astrophysical Journal*, 763, 35 ↑ Section 2.3.2
- SAHA A., SANDAGE A., TAMMANN G. A. et al. 1999, « Cepheid Calibration of the Peak Brightness of Type IA Supernovae. IX. SN 1989B in NGC 3627 », *The Astrophysical Journal*, 522, 802 ↑ Section 2.2.1
- SALIM S., RICH R. M., CHARLOT S. et al. 2007, « UV Star Formation Rates in the Local Universe », *The Astrophysical Journal, Supplement*, 173, 267 ↑ Section 5.2.2

- SAVITZKY A. et GOLAY M. J. E. 1964, « Smoothing and differentiation of data by simplified least squares procedures », *Analytical Chemistry*, **36**, 1627 ↑ Section 9.1.3
- SCOLNIC D., BROUT D., CARR A. et al. 2021, « The Pantheon+ Analysis : The Full Dataset and Light-Curve Release », *arXiv e-prints*, arXiv:2112.03863 ↑ Section 3.1.2, ↑ Section 3.3
- SCOLNIC D. et KESSLER R. 2016, « Measuring Type Ia Supernova Populations of Stretch and Color and Predicting Distance Biases », *The Astrophysical Journal, Letters*, **822**, L35 ↑ Section 10.2.4.2
- SCOLNIC D. M., JONES D. O., REST A. et al. 2018, « The Complete Light-curve Sample of Spectroscopically Confirmed SNe Ia from Pan-STARRS1 and Cosmological Constraints from the Combined Pantheon Sample », *The Astrophysical Journal*, **859**, 101 ↑ Section 1.8, ↑ Section 3.3
- SILVERMAN J. M., FOLEY R. J., FILIPPENKO A. V. et al. 2012, « Berkeley Supernova Ia Program - I. Observations, data reduction and spectroscopic sample of 582 low-redshift Type Ia supernovae », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **425**, 1789 ↑ Section 4.4
- SMARTT S. J., VALENTI S., FRASER M. et al. 2015, « PESSTO : survey description and products from the first data release by the Public ESO Spectroscopic Survey of Transient Objects », *Astronomy and Astrophysics*, **579**, A40 ↑ Section 10.2.1
- STONE J. et ZIMMERMAN J. 2001, « Index of Refraction of Air » ↑ Section 7.3.2
- TINSLEY B. M. 1980, « Evolution of the Stars and Gas in Galaxies », *Fundamentals Cosmic Phys.*, **5**, 287 ↑ Section 5.2.2
- TOKOVININ A. 2002, « From Differential Image Motion to Seeing », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **114**, 1156 ↑ Section 7.2.1
- TONRY J., BURKE B. E. et SCHECHTER P. L. 1997, « The Orthogonal Transfer CCD », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **109**, 1154 ↑ Section 6.1.1
- TONRY J. et DAVIS M. 1979, « A survey of galaxy redshifts. I. Data reduction techniques. », *The Astronomical Journal*, **84**, 1511 ↑ Section 4.4
- TONRY J., ONAKA P., LUPPINO G. et ISANI S. 2006, « The Pan-STARRS Gigapixel Camera », dans The Advanced Maui Optical and Space Surveillance Technologies Conference, **E47** ↑ Section 6.1.1
- TONRY J. L., BURKE B. E., ISANI S., ONAKA P. M. et COOPER M. J. 2008, « Results from the Pan-STARRS Orthogonal Transfer Array (OTA) », dans Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7021, *High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy III*, ed. D. A. Dorn & A. D. Holland, **702105** ↑ Section 6.1.1

- TONRY J. L., STUBBS C. W., LYKKE K. R. et al. 2012, « The Pan-STARRS1 Photometric System », *The Astrophysical Journal*, 750, 99 ↑ Section 6.2, ↑ Section 6.1.1, ↑ Section 6.2.2
- TRIPP R. 1998, « A two-parameter luminosity correction for Type IA supernovae », *Astronomy and Astrophysics*, 331, 815 ↑ Section 2.2.4.2, ↑ Section 2.3.1
- TRIPP R. et BRANCH D. 1999, « Determination of the Hubble Constant Using a Two-Parameter Luminosity Correction for Type IA Supernovae », *The Astrophysical Journal*, 525, 209 ↑ Section 2.2.4.1
- TRUJILLO I., AGUERRI J. A. L., CEPA J. et GUTIÉRREZ C. M. 2001, « The effects of seeing on Sérsic profiles - II. The Moffat PSF », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 328, 977 ↑ Section 7.2.1
- VAN DER WALT S. J., CRELLIN-QUICK A. et BLOOM J. S. 2019, « SkyPortal : An Astronomical Data Platform », *Journal of Open Source Software*, 4 ↑ Section 8.2.2
- WALCHER J., GROVES B., BUDAVÁRI T. et DALE D. 2011, « Fitting the integrated spectral energy distributions of galaxies », *Astrophysics & Space Science*, 331, 1 ↑ Section 5.2.2
- WALKER A. G. 1937, « On Milne's Theory of World-Structure », *Proceedings of the London Mathematical Society*, 42, 90 ↑ Section 1.1.3
- WATERS C. Z., MAGNIER E. A., PRICE P. A. et al. 2020, « Pan-STARRS Pixel Processing : Detrending, Warping, Stacking », *The Astrophysical Journal, Supplement*, 251, 4 ↑ Section 6.1.2, ↑ Section 6.1.2, ↑ Section 8.1.3.1
- WILD V., KAUFFMANN G., HECKMAN T. et al. 2007, « Bursty stellar populations and obscured active galactic nuclei in galaxy bulges », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 381, 543 ↑ Section 6.2.3.4
- WILKINSON D. M., MARASTON C., GODDARD D., THOMAS D. et PARIKH T. 2017, « FIREFLY (Fitting IterativEly For Likelihood analYsis) : a full spectral fitting code », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 472, 4297 ↑ Section 5.2.2
- WITT A. N. et GORDON K. D. 2000, « Multiple Scattering in Clumpy Media. II. Galactic Environments », *The Astrophysical Journal*, 528, 799 ↑ Section 5.2.1
- WORTHEY G. 1994, « Comprehensive Stellar Population Models and the Disentanglement of Age and Metallicity Effects », *The Astrophysical Journal, Supplement*, 95, 107 ↑ Section 5.2.1
- YAN R., BUNDY K., LAW D. R. et al. 2016, « SDSS-IV MaNGA IFS Galaxy Survey—Survey Design, Execution, and Initial Data Quality », *The Astronomical Journal*, 152, 197 ↑ Section 4.1.1
- YORK D. G., ADELMAN J., ANDERSON, JOHN E. J. et al. 2000, « The Sloan Digital Sky Survey : Technical Summary », *The Astronomical Journal*, 120, 1579 ↑ Section 1.2.2, ↑ Section 5.1.2, ↑ Section 6.1.1