



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)	45
2.2.4.1 Corrélations	45
2.2.4.2 Standardisation et SALT2	47
2.3 SNeIa et cosmologie	48
2.3.1 Construction d'un diagramme de Hubble	48
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	56
3.3	Observation des Supernovae Ia avec ZTF	57
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	67
4.3	Actuelle méthode 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	71
4.5	Contamination par la galaxie hôte	72
II	Extraction de spectre de Supernovae	75
5	HyperGal : Modéliseur de scène pour l'extraction de sources ponctuelles	77
5.1	Idée générale	78
5.1.1	Problématique	78
5.1.2	La composante galactique	78
5.2	SED Fitting	79
5.2.1	SED d'une galaxie	79
5.2.2	SED Fitter	80
5.3	Présentation du Pipeline	81
5.3.1	Cube intrinsèque	82
5.3.2	Modélisation de scène 2D	82
5.3.3	Modélisation chromatique et projection 3D	82
5.4	Cas pédagogique de présentation	83
6	Modélisation hyperspectrale	85
6.1	Source photométrique	86
6.1.1	Relevé astronomique Pan-STARRS1	86
6.1.2	Utilisation des images PS1	88
6.2	CIGALE et SEDFitting	89
6.2.1	Présentation de CIGALE	90
6.2.2	Préparation des images photométriques	90
6.2.3	Configuration de CIGALE	93
6.2.3.1	Histoire de formation stellaire	93

6.2.3.2	Population stellaire	94
6.2.3.3	Émission nébulaire	94
6.2.3.4	Loi d'atténuation	94
6.2.3.5	Émission de la poussière	95
6.2.3.6	Noyau galactique actif	95
6.2.4	Utilisation	95
6.3	Construction du cube intrinsèque	97
6.3.1	Échantillonnage des spectres dans l'espace SEDm	98
6.3.2	Construction du cube	98
7	Réponse impulsionale de la SEDm et extraction de source ponctuelle	101
7.1	Réponse impulsionale spectrale : LSF	102
7.1.1	Lampes à arc	102
7.1.2	Détermination de la LSF	102
7.2	Réponse impulsionale spatiale : PSF	108
7.2.1	Modèle de profil radial	108
7.2.2	Entrainement du modèle	110
7.2.2.1	Première contrainte : α vs β	111
7.2.2.2	Seconde contrainte : α vs σ	112
7.2.2.3	Poids relatif des distributions gaussienne/Moffat : η	114
7.2.2.4	Profil radial contraint	114
7.3	Extraction de la source ponctuelle	115
7.3.1	Méthode d'extraction	115
7.3.2	Réfraction atmosphérique différentielle	115
7.3.3	Ajustement chromatique	117
7.4	Calibration en flux	120
7.4.1	Méthode	120
7.4.2	Précision de la calibration	121
8	Modélisation de scène et extraction de sources	127
8.1	Modélisation de scène	128
8.1.1	Présentation de la méthode	128
8.1.2	Projection du cube intrinsèque	128
8.1.3	Composantes de la scène	130
8.1.3.1	Composante du fond : ciel et artefacts	130
8.1.3.2	Composante de la supernova	131
8.1.4	Ajustement de la scene 2D	131
8.1.5	Ajustement chromatique	132
8.2	Extraction des sources	137
8.2.1	Extraction de la galaxie hôte	137
8.2.2	Extraction de la Supernova	140
8.3	Classification : SNID	144
8.4	Cas complexes	145
8.4.1	ZTF19acbjnt	145
8.4.2	ZTF19abormno	147
8.4.3	ZTF20ablhllo	148

III Validation et résultats	149
9 Validation du pipeline HyperGal	151
9.1 Génération des simulations	152
9.1.1 Méthode	152
9.1.2 Cube de galaxies isolées	152
9.1.3 Modèles de supernovae	152
9.1.4 Marginalisations et paramètres d'étude	154
9.1.4.1 Types et phases	154
9.1.4.2 Seeing	155
9.1.4.3 Distance supernova/centre galactique	155
9.1.4.4 Contraste	155
9.1.5 Création des cubes de simulation	156
9.2 Résultats et précision	158
9.2.1 Précision spectrophotométrique	159
9.2.2 Précision avec correction de continuum	163
9.2.3 Efficacité de classification	166
10 Application d'HyperGal à la Data Release 2 de ZTF	169
10.1 Présentation de la DR2 de ZTF	170
10.2 Statistiques sur les supernovae de type Ia	171
10.2.1 Classification spectrale	171
10.2.2 <i>Golden sample</i>	172
10.2.3 Redshift et profondeur	173
10.2.4 Courbes de lumière	177
10.2.4.1 Phases	177
10.2.4.2 <i>Stretch</i> (x_1) et couleur (c)	179
10.3 Conclusion	183
Conclusions & perspectives	183

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
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 g , r et 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 d’un 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>	73
4.6	Distribution cumulée du décalage angulaire entre les supernovae BTS et leur galaxie hôte	74
4.7	Exemple de situation extrême de contamination de supernova par la galaxie hôte	74
5.1	Exemple de spectres de galaxies	79
5.2	Présentation du pipeline <code>HYPERRGAL</code>	81
5.3	Cube 3D SEDm de ZTF18accrorf	83
5.4	Extraction de ZTF18accrorf avec <code>PYSEDM</code>	84
6.1	Plan focal de la Gigapixel Camera (PS1)	86
6.2	Transmission des filtres Pan-STARRS1	87

6.3	Image RGB de PS1 centrée sur ZTF18accrorf	89
6.4	Illustration binning 2×2 sur les images PS1.	91
6.5	Image RGB de PS1 avec coupure SNR	92
6.6	Exemples de SED fittés	97
6.7	Cartographie du pull et du RMS en sortie de CIGALE	98
6.8	Échantillonnage spectral d'une SED obtenue avec CIGALE	99
6.9	Cube intrinsèque de la galaxie hôte de ZTF18accrorf	100
7.1	Spectres des lampes à arc utilisées pour la SEDm	103
7.2	Distribution de la localisation des raies des lampes à arc	104
7.3	Distribution de l'écart type σ_{line} des raies des lampes à arc	105
7.4	Chromaticité de la LSF	106
7.5	Résolution de la SEDm	107
7.6	Application de la LSF	107
7.7	Exemple de profil radial d'un étoile standard	110
7.8	Matrice de corrélation des paramètres de PSF.	111
7.9	Chromaticité des corrélations entre α et β	111
7.10	Chromaticité de la pente et du point zéro entre α et β	112
7.11	Matrice de corrélation des paramètres de PSF ($\beta(\alpha)$ fixé).	112
7.12	Chromaticité des corrélations entre α et σ	113
7.13	Chromaticité de la pente et du point zéro entre α et σ	113
7.14	Chromaticité des corrélations entre α et η	114
7.15	Profil radial et coutours des 9 metaslices de la STD 25d4655	118
7.16	Modélisation de la réfraction atmosphérique différentielle	119
7.17	Chromaticité des paramètres de forme de la PSF	119
7.18	Spectre extrait de l'étoile standard 25d4655 en pseudo-ADU.	119
7.19	Raies d'absorption telluriques	120
7.20	Procédure d'ajustement de la calibration en flux	122
7.21	Précision de la calibration en flux pour une étoile standard.	123
7.22	Moyenne du ratio entre le flux de 2202 étoiles standards et leur spectre de référence.	124
7.23	Distributions du RMS spectral des calibrations en flux pour différents intervalles spectraux	125
8.1	Concordance des champs de vue PS1 et SEDm.	129
8.2	Projection de la galaxie hôte dans le MLA.	130
8.3	Exemple d'artefacts dans les cubes de données SEDm.	132
8.4	Ajustement des métatanches pour la modélisation de scène de ZTF18accrorf.	133
8.5	Matrice de corrélation des paramètres d'ajustement de scène pour une métatanche.	134
8.6	Chromaticité des paramètres de forme de la PSF de la supernova ZTF18accrorf	135
8.7	Chromaticité des paramètres de forme de la PSF relative SEDm/PS1 pour l'hôte de ZTF18accrorf	135
8.8	Modélisation de la réfraction atmosphérique différentielle pour ZTF18accrorf	136
8.9	Fonction de perte <i>pseudo-Huber</i>	137
8.10	Modélisation de scène complète pour ZTF18accrorf.	138

8.11 Extraction du spectre de la galaxie hôte de ZTF18accrorf	139
8.12 Isolation de la supernova ZTF18accrorf dans le cube SEDm	140
8.13 Profile radial et modèle de PSF pour une méta-tranche de ZTF18accrorf . .	141
8.14 Spectre extrait de ZTF18accrorf avec HYPERGAL	141
8.15 Superposition du spectre des 3 composantes de la scène ZTF18accrorf. . .	142
8.16 Schéma complet du fonctionnement d’HYPERGAL. Les étapes sur la même verticale sont effectuées simultanément.	143
8.17 Classification de ZTF18accrorf avec SNID	144
8.18 Extraction de sources pour ZTF19acbjnt.	146
8.19 Extraction de sources pour ZTF19abormno.	147
8.20 Extraction de sources pour ZTF19acbjnt.	148
9.1 Cubes de galaxies hôtes utilisés pour les simulations.	153
9.2 Exemple de spectre pour chaque type de supernova pour les simulations. .	154
9.3 Examples de cubes de simulation.	158
9.4 Corrélation SNR/contraste des simulations.	159
9.5 Corrélation des paramètres de la simulation (spectrophotométrique).	160
9.6 Distribution du RMS spectral en fonction du SNR.	161
9.7 Distribution du RMS spectral en fonction de la distance hôte/SN.	162
9.8 Exemple de RMS spectral pour une simulation après correction du continuum.	163
9.9 Corrélation des paramètres de la simulation (continuum corrigé).	164
9.10 Distribution du RMS spectral en fonction du SNR après correction du continuum.	165
9.11 Efficacité de classification des simulations.	167
9.12 Taux de faux positifs dans la classification des SNeIa.	167
10.1 Statistiques de la couverture du ciel de la phase 1 de ZTF.	171
10.2 Distribution des spectres appartenant à la DR2 de ZTF suivant leur origine.	172
10.3 Distribution du pic en magnitude dans la bande <i>g</i> de ZTF des SNeIa de la DR2.	173
10.4 Distribution des spectres appartenant au <i>golden sample</i> de la DR2 de ZTF suivant leur origine	174
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.	175
10.6 Exemple de spectres du <i>golden sample</i> de la DR2 extraits par HYPERGAL. .	175
10.7 Corrélation redshift/pic de magnitude (ZTF_g) du <i>golden sample</i> de la DR2 de ZTF.	176
10.8 Exemple de courbe de lumière de SNeIa du <i>golden sample</i> de la DR2. . . .	177
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.	178
10.10 Distribution de phase de la première acquisition spectrale des SNeIa de la DR2.	179
10.11 Corrélation phases SNID vs phases SALT2 de la DR2 de ZTF.	180
10.12 Paramètres SALT2 de stretch et couleur pour la DR2 de ZTF	181
10.13 Correlation entre les paramètres SALT2 de <i>stretch</i> et couleur dans l’échan- tillon à volume limité.	182

Liste des tableaux

6.1	Caractéristiques des filtres <i>grizy</i> de PAN-STARRS1 et du relevé 3π Stéradian.	88
6.2	Exemple de tableau d'entrée pour CIGALE	93
6.3	Paramètres d'entrées pour chaque module de CIGALEutilisé.	96
7.1	Raies d'émission lampes à arc	102
7.2	Valeurs des paramètres des ajustements linéaires pour $\beta(\alpha)$ et $\sigma(\alpha)$.	114
7.3	Description des distributions du RMS spectral des calibrations en flux.	124
8.1	Paramètres de modélisation de scène 2D avec HYPERGAL.	134
10.1	Statistiques médianes effectuées à partir des 431k expositions prisent par ZTF durant sa phase 1.	170

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.

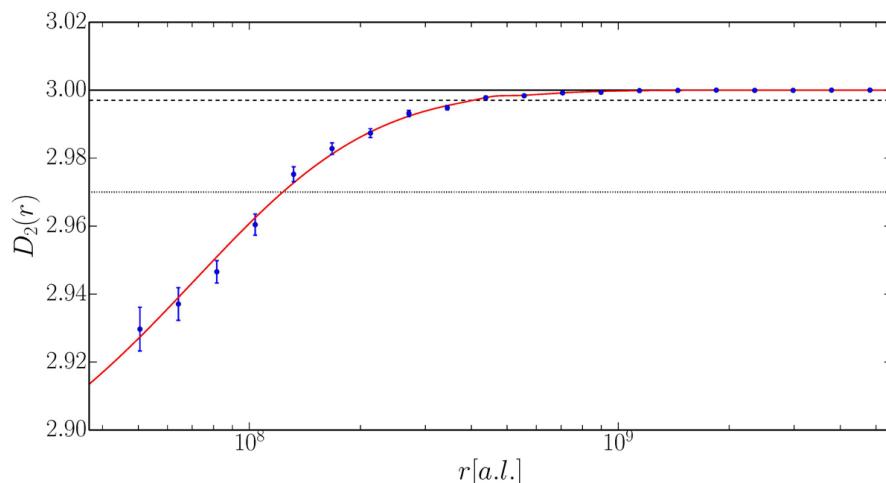


FIGURE 1.1 – Dimension de corrélation fractale de l’Univers sur une échelle de plusieurs milliards d’années-lumière. Cette quantité vaut 3 si l’Univers est homogène. On voit que c’est le cas à partir d’une échelle d’environ 10^9 années-lumière. Figure de [LAURENT et al. \(2016\)](#). Ces résultats sont 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](#)).

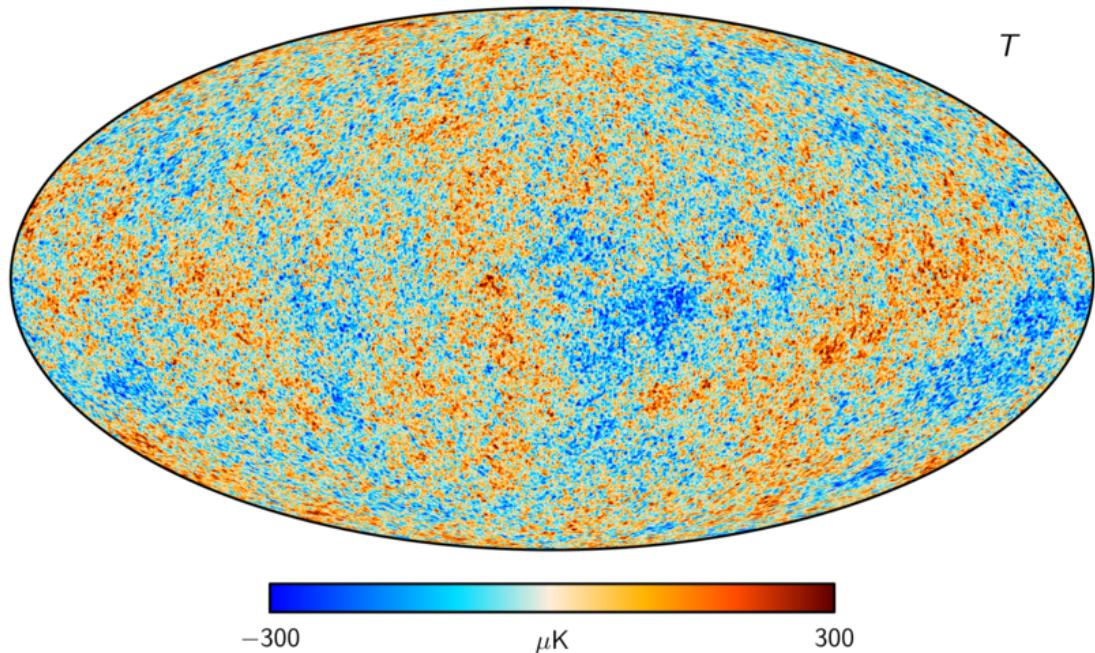


FIGURE 1.2 – Carte des anisotropies de température du fond diffus cosmologique (CMB). Figure basée sur [PLANCK COLLABORATION et al. \(2020b\)](#).

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](#)) :

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

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

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.

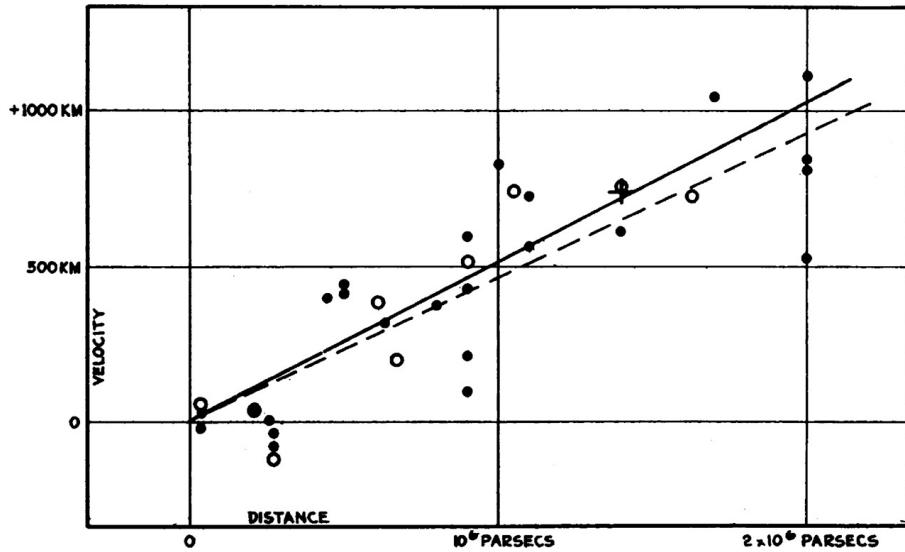


FIGURE 1.3 – Figure originale d’Edwin Hubble ([HUBBLE, 1929](#)) de la vitesse d’éloignement en km.s^{-1} de galaxies en fonction de leur distance en parsecs.

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](#)).

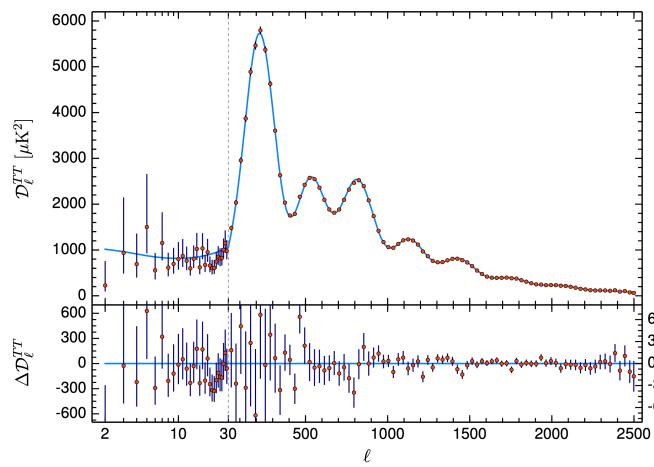


FIGURE 1.4 – Spectre de puissance des anisotropies en température du CMB. L'axe des abscisses représente le multipôle, où les grandes échelles angulaires correspondent à un petit l et inversement. Les points rouges représentent les données, et la courbe bleue le meilleur ajustement du modèle Λ CDM. En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

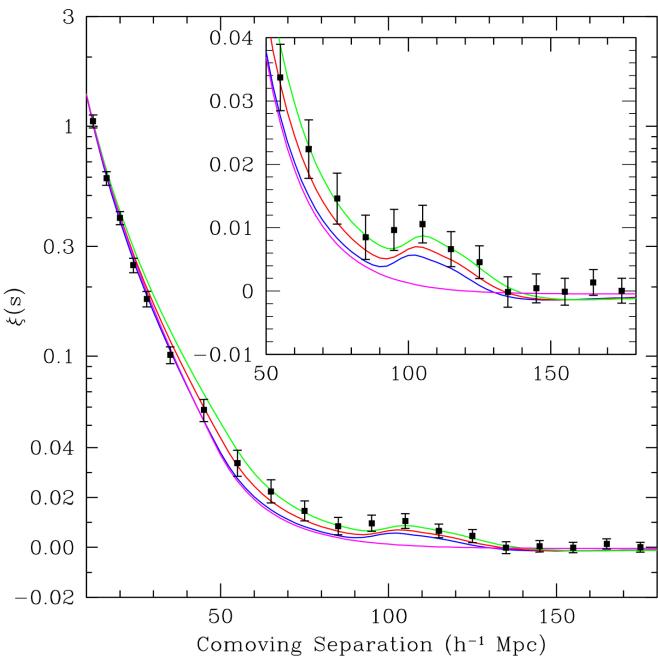
¹. transformée de Fourier de la fonction de corrélation à deux points

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.

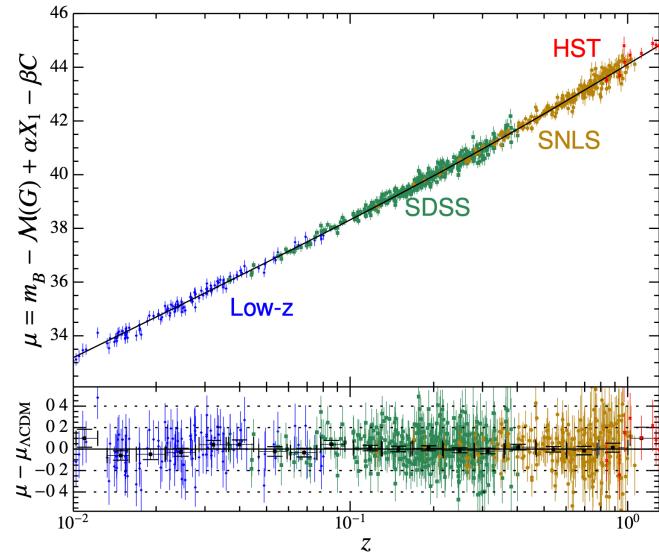


FIGURE 1.6 – Diagramme de Hubble à partir de 740 SNeIa de plusieurs relevés (SDSS, SNLS, HST). La partie haute de cette figure montre l'évolution du module de distance en fonction du redshift des SNeIa de l'échantillon. La courbe noire correspond au modèle cosmologique Λ CDM ajusté aux données. La partie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

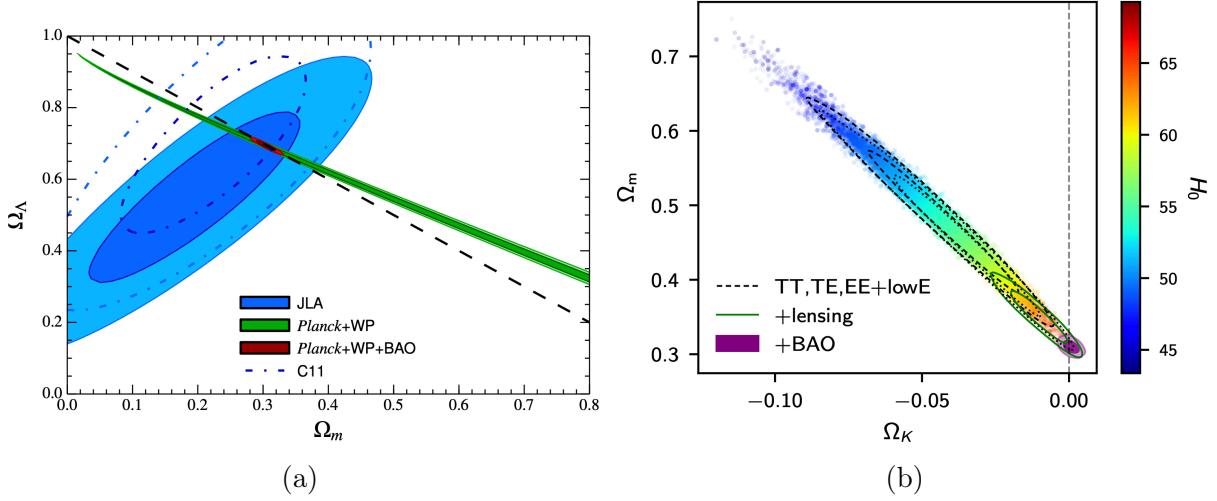


FIGURE 1.7 – (a) Contraintes dans le plan (Ω_M, Ω_Λ) en combinant les sondes cosmologiques de supernovae de type Ia (JLA, [BETOULE et al., 2014](#)), du CMB (Planck+WP 2014) et d'oscillation acoustique des baryons (BAO). Figure de [BETOULE et al. \(2014\)](#). (c) Contraintes dans le plan (Ω_k, Ω_M)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

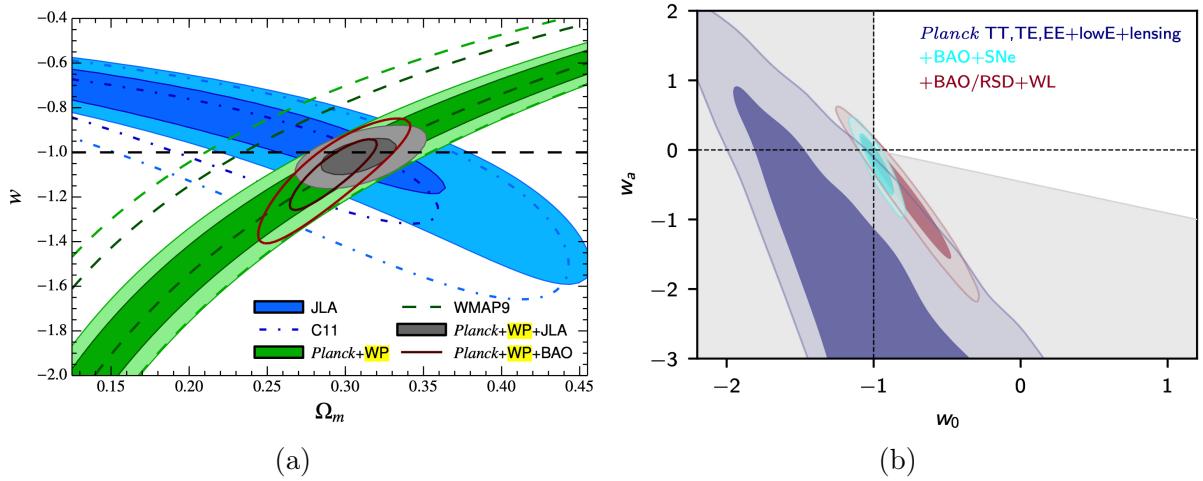


FIGURE 1.8 – (a) Contraintes dans le plan (w, Ω_M) en combinant les sondes cosmologiques de supernovae de type Ia (JLA, [BETOULE et al., 2014](#)), du CMB (Planck+WP 2014) et d'oscillation acoustique des baryons (BAO). Figure de [BETOULE et al. \(2014\)](#). (c) Contraintes dans le plan (w_a, w_0) en 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) . .	45
2.3	SNeIa et cosmologie	48
2.3.1	Construction d'un diagramme de Hubble	48

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.

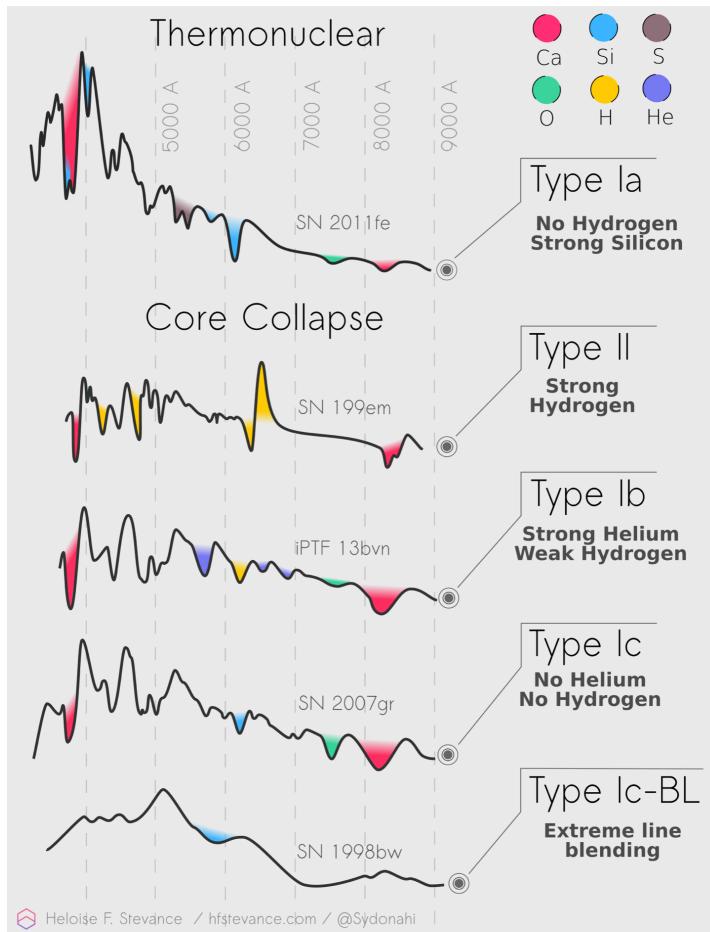


FIGURE 2.1 – Spectre de différents types de supernovae. Image de H. Stevance ^a

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.

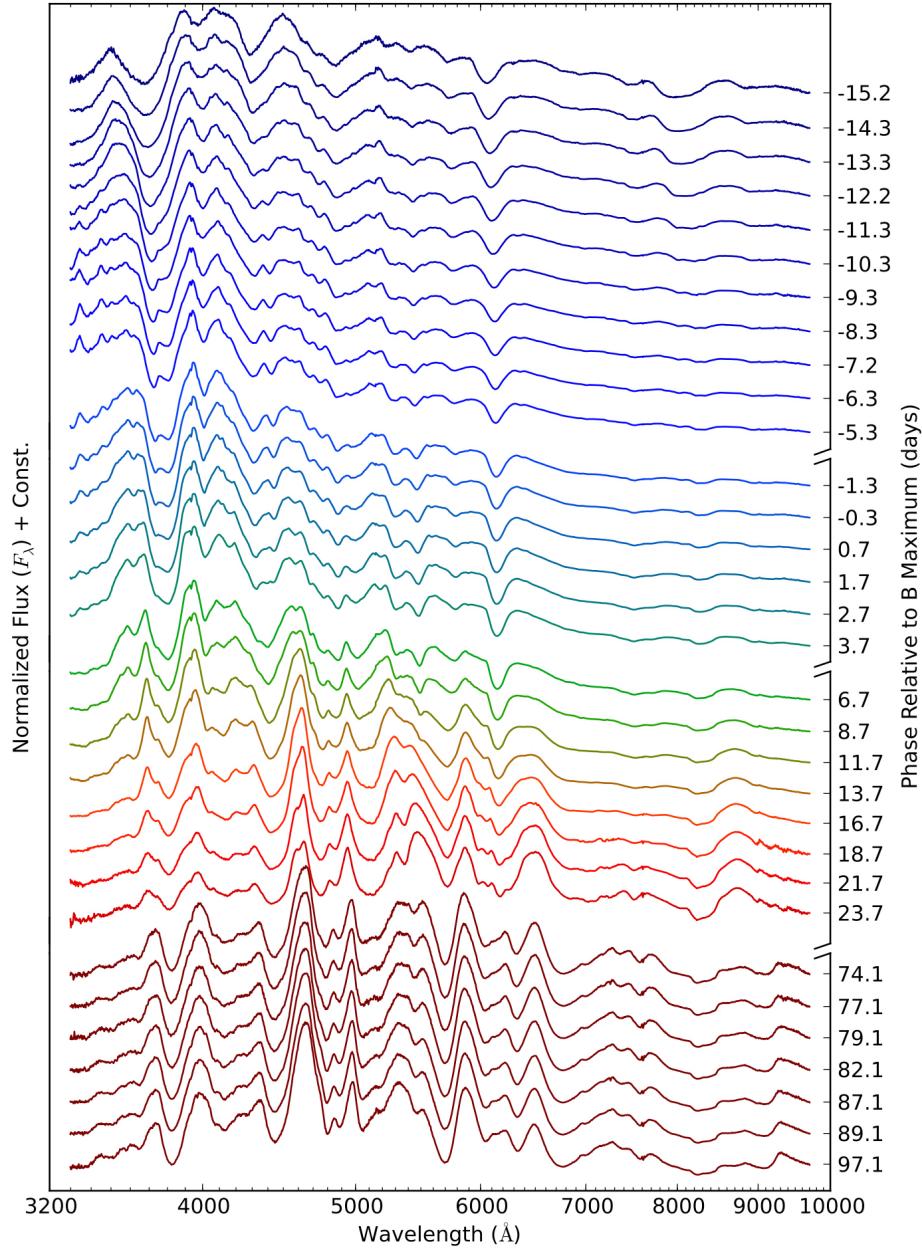


FIGURE 2.2 – Évolution temporelle du spectre de la SNIa SN2011fe entre -15 et $+100$ jours relativement à la phase 0 (pic de luminosité dans la bande B). Figure de [Pereira et al. \(2013\)](#), réalisée par la collaboration SNFactory.

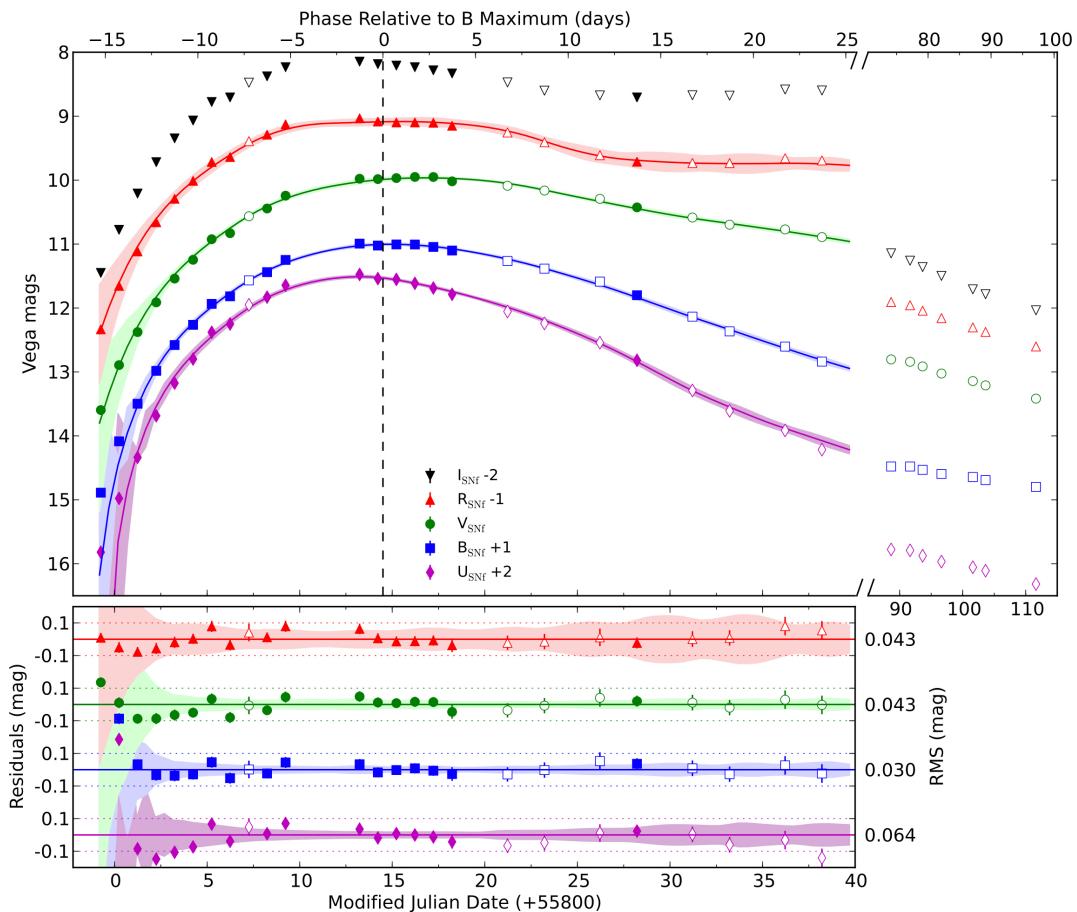


FIGURE 2.3 – Courbe de lumière de la SNIa SN2011fe entre -15 et $+100$ jours relativement à la phase 0 (pic de luminosité dans la bande B) et dans les bandes $UBVRI$. Les courbes indiquent l’ajustement effectué avec le modèle SALT2 (Sec 2.2.4). Le graphique du bas montre les résidus entre les mesures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

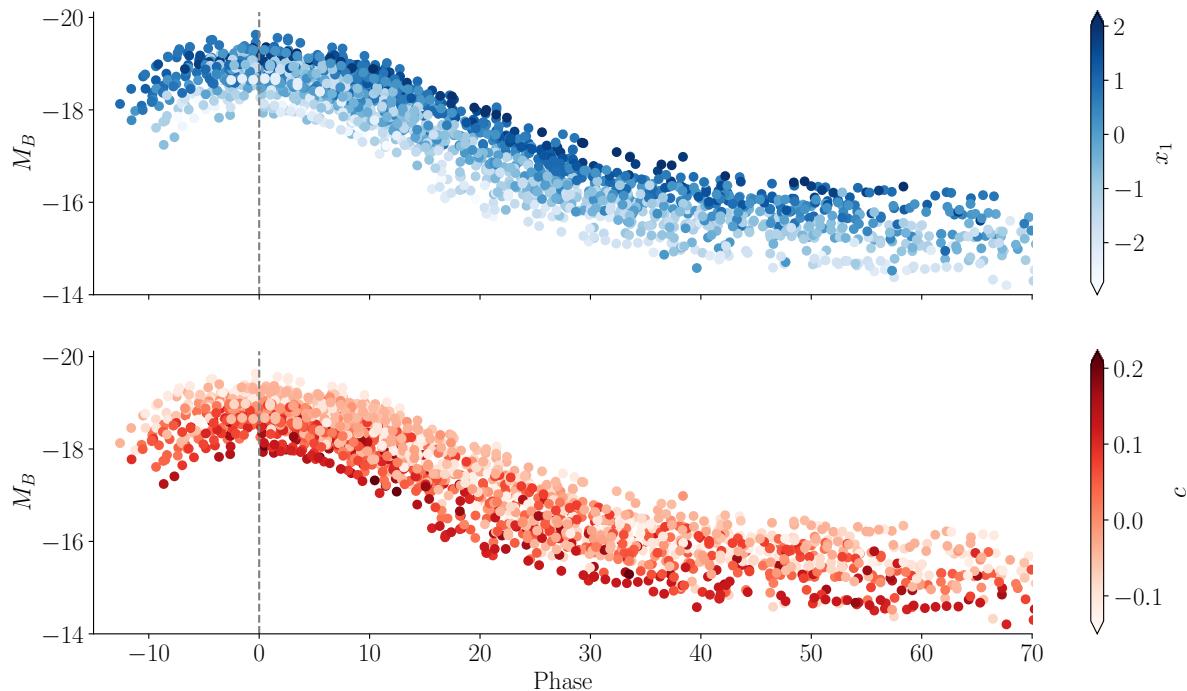


FIGURE 2.4 – Courbes de luminosité absolue de SNeIa à bas redshift de JLA dans la bande B . La ligne verticale correspond à la phase 0, exprimée en jours sur l'axe des abscisses. L'axe des ordonnées est inversée pour que les fortes luminosité soient vers le haut. *En haut* le code couleur indique la 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.

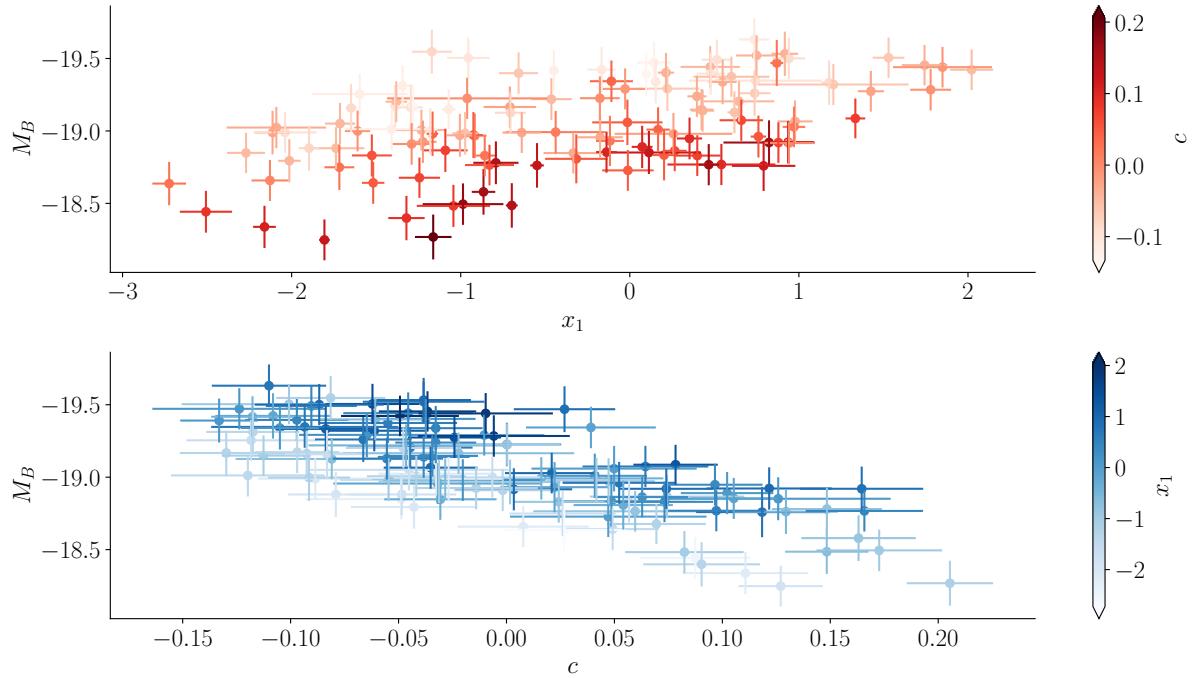


FIGURE 2.5 – Évolution du maximum de luminosité avec le stretch et la couleur pour les SNeIa à bas redshift de JLA dans la bande B . Le graphe *en haut* montre l'évolution du pic de magnitude avec le stretch. L'échelle de couleur en rouge indique la couleur c associée à chaque SNIa. De même, nous montrons *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 $z = 1.7$ (??). 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 ??, 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 *Large Synoptic Survey Telescope* (LSST ; ?), 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.

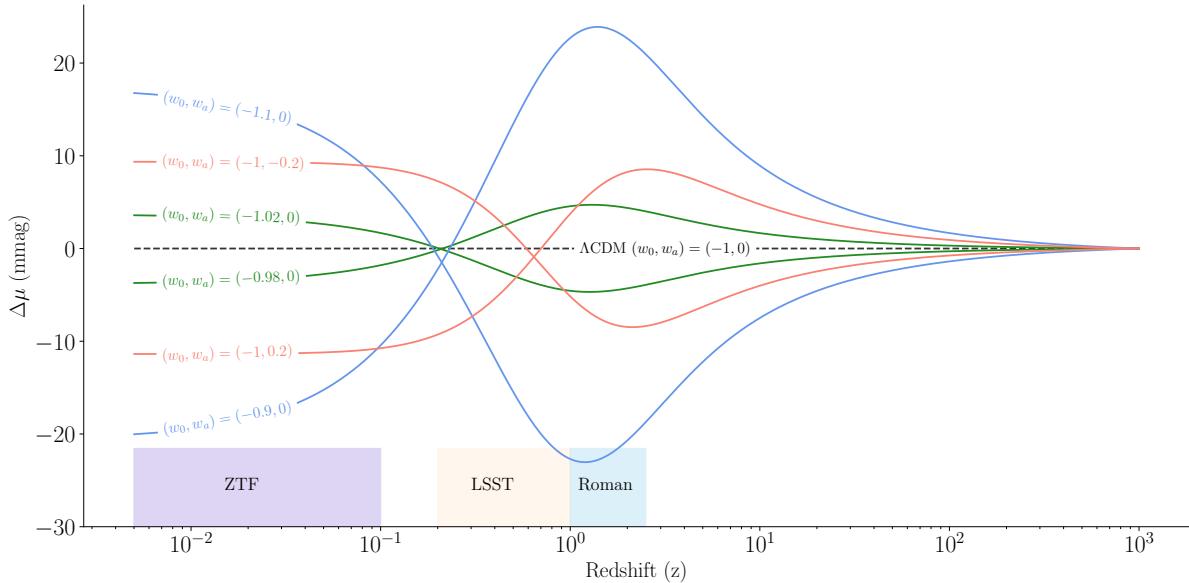


FIGURE 2.6 – Différence de module de distance en fonction du redshift pour différentes équation d'état de l'énergie sombre par rapport à Λ CDM ($w = 0$). Les modèles sont configurés pour se rejoindre à l'époque du CMB. Nous illustrons ici l'importance des échantillons à bas redshift, et la précision 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	56
3.3	Observation des Supernovae Ia avec ZTF	57

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. Afin d’arriver à cet objectif, la première étape est de détecter ces événements transitoires. Dans ce chapitre nous présenterons 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 focaliserons particulièrement ici sur la section photométrique de ZTF. Nous commencerons par présenter la collaboration et ses objectifs scientifiques, puis nous aborderons les caractéristiques de la caméra principale de ZTF et ses capacités photométriques. Enfin nous présenterons 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 précurseur de Palomar Transient Facility (PTF, 2009-2012) (RAU et al., 2009; LAW et al., 2009). Ces trois relevés grand champs utilisent le télescope Samuel Oschin (48 pouces $\approx 1\text{m}22$) à l'Observatoire de Palomar en Californie (Fig. 3.1).

D'une caméra avec un champ de vue de 7.9deg^2 pour PTF, ZTF utilise à présent pleinement le plan focal du télescope et bénéficie d'une nouvelle caméra offrant un champ de vue de 47deg^2 , équipé 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 transients détectés par la caméra principale.

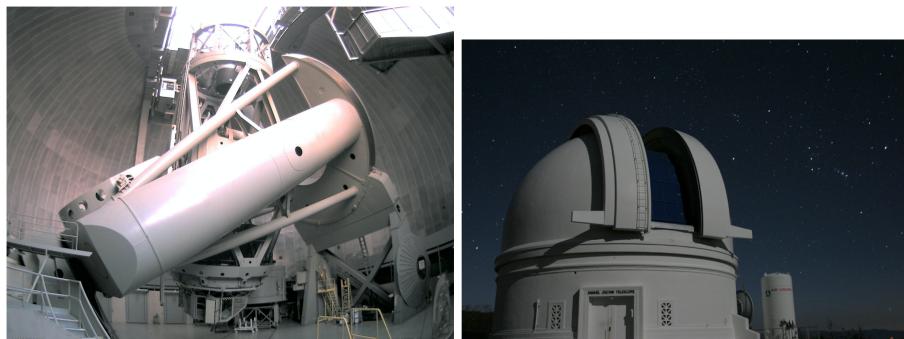


FIGURE 3.1 – Télescope Samuel Oschin P48 au Mont Palomar

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"> • IN2P3². • 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 | <ul style="list-style-type: none"> • University of Warwick, UK • Trinity College Dublin, Ireland • University of Maryland, College Park • Northwestern University • University of Wisconsin, Milwaukee • Lawrence Livermore National Laboratory • Caltech/IPAC |
|---|---|

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

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

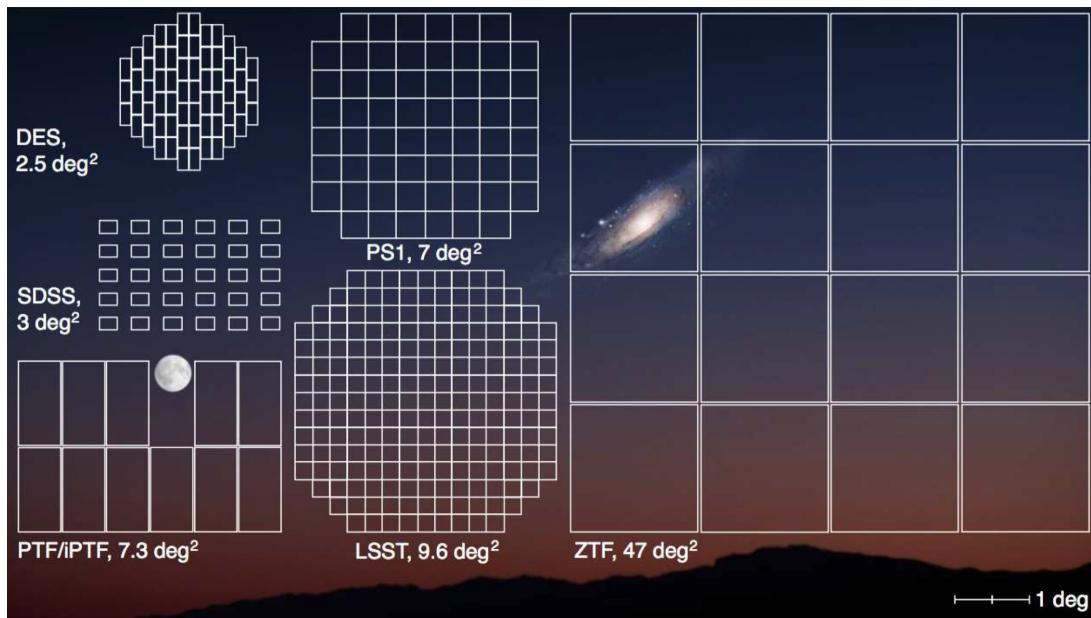


FIGURE 3.2 – Champ de vue de la caméra ZTF comparé à celui d’autres relevés astronomiques

ZTF est ainsi un partenariat privé-public, où son temps d’observation est divisé pour chaque phase du projet entre trois niveaux :

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 inférieur 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 des galaxies. Ce sont habituellement des trous noirs supermassifs et leur disque d’accrélation. Les TDEs, ou *Tidal Disruption Events*, correspondent à des phénomènes extrêmement lumineux émanants 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, seulement ≈ 500 de ces événements ont été observés dans l'Univers proche. En 3 ans ZTF a déterminé près de 3000 distances de ces événements.

- Physique des Supernovae

Indépendamment de leur type, de nombreux mystères demeurent sur la physique même de l'explosion des Supernovae. ZTF permet d'obtenir un échantillon unique de plusieurs milliers de Supernovae tout type confondu qui permet au groupe Bright Transient Survey (BTS) d'obtenir des mesures non-biaisées de taux de Supernovae, de fonctions de luminosités, 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 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 rayons-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. De tels phénomènes sont habituellement grossièrement localisés avec 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.

- 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 correspond 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 la caméra principale de ZTF, attachée au télescope P48 Samuel Oschi. 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 utiliser par de nombreuses collaborations, et est utilisé occasionnellement par ZTF.

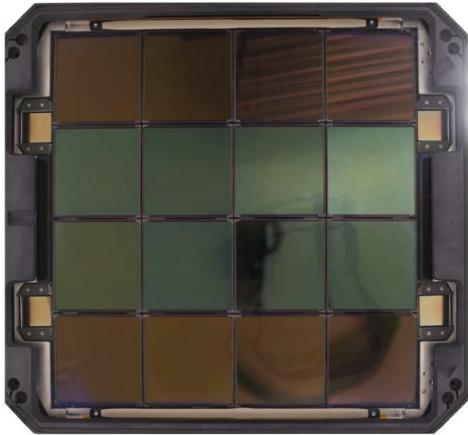
3.2 La caméra ZTF

3.2.1 Caractéristiques

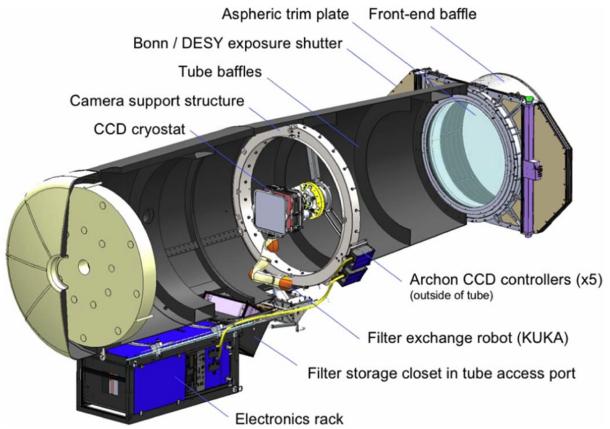
La nouvelle configuration de ZTF vis à vis de ses prédecesseurs PTF/iPTF est principalement due à sa nouvelle caméra de 47deg^2 , profitant de l'intégralité du plan focal du télescope Schmidt P48.

Comme illustré dans la Fig. 3.4a de [BELLM et al. \(2019b\)](#), la caméra est constituée d'une mosaïque de 16 CCD (Charge Coupled Device) composés de pixels carrés de $15\text{ }\mu\text{m}$ 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.

La FWHM mediane de la fonction d'étalement du point (PSF) résultant de cette configuration est de $2''.1$ dans les bandes *g* et *i*, et de $2''.0$ dans la bande *r*. Leur transmission respectives 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 20.8mag, la bande *r* de 20.6mag et la bande *i* 19.9mag. Nous illustrons les distributions de la FWHM et du seuil en magnitude pour chaque filtre dans la Figure 3.6.



(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).

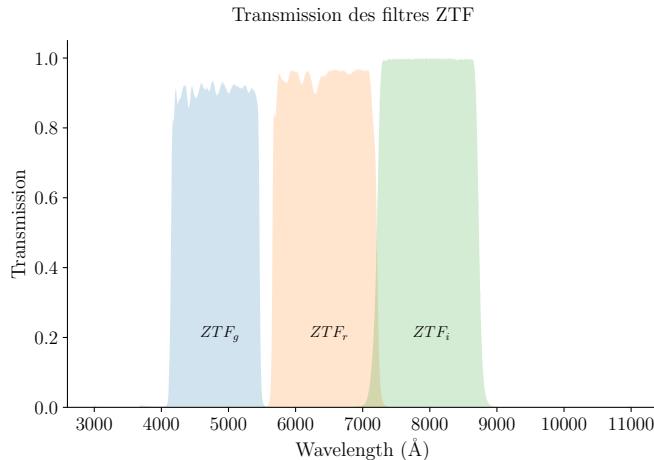


FIGURE 3.5 – Transmission des filtres g , r et i de ZTF ([DEKANY et al., 2020](#))

Le temps de pose utilisé avec cette caméra est de 30s, et la vitesse de lecture de seulement 8s. Entre le champ de vue de 47deg² et cette haute cadence d'acquisition, ZTF est capable de scanner près de 3750deg² 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 plus d'une fois par nuit. Pour donner un autre ordre d'idée, ZTF serait ainsi capable de reproduire le relevé POSS ([MINKOWSKI et ABELL, 1963](#)) en 2 nuits.

3.2.2 Gestion des données

Bien évidemment, un tel flux de données nécessite une infrastructure de traitement adéquate. Celle ci, appelée ZTF Science Data System (ZSDS) 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.

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

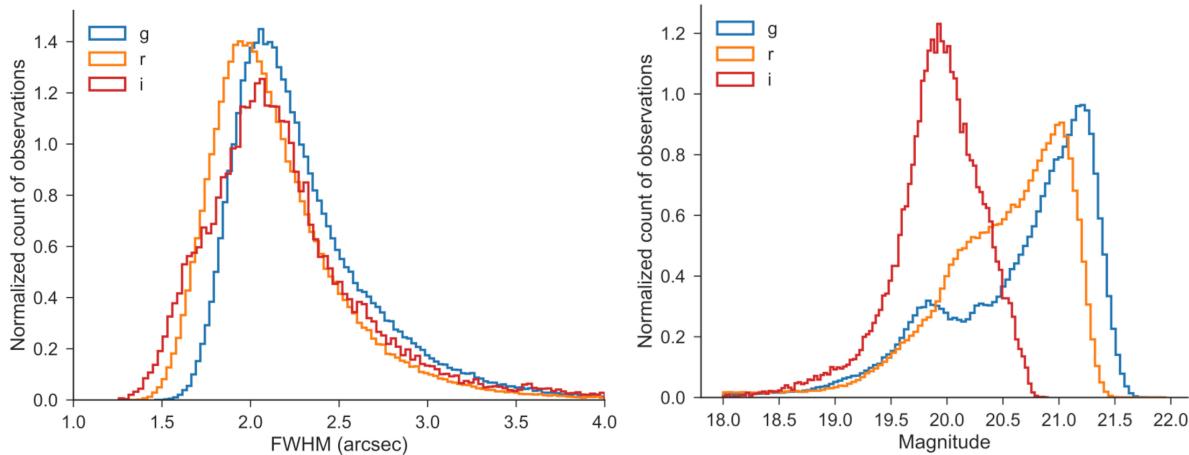


FIGURE 3.6 – *À gauche* l’histogramme normalisé de la largeur à mi-hauteur (FWHM) de la fonction d’étalement de point (PSF) pour chaque filtre durant le mois de Juin 2018 (BELLM et al., 2019b). *À droite* est représenté l’histogramme à 5σ des magnitudes limites avec un temps de pose de 30s pour chaque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

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 déployée 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 Kafka¹ qui fourni un système unifié en temps réel à latence faible pour la manipulation de flux de données, et Avro² 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 LSST.

Seules les alertes provenant des observations liées au programme MSIP sont rendues public immédiatement. Les images en revanches (brut, 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 DataRelease³ 10 est public, 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.

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

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

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

Les événements transitoires nécessitant d'être filtrés parmi toutes les alertes reportées par ZTF, [NORDIN et al. \(2019\)](#) a 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 demi d'observations (Mars 2018-Novembre 2020), ZTF a déjà répertorié plus de 3000 SNIa.

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 $\bar{z} = 0.057$, incluant 547 SNeIa, 155 SNeII, 40 SNeIb/c et 19 SLSNe. La Figure 3.7 ([Rigault et al DR2](#)) 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 *échantillon dorée*, 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 définie, sont les suivants :

- ◊ Seulement les détections photométriques à 5σ sont considérées
- ◊ Au moins 7 points avec le maximum dans au moins 2 bandes
- ◊ Au moins 7 points après le maximum dans au moins 2 bandes

Environ 40% de ces Supernovae possèdent un redshift spectral de leur galaxie hôte (majoritairement des relevés SDSS). 50% proviennent des caractéristiques des spectres des supernovae elles mêmes, et 10% de raies d'émissions de la galaxie hôte ayant contaminées le spectre de la SNIa. Il est à noté 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 supérieur à 20 mag, ce qui signifie que d'autres relevés (comme par exemple DESI) pourraient à posteriori mesurer et fournir les redshift manquant.

ZTF a donc montré sa capacité à débusquer et classifier pas moins de 1000 Supernovae de type Ia par an, très loin devant l'actuel (ancien) leader à bas redshift Pantheon ([SCOLNIC et al., 2018](#)) avec 1048 SNeIa sur les 20 dernières années, dont seulement 210 à un redshift

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

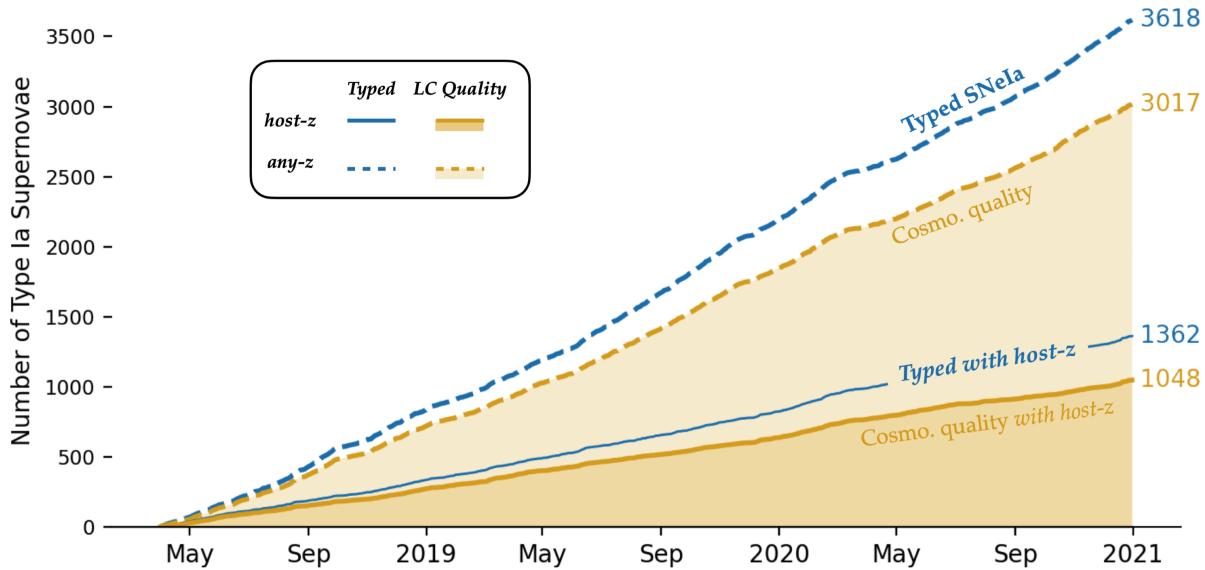


FIGURE 3.7 – Nombre cumulé de SNIa observés par ZTF (phase 1). Les contours dorés correspondent à l'échantillon passant les critères de coupure pour une qualité cosmologique. Le trait plein montre les SN avec un redshift spectroscopique de leur galaxie hôte. À titre de comparaison, le set de données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

$z < 0.1$. 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 cours d'étude, des premiers résultats obtenus sur les courbes de lumières ainsi que des ouvertures sur la dérivation de paramètres cosmologiques.

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 dédiée 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	67
4.3	Actuelle méthode 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	71
4.5	Contamination par la galaxie hôte	72

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté la collaboration Zwicky Transient Facility et nous nous sommes focalisés sur la caméra principale de 47deg^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 ??, 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 leur spectre, dont les raies d'absorption/émission sont caractéristiques d'un type à l'autre de SN. Ainsi, 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 3D SEDm est ce qu'on appelle un IFS pour Integral Field Spectrograph. Sans surprise, c'est un instrument qui permet de recueillir le spectre du ciel sur 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 ou une vitesse). Dans tout le manuscrit, cette notion de 3D/cube 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, mais également 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 le court intervalle de longueur d'onde dispersable sans induire de chevauchement.
- **Le paquet de fibre** comme avec l'IFS du relevé MaNGA d'SDSS ([YAN et al., 2016](#)) qui peut être utilisé en combinaison ([BARDEM 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 disperé 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

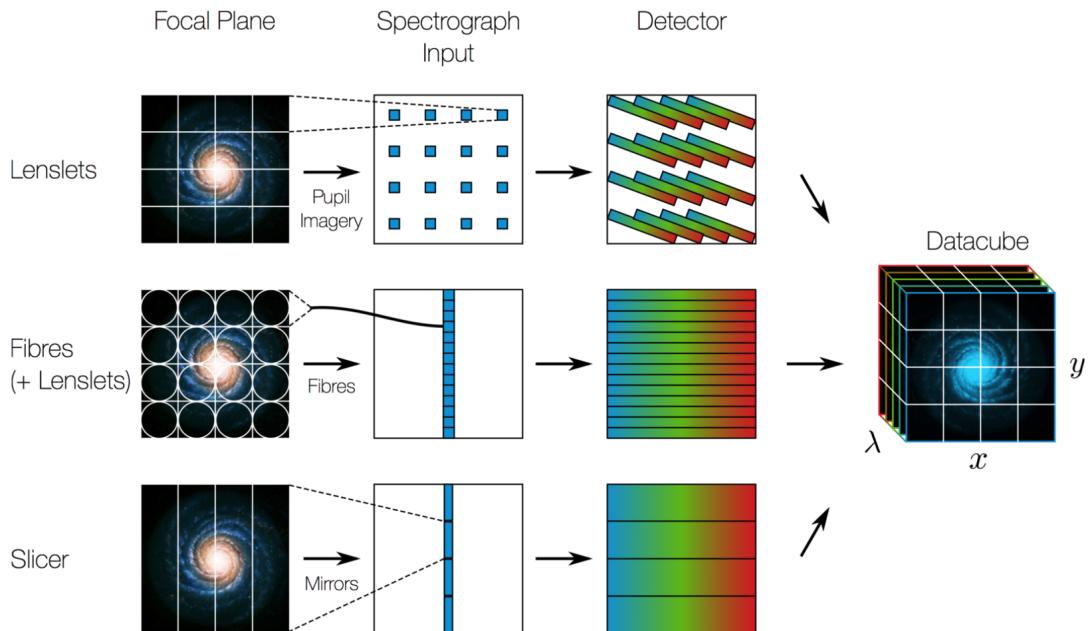


FIGURE 4.1 – Fonctionnement d'un IFS pour différents types d'IFU. La SEDm utilise un système d'agencement de micro-lentilles (cas du haut) (*Crédit M. Westmoquette, adaptée de ALLINGTON-SMITH et CONTENT (1998)*)

ayant pour origine un élément individuel de l'IFU. Ces éléments sont en quelques sortes 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 présenté dans la Figure 4.2, où l'on peut voir qu'il est composé de deux canaux : 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 caméras 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

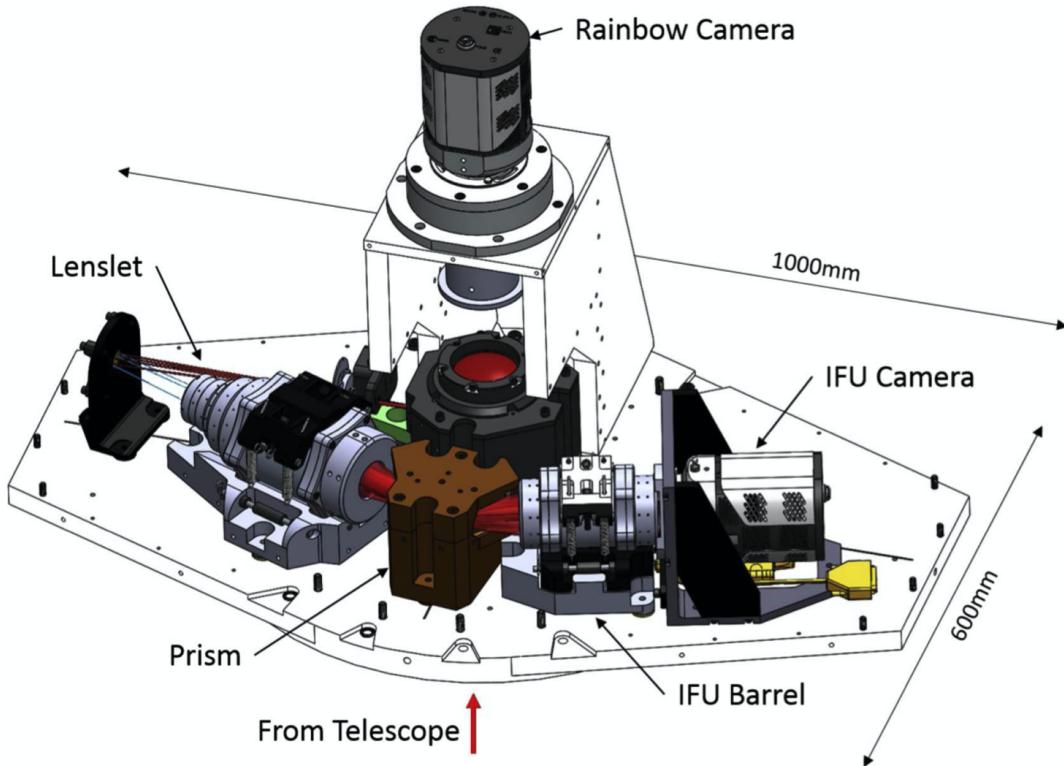


FIGURE 4.2 – Vue d’ensemble de la SEDm ([BLAGORODNOVA et al., 2018](#)). La source de lumière du Cassegrain est indiqué par la lumière rouge. L’instrument photométrique, la RC, est situé en haut au centre et récolte directement la lumière. Pour l’IFU, la lumière est redirigée jusqu’à un miroir que l’on 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 dispersé et focalisé par l’optique (IFU Barrel) sur le détecteur (IFU Camera).

dévier une partie qui sera transmise à la caméra de 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 fitter d’astrométrie est appliquée. Cette étape fournit une information précise sur le pointage du télescope, et permet donc d’appliquer l’offset nécessaire pour positionner la cible au centre du champ de vue de l’IFU.

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

- ◊ La localisation de la lumière des spaxels sur le CCD : la trace.
- ◊ 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 spectral 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 réels.

Toute cette démarche a été implémenté dans le pipeline public **PYSEDM**¹, conçu 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 vignettage (habituellement dominant sur les bords du détecteur). Pour le mesurer, il faut illuminer le détecteur avec une lumière uniforme.
- **Le dark** lui permet de corriger le bruit dû aux longues expositions. Une caméra CCD (ou un capteur CMOS comme dans les Reflex) génère un bruit thermique, dont l'intensité dépend de la température, du temps de pose et des ISO. Pour diminuer ce bruit, on soustrait le dark aux images de science. On crée les dark dans les mêmes conditions que les observations (temps d'exposition, température, ISO 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 bruit inhérent à la caméra : le bruit de lecture. Tout comme le dark, il se soustrait aux images de science. Tout comme le dark, ces images ce fond dans le noir, mais avec le temps d'exposition minimal atteignable par la caméra.
- **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).

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

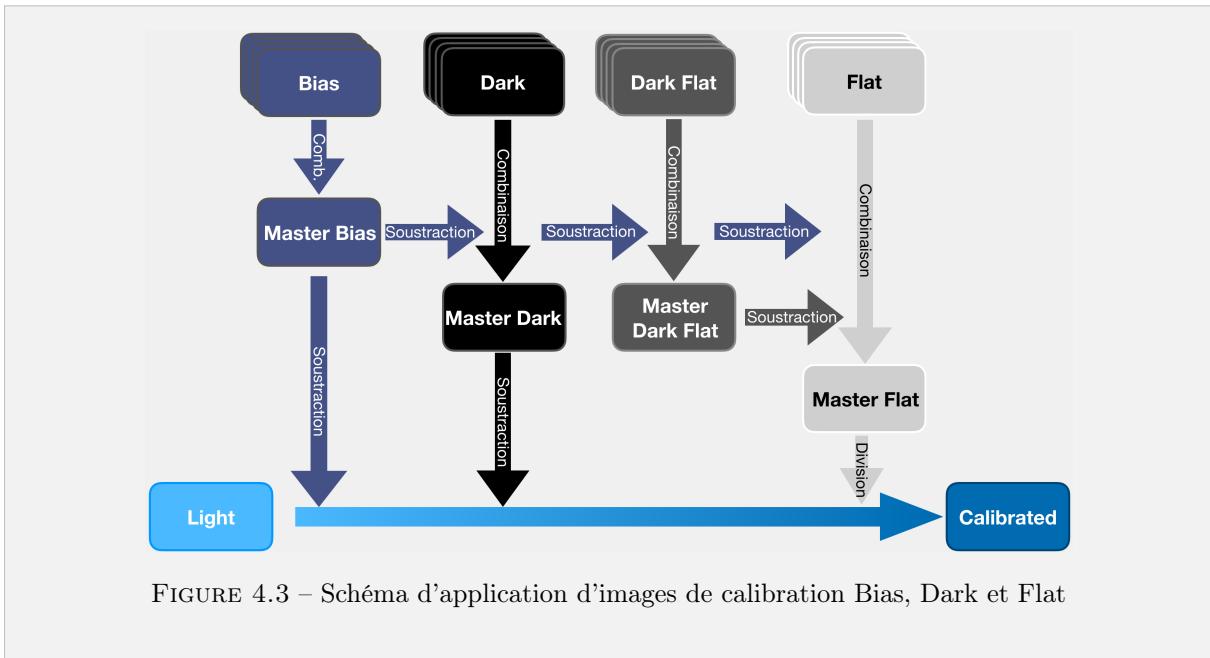


FIGURE 4.3 – Schéma d’application d’images de calibration Bias, Dark et Flat

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 (BARRY, 2016) (implémentation python de SExtractor BERTIN et ARNOUDS (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 encapsulée. 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 “count” par pixel.

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

Hg Lampe à mercure avec 4 raies d’émission.

Cd Lampe à cadmium avec 4 raies d’émission.

Xe 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.

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

- (c) Fit 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) Fit conjoint des 14 centroids 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.

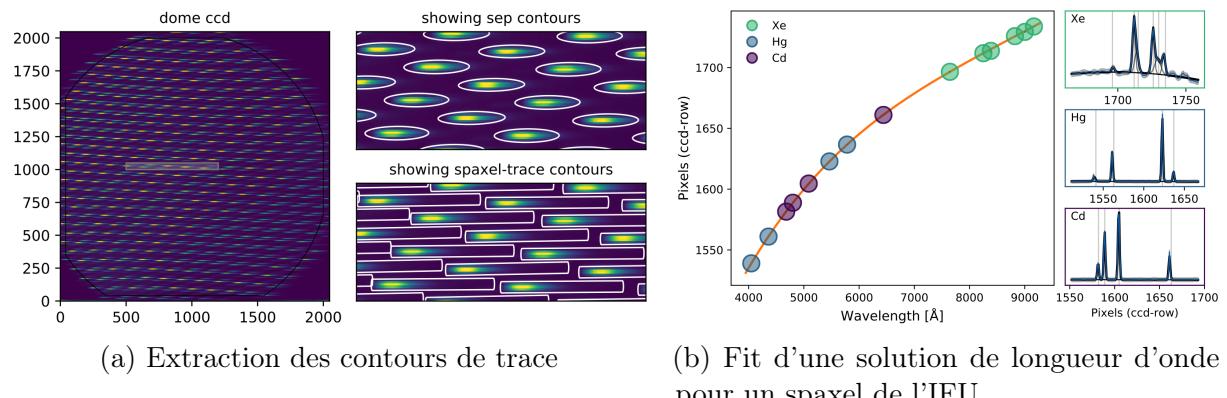


FIGURE 4.4 – Extraction de traces (*à gauche*) et fit de solution en longueur d'onde (*à droite*) pour la SEDm (de [RIGAULT et al. \(2019\)](#))

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 chaque vertex. Combinés aux spectres extraits de chaque spaxel, cela permet de cartographier la position de chaque spaxel, et ainsi reconstruire le MLA.

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 calibrations 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'information technique) :

- (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 longueur d'onde.
- (f) Application du cube Flat (exposition du dome) pour corriger la réponse relative des spaxels.

4.3 Actuelle méthode d'extraction de source ponctuelle

4.3.1 Localisation de la cible

Avant d'extraire la source ponctuelle ciblée avec 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 résoudre 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 outlier comme un rayon cosmique).

Mais dans le cas de l'observation d'un transient, c'est un peu plus subtil. Cette dernière peut en effet être accompagnée de sa galaxie hôte dans le champ de vue, et la méthode des spaxels brillants ne marche 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.

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 par sa position, sa fonction d'étalement de point (PSF), et son amplitude. Il faut à cela rajouter une composante de fond, le background, qui doit modéliser le ciel (constante) mais également la lumière de la galaxie hôte, considéré ici comme un background structuré.

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 pour un meilleur ratio 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 background**, qui est structuré à cause de la présence potentielle de la galaxie hôte dans le champ de vue, est modélisé par un polynôme d'ordre 2, et a ainsi 3 paramètres libres.
- **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 fittés pour chaque meta-tranches prises indépendamment les unes des autres.

Le set de paramètres ainsi obtenu est utilisé pour déterminer la chromaticité de la position et de la PSF. L'amplitude et le background 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 fittés à partir du set 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 background 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 (BUTTON et al., 2013) :

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

avec $S^*(\lambda, t)$ le spectre instrinsèque de la source en unités physiques ($erg/cm^2/s/\text{\AA}$), $\mathcal{C}_{atm}(\lambda, t, z)$ l'extinction atmosphérique, $\mathcal{C}_{inst}(\lambda, t)$ la réponse instrumentale et $\mathcal{T}(\lambda, t, z)$ l'absorption tellurique qui dépend de la masse d'air 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 $\mathcal{C}_{inst}(\lambda, t)$ et $\mathcal{T}(\lambda, t, z)$ pour isoler S^* .

Le formalisme de calibration de notre spectre en pseudo-ADU est ainsi :

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

Les spectres telluriques utilisées sont ceux du Kitt Peak National Observatory¹ (HINKLE et al., 2003), scindés en deux catégories de longueur d'onde : l'O₂ et l'H₂O. L'absoption tellurique, dépendant de la masse d'air, est alors exprimée suivant :

$$\mathcal{T}(z) = \mathcal{T}_{O_2} \times (c_{O_2} + z^{\rho_{O_2}}) + \mathcal{T}_{H_2O} \times (c_{H_2O} + z^{\rho_{H_2O}}) \quad (4.2)$$

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

La détermination des composantes \mathcal{C}_{inst} et \mathcal{T} est alors la suivante :

- (a) On observe des étoiles standard du catalogue Calspec (BOHLIN et al., 2014) avec la SEDm.
- (b) On en extrait le spectre en pseudo-ADU avec la méthode d'extraction de source ponctuelle (Section 4.3.2).
- (c) On récupère dans les archives calspec² le spectre spectrophotométrique correspondant à l'étoile standard observée.
- (d) Les composantes de réponse instrumentale \mathcal{C}_{inst} et d'absoption telluriques \mathcal{T} sont fittées simultanément en minimisant la quantité $(S_{pADU}/S_{ref}) - (\mathcal{C}_{inst} \times \mathcal{T})$.

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

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

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

2. https://archive.stsci.edu/hlsp/references-atlases/cdbs/current_calspec/

On appelle la quantité ($\mathcal{C}_{inst} \times \mathcal{T}$) la courbe de sensibilité inverse. 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.

4.4 Classification

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 classificateur 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 classificateur **SNID** qui est utilisé. Ce dernier est disponible publiquement¹ 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) Binner 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 d'ordre 4.

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 ($rlap$), qui est par définition compris entre $0 < rlap < \ln(\lambda_1/\lambda_2)$ (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 $rlap = r \times ldp$. 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**.

La banque 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.

¹. <https://people.lam.fr/blondin.stephane/software/snid/>

Les spectres pour lesquels la date du maximum de luminosité ont été retirés. La banque 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 Contamination par la galaxie hôte

Il est indéniable que le pipeline `PYSEDM`, de par sa polyvalence et son automatisation, est d'une grande efficacité en ce qui concerne la réduction de données et l'extraction de sources ponctuelles.

Cependant cela n'est rendu possible que lorsque la source ponctuelle est 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 spectral de la supernova. Sachant que la FWHM d'une source ponctuelle est de l'ordre de $2''$ pour la SEDm, il est raisonnable de considérer une contamination croissante par la galaxie hôte lorsque la distance angulaire passe en deçà des $4''$, jusqu'à être presque confondu dans le coeur de la galaxie hôte en deçà de $2''$ (n'oublions pas que le bulbe de la galaxie est également étendue). Hors nous pouvons voir dans la Figure 4.6 ([FREMLING et al., 2020](#)), que près de 60% des SNeIa sont à une distance angulaire inférieur à $4''$, et 40% 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, afin d'utiliser les informations spatiales. 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 effectué 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 cosmic, et le voxel en question est ainsi ignoré lors de l'extraction spectral de la source ponctuelle.
- `CONTSEP` 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 lesquels une source ponctuelle fictive de magnitude 16 est insérée à la position céleste de détection. Cela permet alors de récupérer les contours d'isomagnitude, et ainsi ne sélectionner "que" les spaxels de la source ponctuelle lors de son extraction.

Vis à vis du problème de la contamination par la galaxie hôte, seul `CONTSEP` est d'intérêt. 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

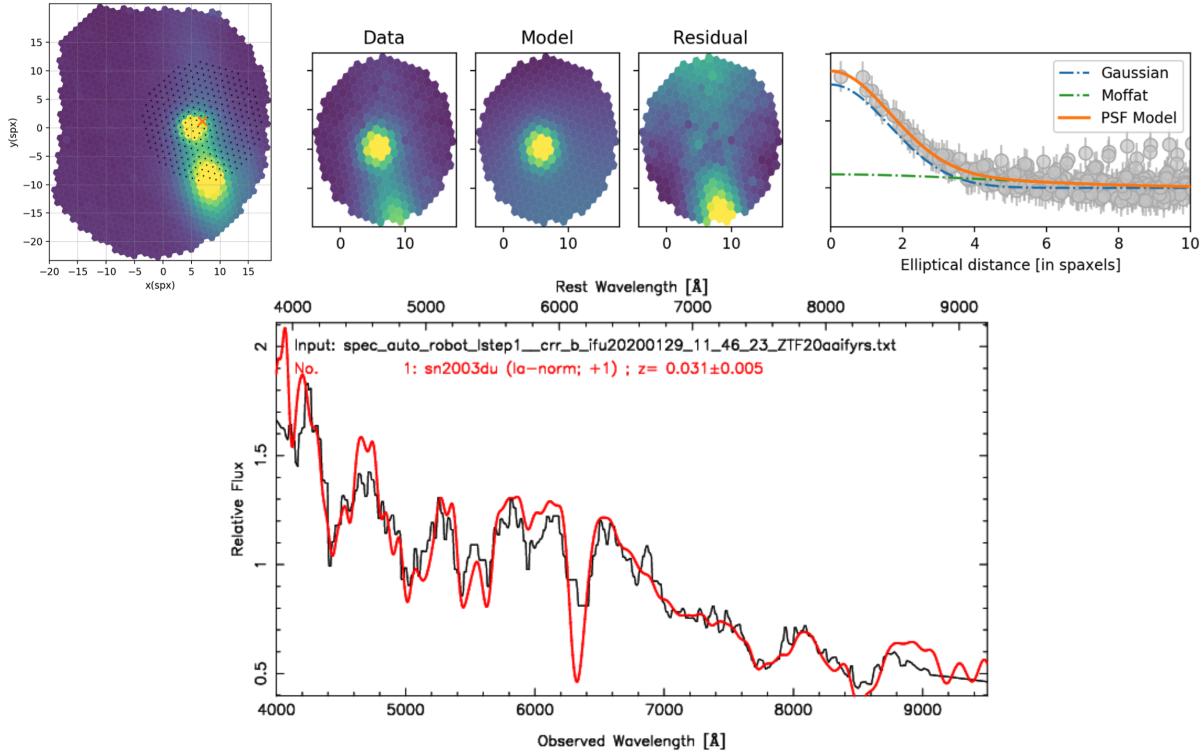


FIGURE 4.5 – Exemple d’extraction de source ponctuelle avec **PYSEDM** : ZTF20aaifyrs. *En haut, de gauche à droite :* (a) Image 2D intégré du cube 3D extrait suivant les étapes de la section 4.2. La croix orange indique la position estimée de la source ponctuelle à partir des images de guidages de la RC (section 4.3.1). Les marqueurs noirs correspondent aux spaxels considérés pour l’extraction de la source. (b) Meta-tranche intégrée entre $\lambda = [5750 - 6167]\text{\AA}$ centré sur la position estimée de la source ponctuelle et de rayon 10 spaxels. (c) Modèle fitté avec la composante de background et la PSF (section 4.3.2). (d) Résidu Data-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 en fonction du rayon elliptique après soustraction du modèle de background. 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 fitté par **SNID** en rouge. On peut clairement voir ici que la source ponctuelle extraite est une Supernova de type Ia proche de son pic de luminosité.

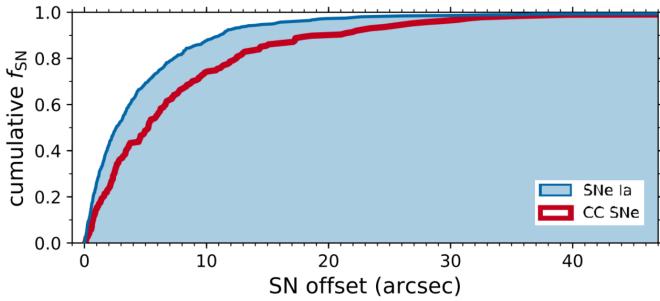


FIGURE 4.6 – Distribution cumulée du décalage angulaire, en secondes d’arc, entre les supernovae BTS et leur galaxie hôte (Figure 6 de [FREMLING et al. \(2020\)](#)). L’anagramme “CC” fait référence au terme “Core-Collapse”. Les supernovae de type Ia ont un redshift en moyenne plus élevé, ce qui explique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

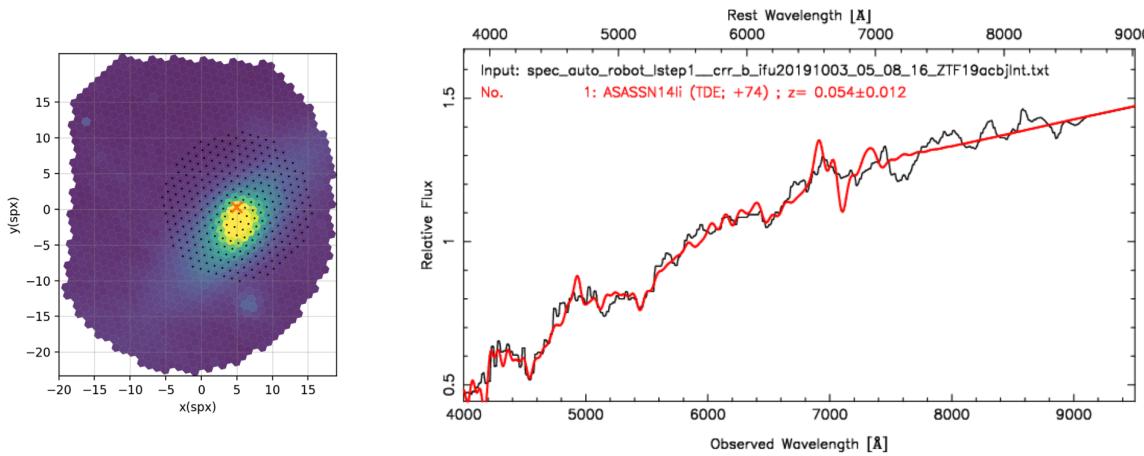


FIGURE 4.7 – Exemple de situation extrême de contamination de supernova par la galaxie hôte : ZTF19acbjnt. À gauche est représenté une image 2D du cube intégré entre $[5000 - 8000]\text{\AA}$. La croix orange indique la position estimée de la supernova à partir des images de guidage de la RC. Les marqueurs 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 rien au résultat.

distribution des r_{lap} obtenus avec SNID, et une amélioration globale de la classification de 1.5% en se basant sur celles de l’échantillon BTS 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) explode quasiment dans la ligne de visée du coeur de la galaxie.

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.

Deuxième partie

Extraction de spectre de Supernovae

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

Sommaire

5.1	Idée générale	78
5.1.1	Problématique	78
5.1.2	La composante galactique	78
5.2	SED Fitting	79
5.2.1	SED d'une galaxie	79
5.2.2	SED Fitter	80
5.3	Présentation du Pipeline	81
5.3.1	Cube intrinsèque	82
5.3.2	Modélisation de scène 2D	82
5.3.3	Modélisation chromatique et projection 3D	82
5.4	Cas pédagogique de présentation	83

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 spectrale 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'extinction 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. 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 légions 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, à la volée des observations.

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 profonde des caractéristiques de l'instrument mais également de prendre en compte les conditions environnementales 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 communes de ciel avec ZTF, et permettent donc de remonter à des informations photométriques de la galaxie encore isolée de la supernova.

Sauf que nous souhaitons une modélisation spectrale. Il faut donc un moyen de passer de l'espace photométrique à l'espace spectral, autrement dit estimer la Spectral Energy Distribution (SED) de la galaxie.

Plus précisément encore, l'objectif est de pouvoir recréer un cube 3D contenant uniquement la galaxie, afin de pouvoir la projeter dans l'espace de la SEDm en prenant en compte les propriétés de l'instrument et les conditions d'observation. Donc non seulement il faut être en mesure de passer de l'espace photométrique à l'espace spectral, mais il faut le 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 d'un simple polynôme. Cela permettrait de créer un cube 3D avec une source 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'utiliser un SED Fitter appliqué aux données photométriques de la galaxie, afin de construire un cube 3D qui servira de base pour le modéliseur de scène.

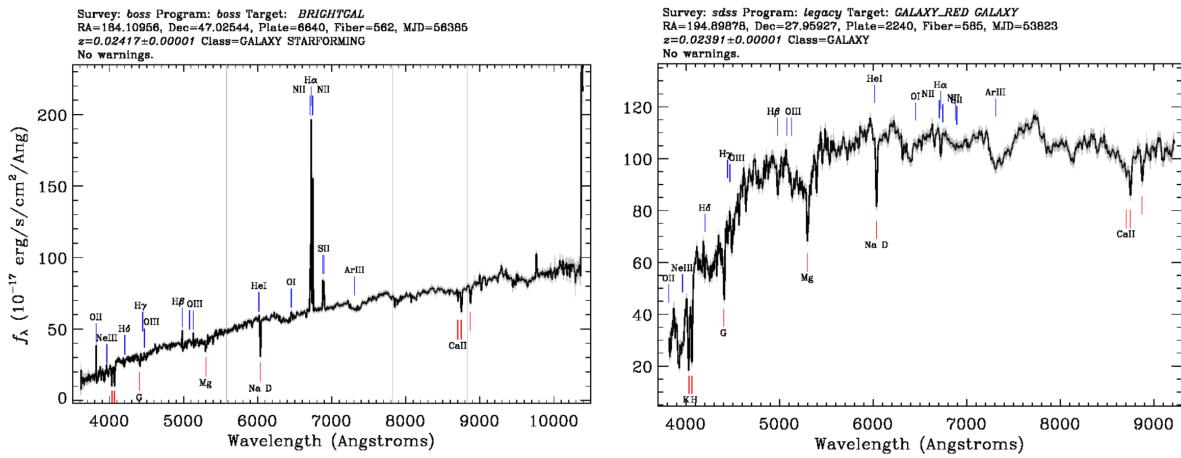


FIGURE 5.1 – Exemple de spectres de galaxies (crédit SDSS). *À gauche*, le spectre d’une galaxie spirale avec présence d’une forte raie d’émission H_α. Cela se traduit par une forte présence d’étoiles jeunes (bleues) et de gaz qui favorise la formation stellaire. *À droite*, le spectre d’une galaxie 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.

5.2 SED Fitting

5.2.1 SED d’une galaxie

Bien évidemment il est impossible de parler de SED Fitter sans parler des connaissances existantes sur le 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 noire, une galaxie est composée d’étoiles de tout âge, de gaz atomiques moléculaires ou ionisés, de poussières et potentiellement d’un trou noir supermassif (KORMENDY et HO, 2013). Les étoiles qui composent la galaxie (entre 10^8 et 10^{14}) émettent la lumière qui nous permet de la détecter. D’autre part, 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 dans l’UV/proche infrarouge et une diffusion des radiations, puis en ré-émettant 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 recherche (CASEY, 2012; DALE et al., 2014; DRAINE et LI, 2007; CHARY et ELBAZ, 2001).

La manipulation de modèles pour chaque processus physique en oeuvre dans une galaxie a permis l'émergence de nombreuses méthodes pour fitter 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 SED Fitter

Le fit d'une distribution énergétique spectrale d'une galaxie est la méthode première permettant d'inférer ses propriétés physiques intrinsèques à partir d'observations. Ces propriétés peuvent ensuite être confrontés aux prédictions provenant de théories d'évolution et formations de galaxies. De ce fait, l'utilisation de 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 fit 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 le fitteur 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 maximum 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 part sa rapidité de calcul et une certaine simplicité à mettre en place. Néanmoins ces avantages sont bridés par certaines limites. Par exemple, de part la haute non-Gaussianité de certains espaces de vraisemblance, 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.

1. <http://ulyss.univ-lyon1.fr>

2. <http://www.icg.port.ac.uk/firefly/>

3. <https://www.cfht.hawaii.edu/~arnouts/LEPHARE/lephare.html>

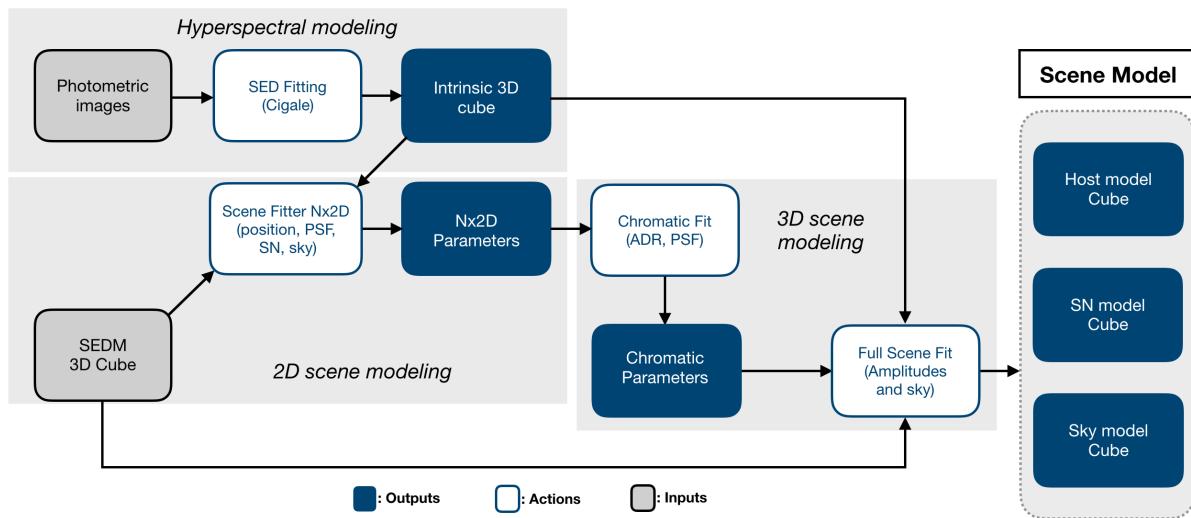


FIGURE 5.2 – Présentation du pipeline HYPERGAL.

Dans l’optique de résoudre ces problèmes, des techniques de forward-modeling Bayesien 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 déterminée, 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 CIGALE¹ (BURGARELLA et al., 2005; NOLL et al., 2009; BOQUIEN et al., 2019) ou encore MAGPHYS² (DA CUNHA et al., 2008).

Le succès du forward-modeling Bayesien a rapidement été adopté, 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 BEAGLE³ (CHEVALLARD et CHARLOT, 2016), BAGPIPES⁴ (CARNALL et al., 2018, 2019) ou encore plus récemment PROSPECTOR⁵ (JOHNSON et al., 2021) et PIXEDFIT⁶ (ABDURROUF et al., 2021).

Nous terminerons la présentation des SED Fitter 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 set de modèles disponibles publiquement.

5.3 Présentation 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 tracerons l’organisation de cette Partie

1. <https://cigale.lam.fr>
2. <http://www.iap.fr/magphys/>
3. <http://www.jacopochevallard.org/beagle/>
4. <https://github.com/ACCarnall/bagpipes>
5. <https://github.com/bd-j/prospector>
6. <https://github.com/aabdurrouf/piXedfit>

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

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 spectral 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 impulsionnelle 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 métatranches (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 fittée aux meta-tranches correspondantes de l'observation, dont la minimisation permettra de récupérer un set de $N \times 2D$ paramètres.

5.3.3 Modélisation chromatique et projection 3D

Les $N \times 2D$ paramètres sont ensuite utilisés pour fixer la chromaticité des composantes de la scène, comme la réponse impulsionnelle 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 chromaticités sont déterminés a priori, et les paramètres de ces modèles sont fittés à partir des $N \times 2D$ paramètres obtenus de l'étape précédente.

Une fois la chromaticité fixée, l'ensemble des paramètres de projection de chaque tranche du cube intrinsèque dans l'espace SEDm devient fixe, et seuls les paramètres

d'amplitudes (fond de ciel, supernova...) sont fittés 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 background, 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 des différentes étapes du pipeline. Pour une illustration appropriée, nous utiliserons un cas pédagogique de modélisation de scène où la supernova est suffisamment distinguable de sa galaxie hôte.

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

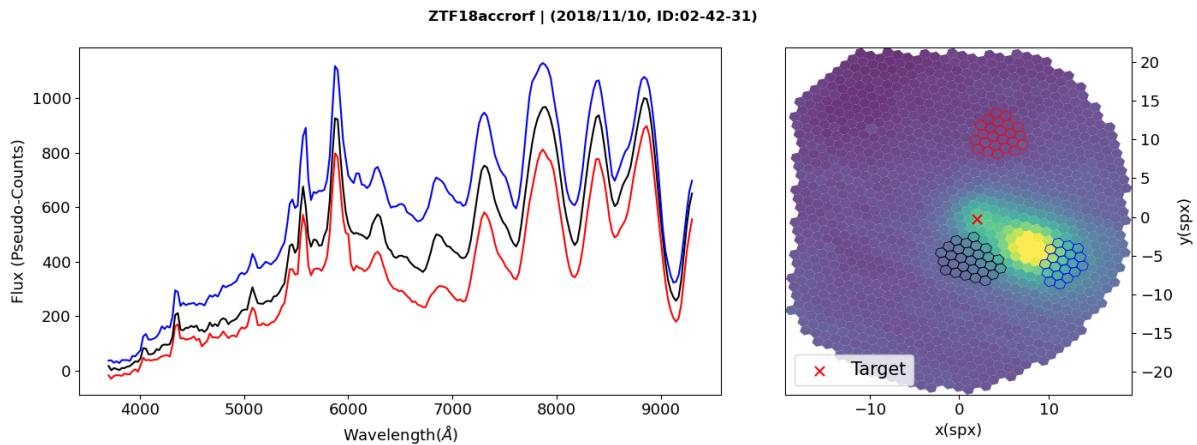


FIGURE 5.3 – Cube 3D d'une observation de ZTF18accorrf avec la SEDm. La figure de gauche montre les spectres en unité de pseudo-ADU, dont le code couleur correspond aux spaxels sélectionnés dans la figure de droite. La forme similaire des trois spectres malgré une localisation différente des spaxels 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.

Malgrès 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 confondu avec le coeur de sa galaxie hôte.

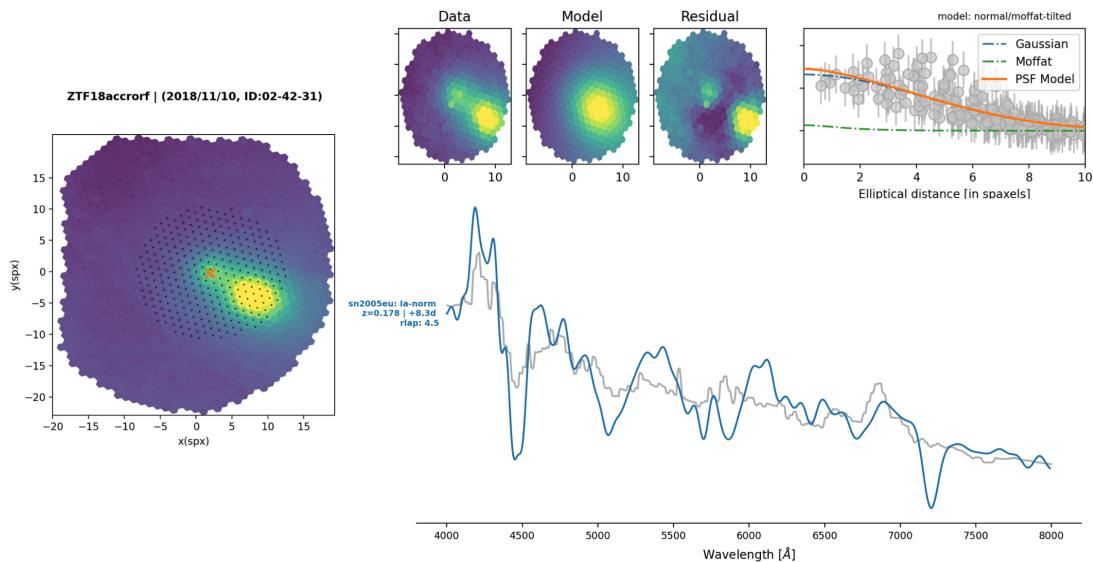


FIGURE 5.4 – Extraction de ZTF18accorf avec `PYSEDM`. Sur la *gauche* est représenté une image 2D du cube intégré spectralement, avec la croix rouge indiquant la position estimée de la supernova à partir des informations de guidage avec la Rainbow Camera. Les marqueurs noirs représentent les spaxels 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 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 ZTF.

Modélisation hyperspectrale

Sommaire

6.1	Source photométrique	86
6.1.1	Relevé astronomique Pan-STARRS1	86
6.1.2	Utilisation des images PS1	88
6.2	CIGALE et SEDFitting	89
6.2.1	Présentation de CIGALE	90
6.2.2	Préparation des images photométriques	90
6.2.3	Configuration de CIGALE	93
6.2.4	Utilisation	95
6.3	Construction du cube intrinsèque	97
6.3.1	Échantillonnage des spectres dans l'espace SEDm	98
6.3.2	Construction du cube	98

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 transitoire dans tout le ciel Nord, couverture de la caméra. 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 basé sur la première Data Release ce relevé astronomique 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 1m80 de diamètre avec une focale de 8m, et un miroir secondaire de 0.9m.

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 appareils 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.

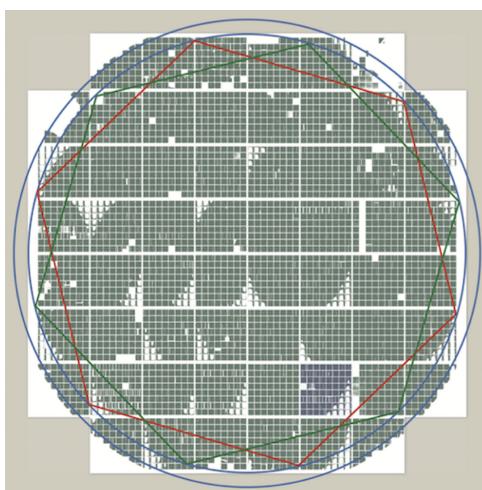


FIGURE 6.1 – Plan focal de la Gigapixel Camera (PS1) (figure de [CHAMBERS et al. \(2016b\)](#)). Les cellules non fonctionnelles sont masquées et représentées en blanc dans la figure ci-dessus.

Une des missions de PS1 (à plus de 56% du temps alloué) est l'observation de tout le ciel Nord à une déclinaison $\delta > 30^\circ$: c'est le relevé 3π Stéradian. Les observations sont

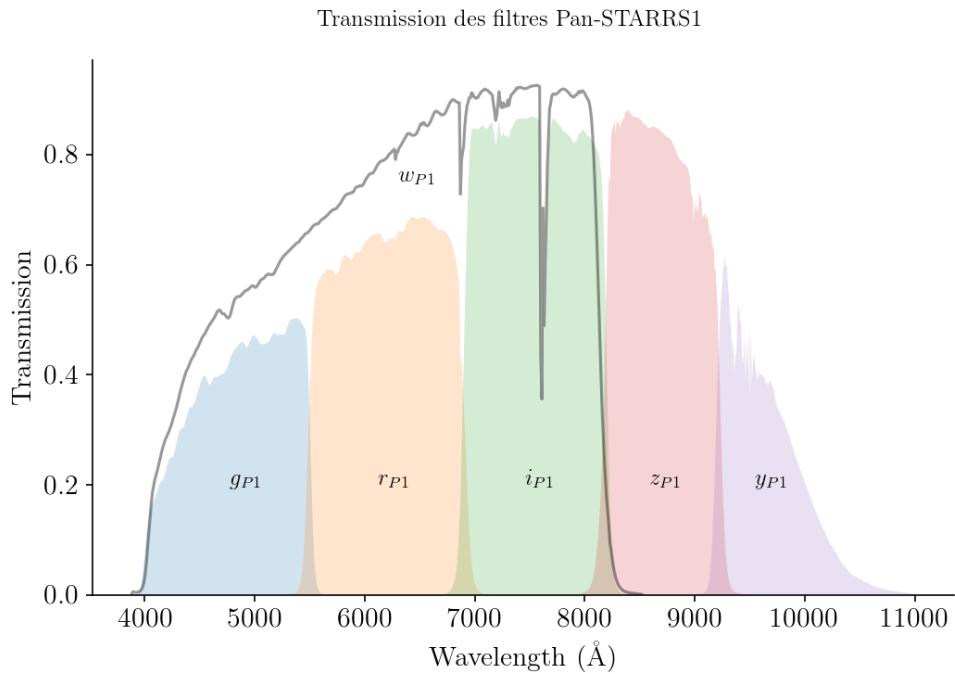


FIGURE 6.2 – Transmission des filtres *grizy* de Pan-STARRS1.

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 :

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

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

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)	Median seeing (")	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 $T(\lambda)$ tel que $\lambda_{pivot} = \sqrt{\frac{\int T(\lambda) d\lambda}{\int T(\lambda) d\lambda / \lambda^2}}$

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.

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 bruit de lecture et le bruit 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 à l'aube ou 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 persistance**, 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 uniformément 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, passant de l'espace du plan focal en un système de pixels cohérent vis à vis d'une localisation donnée du ciel. Cette transformation permet alors d'effectuer des opérations de combinaisons 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 ratio 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 un airmass de $\chi = 1$. 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 X 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/ou 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.

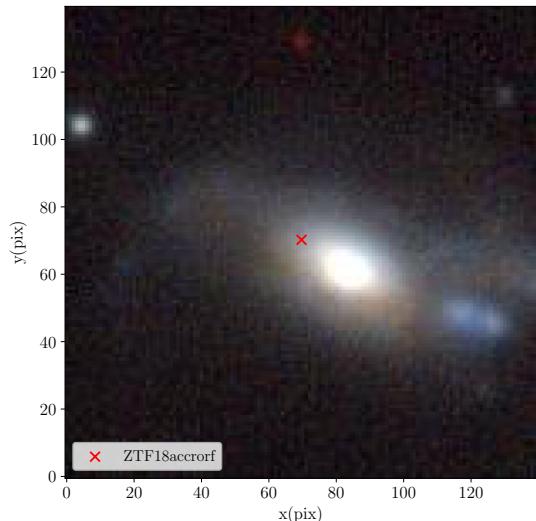


FIGURE 6.3 – Image RGB construite à partir des bandes g_{P1} , r_{P1} et z_{P1} des images PS1. L'image fait $35''$ de côté et est centrée sur la position de détection de ZTF18accrorf par ZTF, à $(\text{RA}, \text{DEC}) = (17.1692^\circ, 20.0799^\circ)$

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. Pour cela, nous avons vu dans le chapitre précédent qu'il nous faut un outil permettant d'interpoler une SED à partir des données photométriques : un SED Fitter.

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 [NOLL et al. \(2009\)](#); [BURGARELLA et al. \(2005\)](#). 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) Emission 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) Emission 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.

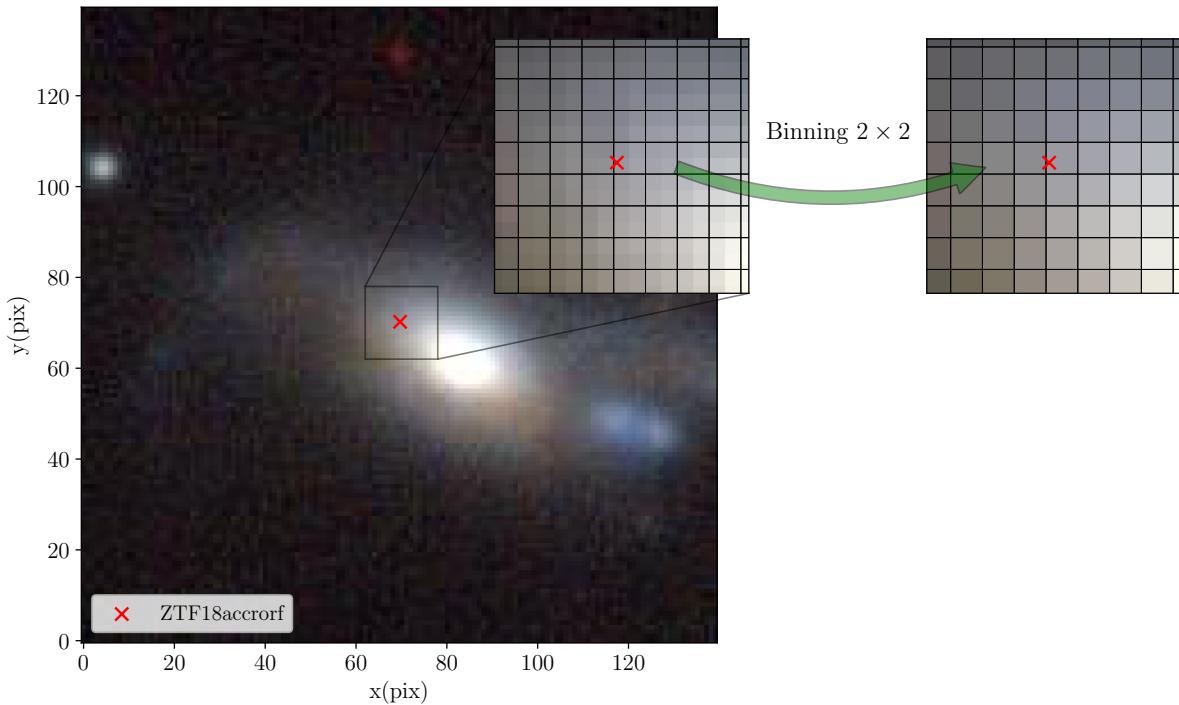


FIGURE 6.4 – Illustration du binning 2×2 sur l'image de la Figure 6.3

Notre premier réflexe a été de vérifier que l'on utilise pas des données sur-échantillonnées 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-échantillonnées.

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 plusieurs acquisitions de la SEDm ayant plusieurs sources dans le champ de vue, avec les images photométriques de PS1 sur la même localisation du ciel, que cette valeur est correcte à l'ordre du %.

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 l'erreur associée.

Par ailleurs, le flux (et l'erreur associée) des images étant en unité de coups, il nous 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.

Sachant la définition de la magnitude AB (Eq 6.1), et que $f_\nu = \frac{\lambda^2 c}{f_\lambda}$ nous pouvons aisément passer des unités de coups en unité de flux physique avec un facteur multiplicatif :

$$\begin{aligned} f_\nu [\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1}] &= 10^{-(m_{AB}+48.6)/2.5} \\ \iff f_\lambda [\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{\AA}^{-1}] &= 10^{-(m_{AB}+48.6)/2.5} \frac{c}{\lambda^2} \\ \implies f_\lambda [\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{\AA}^{-1}] &= N_c \times 10^{-(m_{AB,0}+48.6)/2.5} \frac{c}{\lambda^2} \end{aligned}$$

Avec N_c le flux en unité de coups, λ la longueur d'onde pivot de la bande utilisée et $m_{AB,0}$ le point zéro commun aux 5 bandes de PS1. CIGALE requiert un flux en unité de mJy, avec $1\text{Jy} = 10^{-23}\text{erg.sec}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{Hz}^{-1}$, nous convertissons donc les flux dans cette unité.

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 ratio signal sur bruit (SNR) est supérieur à 3 dans les 5 bandes. Une illustration de cette coupure est montrée dans la Figure 6.5.

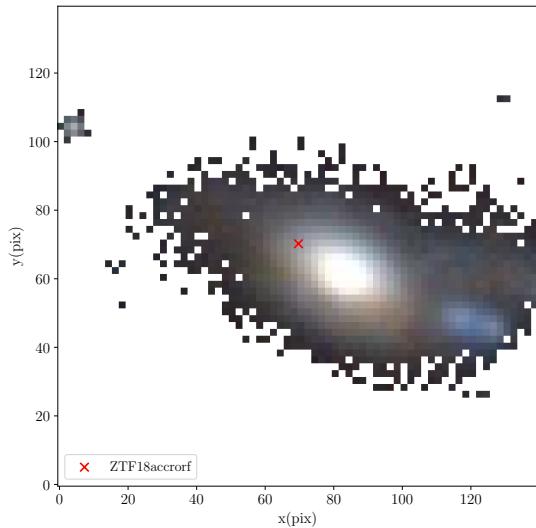


FIGURE 6.5 – Illustration de la coupure SNR > 3 dans toutes les bandes PS1 avec l'image de la Figure 6.3, après binning 2×2 .

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*, 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 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 spectrale obtenu à partir d'une première extraction de spectre de la supernova étudiée. Nous montrons un exemple de tableau d'entrée qui sera lu par CIGALE dans la Table 6.2.

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 nulle lors de la construction du cube intrinsèque.

TABLE 6.2 – Exemple de tableau d’entrée pour CIGALE

id	redshift	ps1_g	ps1_g_err	ps1_r	ps1_r_err	...	ps1_y	ps1_y_err
52	0.042	0.000698	0.000052	0.001043	0.000070	...	0.001230	0.000373
120	0.042	0.000586	0.000051	0.000901	0.000068	...	0.001214	0.000346
121	0.042	0.001735	0.000058	0.002405	0.000072	...	0.002118	0.000350
122	0.042	0.001982	0.000059	0.003414	0.000075	...	0.003940	0.000389
123	0.042	0.001114	0.000055	0.001932	0.000071	...	0.001633	0.000398
:	:	:	:	:	:	⋮	⋮	⋮

Notes. Chaque ligne (id) correspond à un pixel. Le redshift est le même pour tous les pixels car on considère qu’ils appartiennent tous au même objet. L’Unité des flux est en mJy.

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 du fit. 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 (Table 6.2), le nombre de cœur sur la machine à utiliser et surtout les modules à partir desquels la grille de modèles sera calculée. Détaillons 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 :

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

Avec t_0 l’âge de commencement de la formation stellaire, et τ le moment où la SFR atteind son maximum. 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 sursaut de formation stellaire, ce module permet également de rajouter une composante de burst exponentiel tardif, représentant un dernier événement de fort taux de formation stellaire (MALEK et al., 2018). Ainsi, la forme fonctionnelle de la SFR est :

$$SFR(t) = SFR(t)_{delayed} + SFR(t)_{burst} \quad (6.5)$$

Où $SFR(t)_{delayed}$ est la composante de l’équation 6.4, et $SFR(t)_{burst} \propto e^{-(t-t_{burst})/\tau_{burst}}$ quand $t > t_{burst}$, 0 sinon. L’amplitude de ce *burst* est fixée par le paramètre f_{burst} , qui est

défini comme le ratio entre la masse d'étoiles formées durant cet événement et la masse totale d'étoile. Les paramètres utilisés (τ , τ_{burst} , t_0 , t_{burst} et f_{burst}) sont présentés dans la Table 6.3.

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, 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 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 H_{II} , 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 photon responsable 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 6.3.

6.2.3.4 Loi d'atténuation

La poussière contenue dans la galaxie absorbe fortement 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 lui 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 ratio 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. Cette contribution n'a donc que peu d'impact dans notre cas d'utilisation, étant donné que l'on étudie des galaxies proches ($z < 0.15$) avec des bandes photométriques définies sur un intervalle de longueur d'onde $\lambda \lesssim 10000\text{\AA}$. 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.

6.2.3.6 Noyau galactique actif

Nous n'incluons pas de noyau galactique actif (AGN) dans notre paramétrisation de CIGALE.

6.2.4 Utilisation

La configuration que nous proposons dans la Table 6.3 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 quintet de pixel, nous gagnons un temps de calcul non négligeable. Avec une machine de 20 coeur, le SED fitting dure environ 3 minutes.

TABLE 6.3 – Paramètres d’entrées pour chaque module de CIGALEutilisé.

Paramètre	Symbole	Intervalle
Histoire de formation stellaire (SFH)		
<i>e-folding time</i> population stellaire principale	τ_{main} (Myr)	1000, 3000, 5000
<i>e-folding time</i> population stellaire tardive	τ_{burst} (Myr)	10000
Âge population stellaire principale	age_{main} (Myr)	1000, 2000, 4000, 8000, 10000, 12000
Âge du burst	age_{burst} (Myr)	10, 40, 70
Fraction massique de la population de burst	f_{burst}	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 interstellaire 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_{BC}	-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.

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

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

L’obtention de la SED permet également de déterminer le flux intégré spectralement sur les bandes photométriques d’entrée, et ainsi d’estimer la robustesse 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 :

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

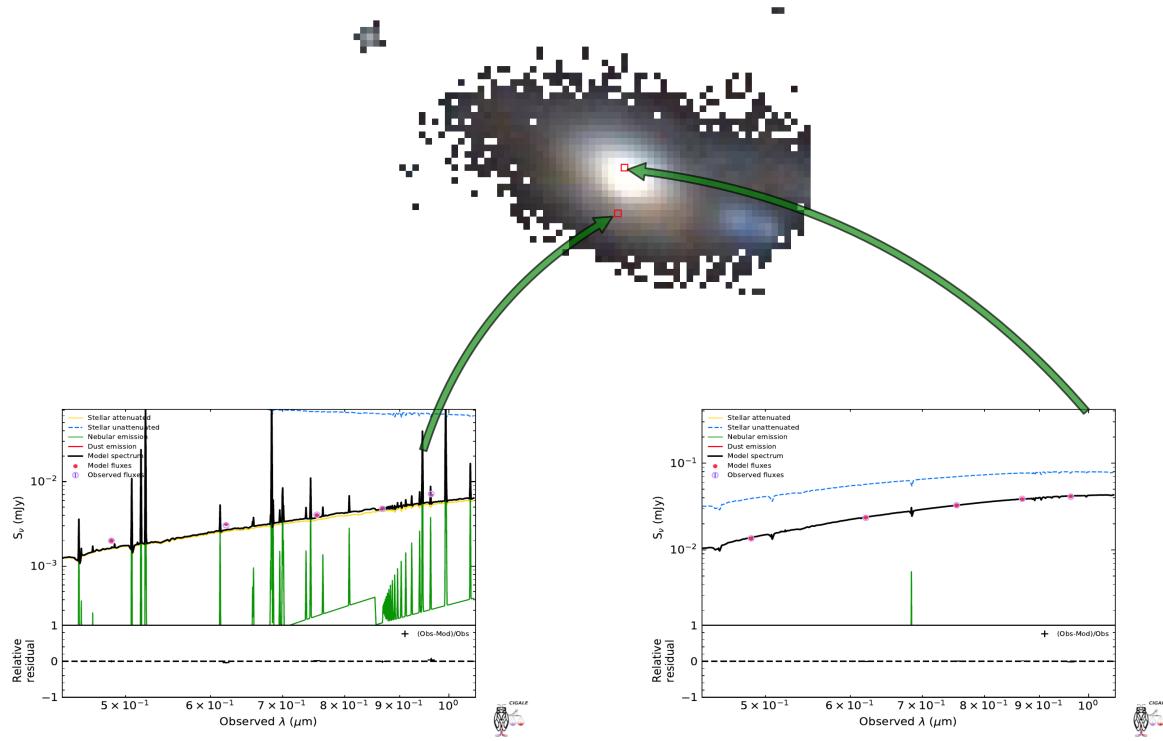


FIGURE 6.6 – Exemples de SED fittés pour deux pixels. *À gauche* un pixel à l’extérieur du bulbe de la galaxie, *à droite* un pixel à l’intérieur. Les différentes composantes de la SED totale sont indiquées dans les figures de sortie de CIGALE.

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.

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 élevée et laisse passer quelques zones du ciel.

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

$$\text{RMS}_{\text{spatial}} = \sqrt{\left(\frac{1}{N_p} \sum_p (\text{RMS}_p^2) \right)} \quad (6.8)$$

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

6.3 Construction du cube intrinsèque

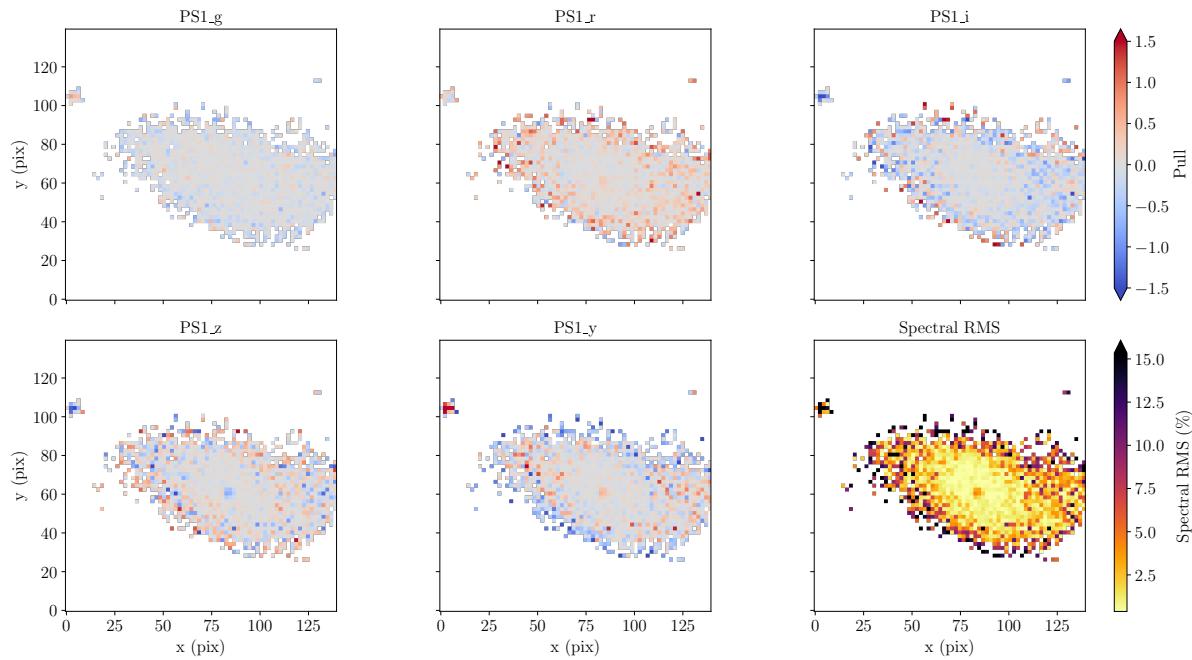


FIGURE 6.7 – Cartographie du pull pour chaque bande PS1 et du RMS spectral en sortie de CIGALE

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 5Å, mais n'est pas uniforme. Pour effectuer le ré-échantillonnage correspondant à l'espace spectral de la SEDm, nous commençons par interpoler la SED obtenue avec Cigale dans le même intervalle de longueur d'onde qui nous intéresse, mais avec un échantillonnage 100 fois plus fin : nous fittons une cubique sur l'intervalle [3700-9300]Å sur 22000 tranches.

Nous procédons de cette façon car chaque valeur de flux correspond à un flux intégré, et non discret. Nous appliquons ensuite une convolution par une fonction porte pour retrouver notre spectre dans l'espace spectral de la SEDm.

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 notre cube intrinsèque de la galaxie hôte.

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

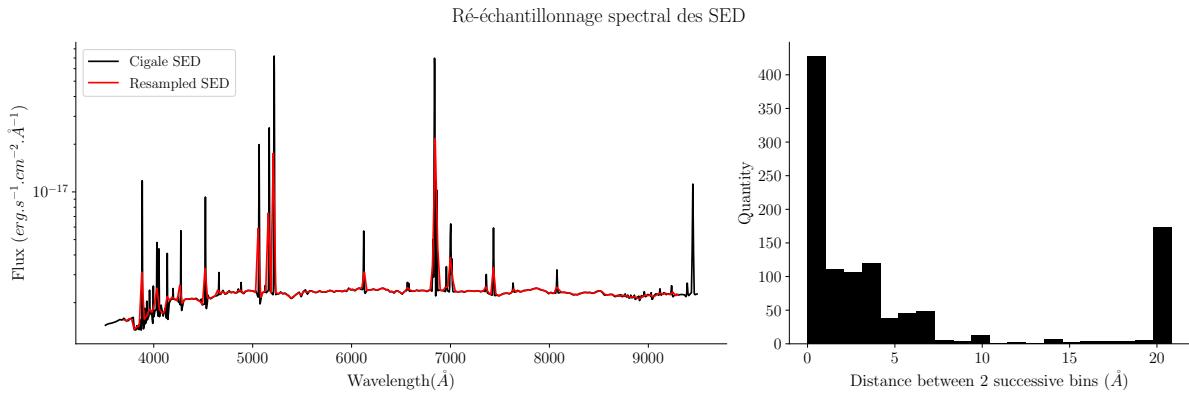


FIGURE 6.8 – Échantillonnage spectral d’une SED obtenue avec **CIGALE**. *À gauche* la SED de sortie de **CIGALE** entre 3500 et 9500Å (courbe noir) et le ré-échantillonnage dans l’espace spectral de la SEDm (courbe rouge). *À droite* nous montrons l’histogramme de la taille d’échantillonnage de cette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

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 background ayant déjà été soustrait dans les images PS1 (section 6.1.2).

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.

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 6.3) 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 spectrales (fonction d’étalement de raie ; LSF) et spatiales (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 basées sur la résolution spectrale des modèles de population stellaire. La librairie **BC03** que nous avons utilisés est basée sur des spectres ayant une résolution de 3Å sur l’intervalle [3200-9500]Å (correspondant à une résolution de $R = \lambda/d\lambda \approx 2000$; [BRUZUAL et CHARLOT \(2003b\)](#)). Cette résolution, 20× 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 $\sim 2''$ pour la SEDm).

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

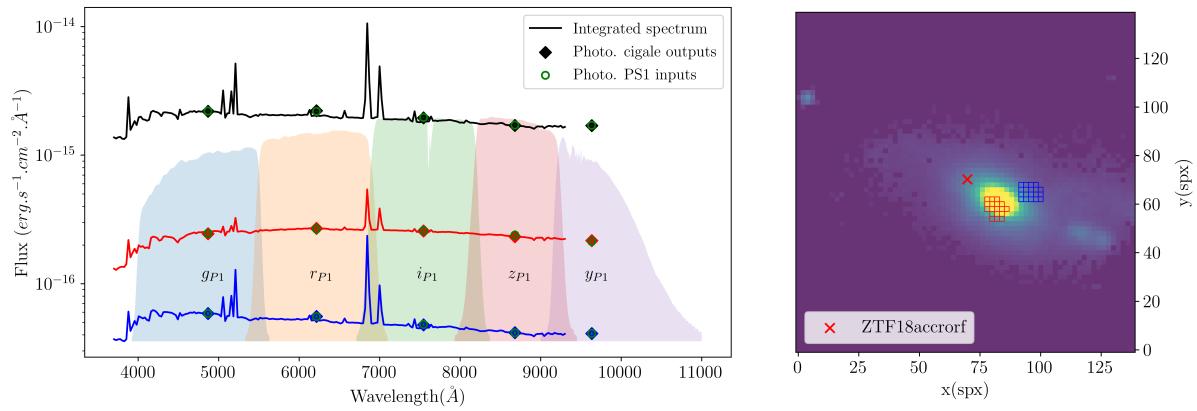


FIGURE 6.9 – Cube intrinsèque de la galaxie hôte de ZTF18accorrf. *À droite* l'image 2D du cube 3D avec toutes les tranches de longueur d'ondes empilées. La croix rouge indique la position de détection de ZTF18accorrf. Les spaxels sélectionnés en rouge et bleu servent à illustrer l'aspect 3D du cube 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*).

Réponse impulsionale de la SEDm et extraction de source ponctuelle

Sommaire

7.1	Réponse impulsionale spectrale : LSF	102
7.1.1	Lampes à arc	102
7.1.2	Détermination de la LSF	102
7.2	Réponse impulsionale spatiale : PSF	108
7.2.1	Modèle de profil radial	108
7.2.2	Entrainement du modèle	110
7.3	Extraction de la source ponctuelle	115
7.3.1	Méthode d'extraction	115
7.3.2	Réfraction atmosphérique différentielle	115
7.3.3	Ajustement chromatique	117
7.4	Calibration en flux	120
7.4.1	Méthode	120
7.4.2	Précision de la calibration	121

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 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 (LSF) de la SEDm, et son application au cube intrinsèque. Puis nous introduirons un modèle de profil radial 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 spectrophotométriques à partir de ces étoiles standards.

7.1 Réponse impulsionale spectrale : LSF

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 dans le chapitre 4.2.2.

Ces sources de lumière émettent un spectre avec d'intenses raies d'émissions caractéristiques de l'élément présent 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 du CCD.

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 LSF 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

En toute rigueur, chaque spaxel possède 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.

Pour prendre en compte une potentielle variation de la LSF au cours du temps, nous utilisons les solutions en longueurs d'onde de 65 nuits étalées entre 2018 et 2022. Nous récupérons ainsi les positions et écarts types modélisés pour chaque raie d'émission pour

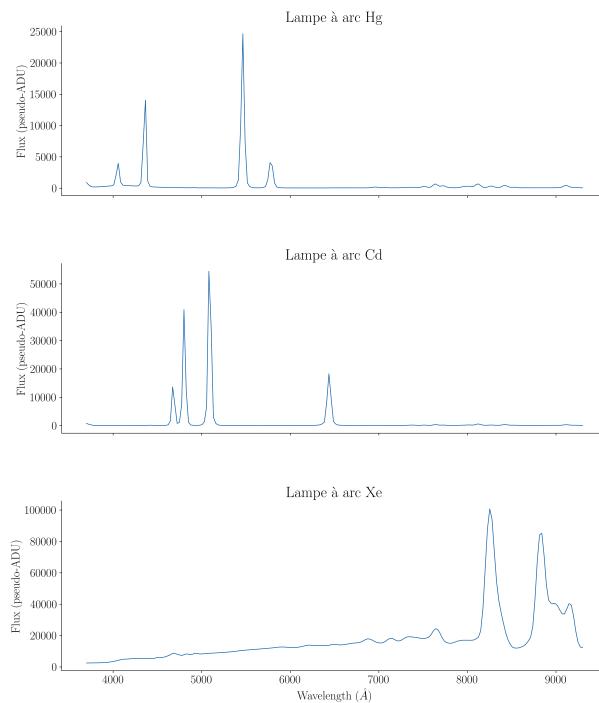


FIGURE 7.1 – Spectres des lampes à arc utilisées pour la SEDm pour la nuit du 3 Juillet 2020. De haut en bas, spectre de la lampe à mercure (Hg), à cadmium (Cd) et à Xenon (Xe). Ces spectres sont en unité de flux (pseudo-ADU) par longueur d’onde, et sont donc reconstruits à partir de la solution en longueur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

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.

Nous utilisons la médiane de la localisation ajustée de chaque raie parmi tous les spaxels, de même pour les écarts types, afin d’éviter les potentielles valeurs aberrantes, notamment sur les bords du MLA (voir [RIGAULT et al. \(2019\)](#)). Les Figure 7.2 et 7.3 montrent la distribution des localisations et écart types médiants des 65 nuits pour chaque raie d’émission.

On observe dans la majorité des solutions en longueur d’onde un biais systématique par rapport à la longueur d’onde de la raie de référence de l’ordre de 3\AA pour les lampes Cd et Hg . Les deux dernières raies de Xenon sont très peu contraintes, et on peut apercevoir une dispersion de l’ordre de 20\AA entre les différentes nuits d’étude.

La distribution des écarts types 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 \AA .

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 une combinaison linéaire de polynômes de Legendre de degré 2, afin d’éviter un effet d’over-fitting aux extrémités.

Pour rappel, les polynômes de Legendre sont constitués d’une suite de polynômes $p_n(x)$ de degré n , et tous les polynômes de la suite sont orthogonaux deux à deux.

On peut les définir sous forme de somme tel que :

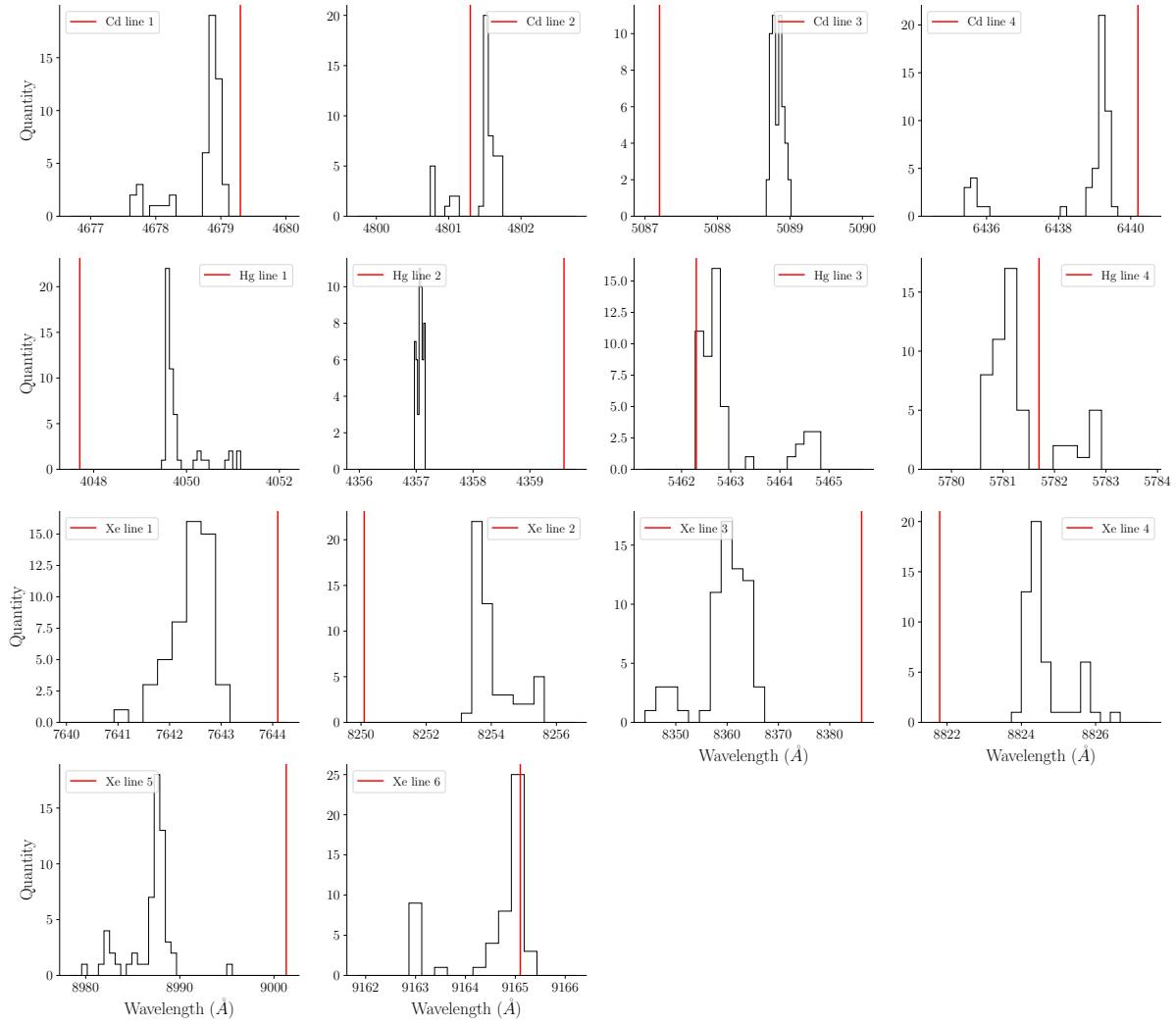


FIGURE 7.2 – Distribution de la localisation des raies des lampes à arc, en considérant la position médiane sur tous les spaxels du MLA pour la solution en longueur d'onde de 65 nuits entre 2018 et 2022. La localisation rouge verticale indique la position de la raie d'émission pour chaque lampe suivant les valeurs de la Table 7.1.

$$P_n(x) = \frac{1}{2^n} \sum_{k=0}^n \binom{n}{k}^2 (x-1)^{n-k} (x+1)^k \quad (7.1)$$

Notre modèle de LSF chromatique est donc exprimé tel que :

$$\sigma(\lambda) = \sum_i^{n=2} C_i P_i(\lambda) \quad (7.2)$$

avec P_i étant les polynomes de Legendre de degré i et les C_i les coefficients associés. Nous montrons dans la Figure 7.4 la modélisation de la LSF chromatique, avec les coefficients C_i ajustés :

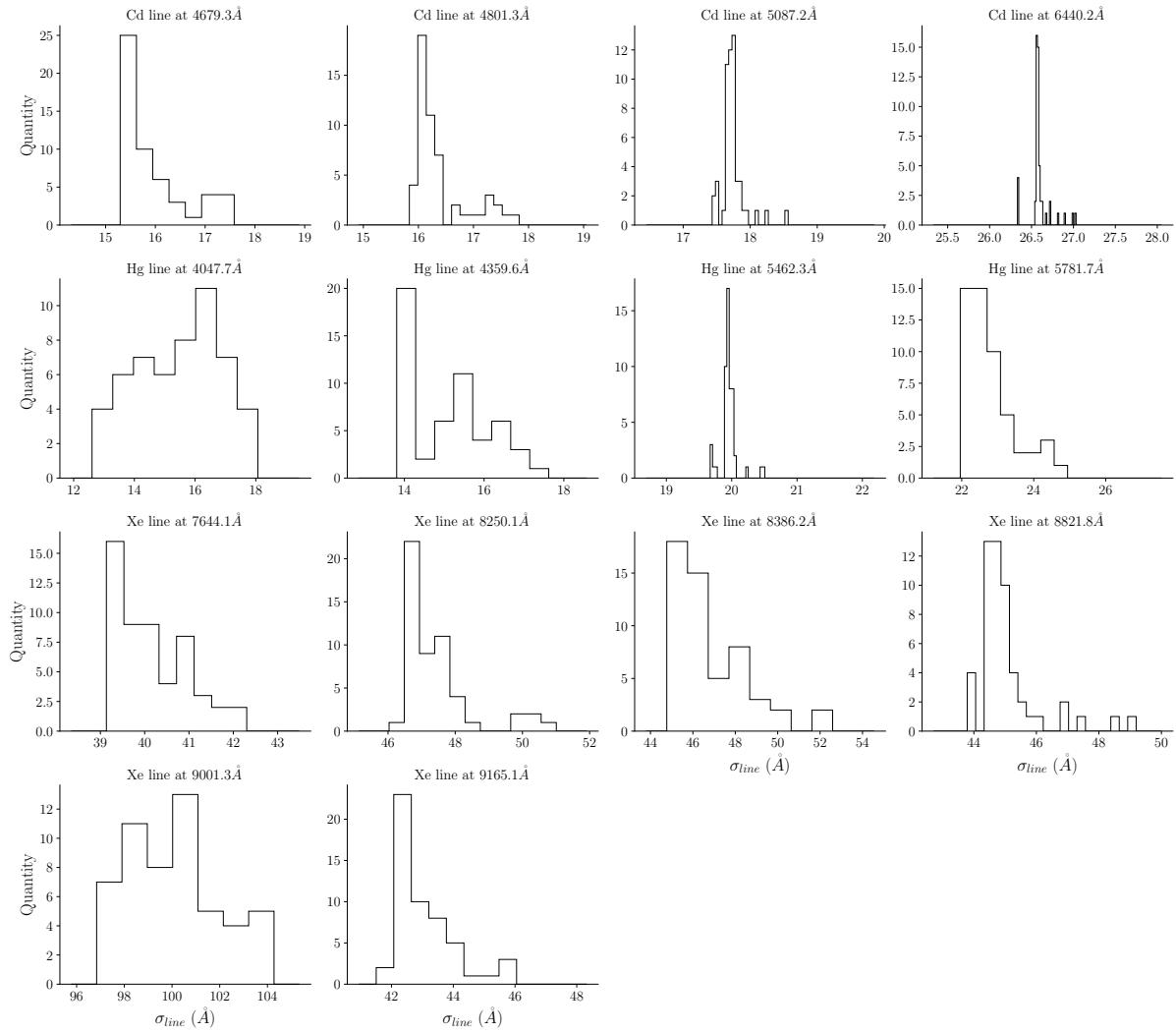


FIGURE 7.3 – Distribution de l'écart type σ_{line} des raies des lampes à arc, en considérant l'écart type médian sur tous les spaxels du MLA pour la solution en longueur d'onde de 65 nuits entre 2018 et 2022.

$$C_0 = 19.65 \pm 0.32$$

$$C_1 = 26.0 \pm 0.6$$

$$C_2 = 7.3 \pm 0.6$$

Pour des raisons de clareté visuelle, nous avons choisi de montrer sur la Figure 7.4 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.

Sachant que la largeur à mi-hauteur (FWHM) pour une distribution gaussienne est de $FWHM = 2\sqrt{2\ln(2)}\sigma \approx 2.355\sigma$, nous pouvons également caractériser le pouvoir de résolution de la SEDm, que nous illustrons dans la Figure 7.5. Comme introduit dans

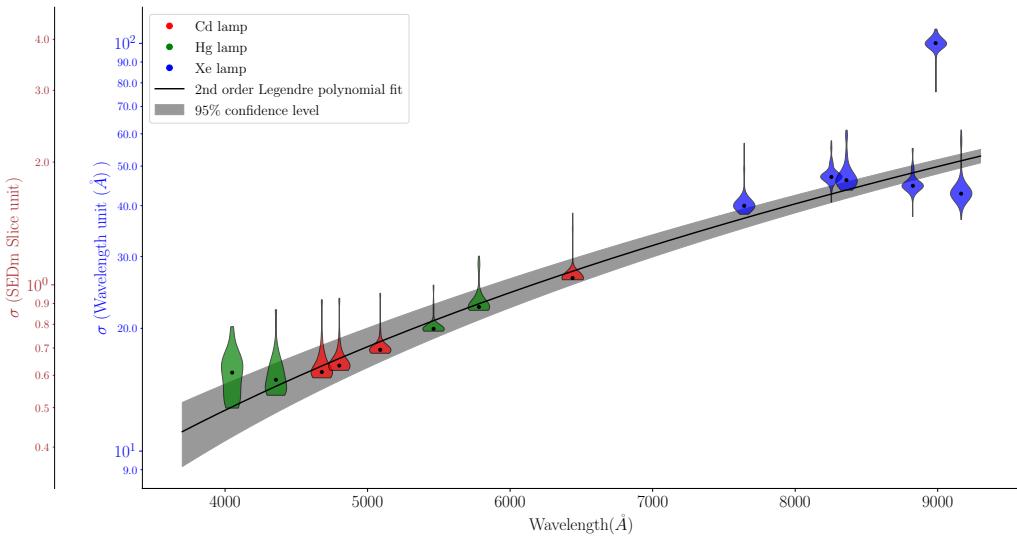


FIGURE 7.4 – Chromaticité de la LSF. Nous montrons ici l'évolution de l'écart type σ des différentes raies d'émission pour les lampes à arc Cd, Hg et Xe en fonction de la longueur d'onde. L'écart type σ est présenté en unité de longueur d'onde ($\lambda[\text{\AA}]$) et en unité d'épaisseur de tranche 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. La dispersion de la position des raies étant très faible et ne pouvant par conséquent être discernable sur la figure, nous présentons la dispersion des σ sous forme de violon. Le code couleur indique la lampe à arc dont est issue la raie d'émission. Le modèle fitté (polynomes de Legendre d'ordre 2) est présenté en courbe noir, et les bandes grises indiquent l'erreur du modèle à 2 sigmas.

[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 Å sur l'intervalle [3200-9500] Å (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 de la SEDm.

Cette convolution a donc la particularité d'être effectuée avec un kernel gaussien ayant un écart type variable. Pour effecter numériquement cette transformation, nous procédons à un étirement des spectres par l'inverse de la largeur du kernel à une position donnée. Nous pouvons alors effectuer une convolution avec un kernel fixe, puis "reformer" les spectres à leur échelle initiale.

La Figure 7.6 montre par exemple l'application du modèle de LSF sur le spectre d'un 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 d'avoir notre galaxie hôte dans l'espace spectral de la SEDm.

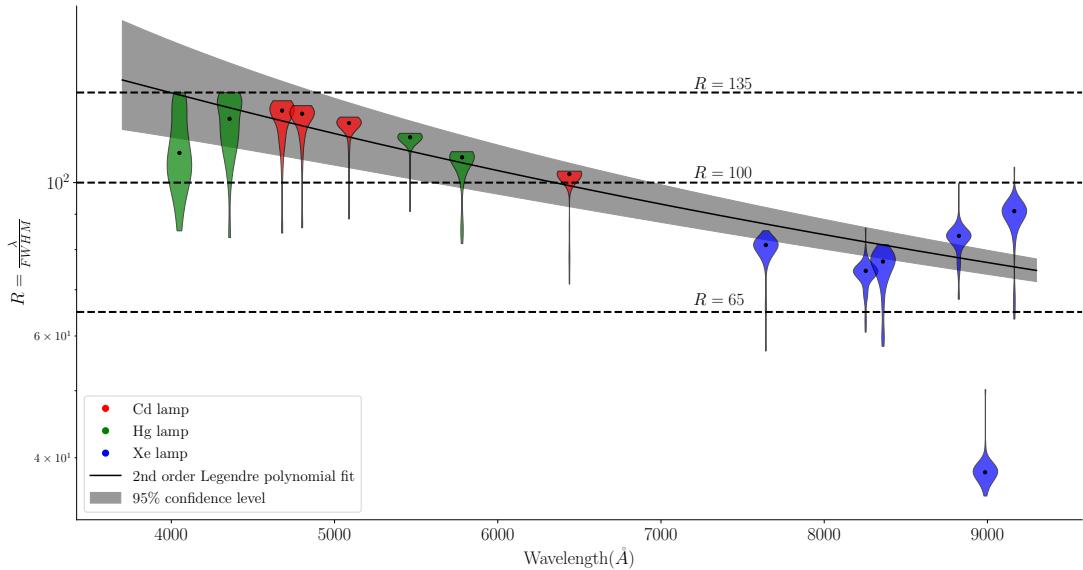


FIGURE 7.5 – Résolution de la SEDm, où $R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$, avec λ la longueur d’onde de la raie d’émission et $\Delta\lambda$ leur largeur à mi hauteur. Un violon correspond à la distribution en résolution à la position d’une raie d’émission (code couleur pour l’origine de la lampe) dans le même esprit que dans la Figure 7.4. 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.

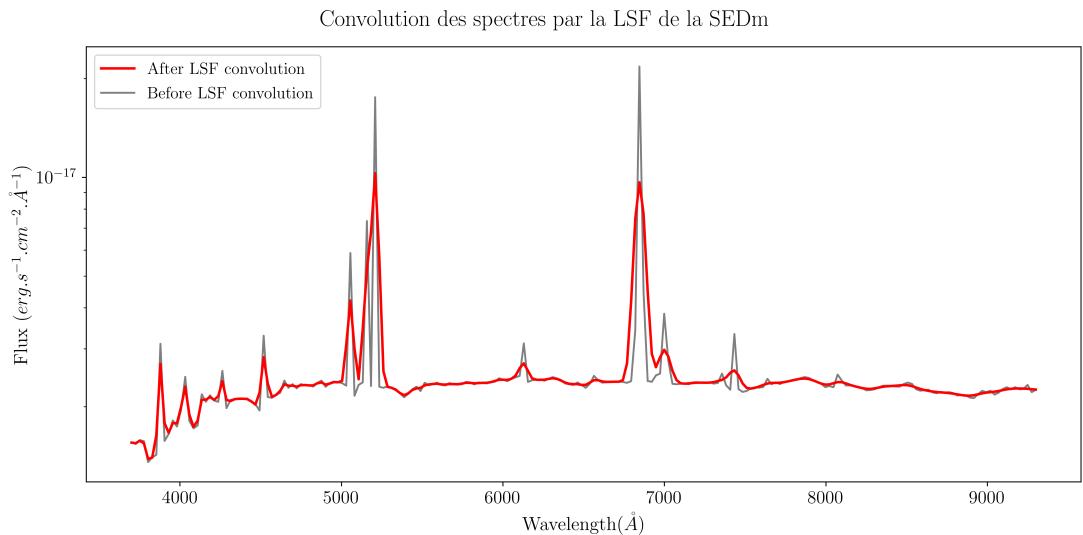


FIGURE 7.6 – Application de la LSF aux spectres du cube intrinsèque obtenu dans le Chapitre 6.3 (Figure 6.9). Nous montrons ici un exemple de la convolution sur le spectre après ré-échantillonnage de la Figure 6.8 (ici en *noir*). Le lissage progressif et croissant avec la longueur d’onde dû à la chromaticité 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 : PSF

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 $O(\alpha, \lambda)$ le flux d'une source dans un direction α du ciel à la longueur d'onde λ , et $\langle I(\alpha, \lambda) \rangle$ la moyenne temporelle du flux observé décrivant l'image obtenue dans le plan focal par la transformation :

$$\langle I(\alpha, \lambda) \rangle = O(\alpha, \lambda) \otimes \langle S(\alpha, \lambda) \rangle \quad (7.3)$$

avec $\langle S(\alpha, \lambda) \rangle$ 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 $\langle \tilde{S}(\alpha, \lambda) \rangle$, 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 achromatique $T(f)$, 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

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 :

$$PSF(r) = N \left[\eta \times \exp \left(-\frac{r}{2\sigma^2} \right) + \left(1 + \left(\frac{r}{\alpha} \right)^2 \right)^{-\beta} \right] \quad (7.4)$$

Les paramètres η , σ , α et β sont les paramètres de forme du profil radial. Il faut cependant prendre également en compte l'éventualité de défaut de focalisation et/ou de fortes variations 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 7.4 est ainsi un rayon elliptique, tel que :

$$r^2 = r_{ell}^2 = (x - x_0)^2 + \mathcal{A}(y - y_0)^2 + 2\mathcal{B}(x - x_0) \times (y - y_0) \quad (7.5)$$

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 des deux axes q et l'orientation de l'ellipticité ϕ tel que :

$$q = 1 - \frac{\left(\sqrt{(1 - \mathcal{A})^2 + 4\mathcal{B}^2} - (1 + \mathcal{A}) \right)}{\left(-\sqrt{(1 - \mathcal{A})^2 + 4\mathcal{B}^2} - (1 + \mathcal{A}) \right)} \quad (7.6)$$

$$\phi = \begin{cases} \frac{1}{2} \cot^{-1} \left(\frac{1 - \mathcal{A}}{2\mathcal{B}} \right) & \text{si } \mathcal{A} > 1 \\ \frac{\pi}{2} + \frac{1}{2} \cot^{-1} \left(\frac{1 - \mathcal{A}}{2\mathcal{B}} \right) & \text{si } \mathcal{A} < 1 \end{cases} \quad (7.7)$$

Ce formalisme décrit ainsi entièrement la source ponctuelle à l'amplitude près. Il faut cependant également tenir compte du fond du ciel, le *background*. Cette composante rajoute donc au profil de PSF. En temps normal, la composante du ciel 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 :

$$Bkgd(x, y) = (b_{xx} \times x^2) + (b_{yy} \times y^2) + (b_{xy} \times xy) + (b_x \times x) + (b_y \times y) + b_0 \quad (7.8)$$

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 7.7 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.

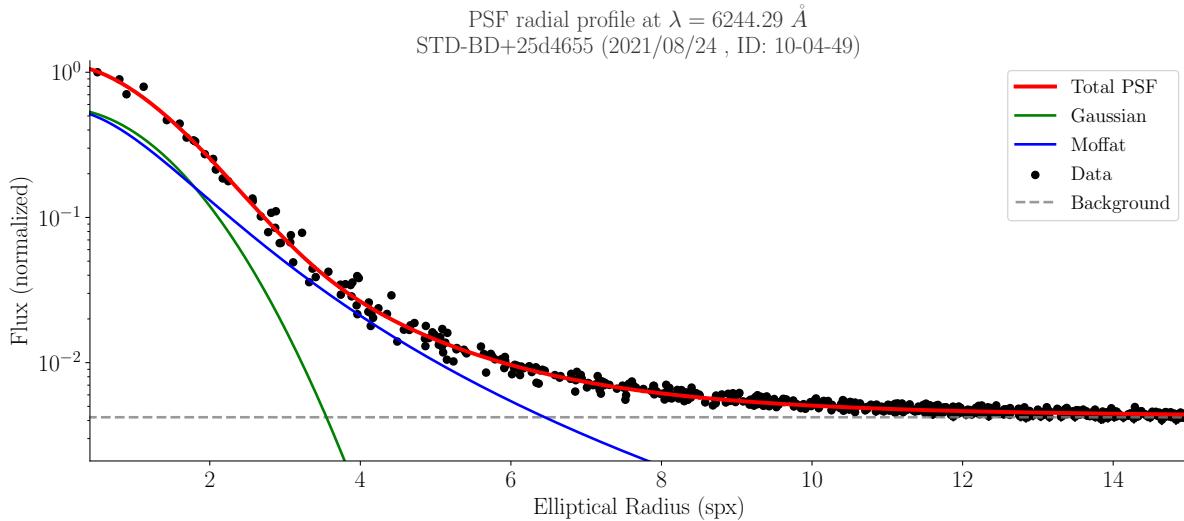


FIGURE 7.7 – Profil radial pour la méta-tranche à 6244Å de l'étoile standard 25d4655.

7.2.2 Entrainement du modèle

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 à 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. 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 ainsi commencé par chercher quels paramètres présentaient la plus forte corrélation avec les autres. La Figure 7.8 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 directeur 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 sont, ou non, chromatiques. Nous analysons ainsi l'évolution de ces corrélations en fonction de la longueur d'onde.

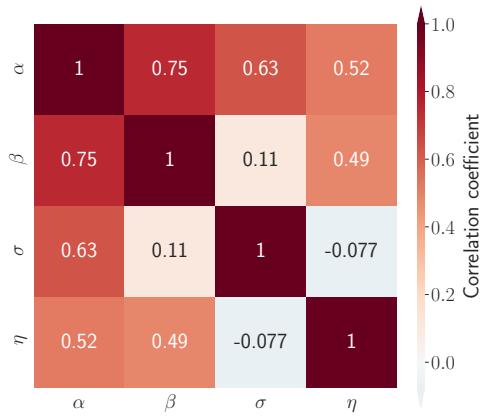


FIGURE 7.8 – Matrice de corrélation des paramètres de PSF toutes méta-tranches confondues, avec tous les paramètres libres.

7.2.2.1 Première contrainte : 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 7.9 les ajustements linéaires pour chaque méta-tranche. Cet ajustement est effectué par minimisation de χ^2 , en pondérant donc par les erreurs.

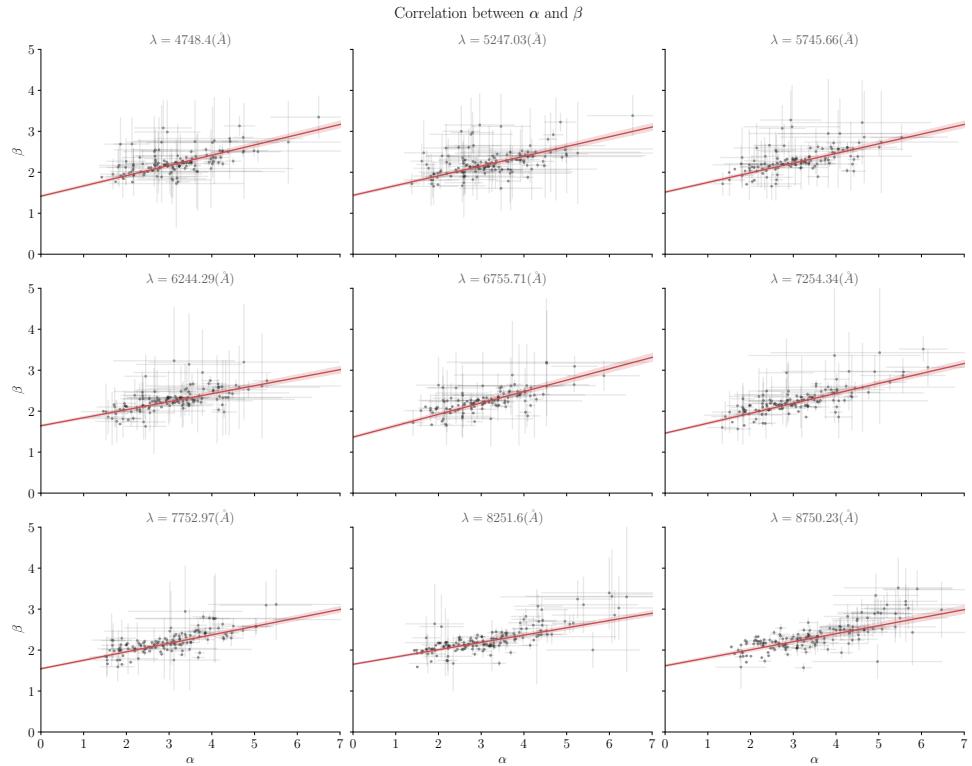


FIGURE 7.9 – Chromaticité des corrélations entre α et β .

La chromaticité de ces ajustements est représenté dans la Figure 7.10, 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 effets 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

$$\beta(\alpha) = \beta_1 \times \alpha + \beta_0 \quad (7.9)$$

avec β_1 et β_0 fixés.

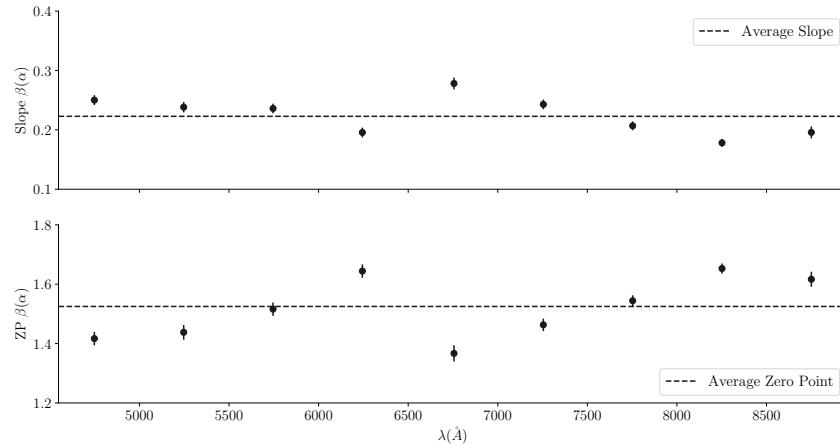


FIGURE 7.10 – Chromaticité de la pente et du point zéro entre α et β .

7.2.2.2 Seconde contrainte : 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 7.11 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.

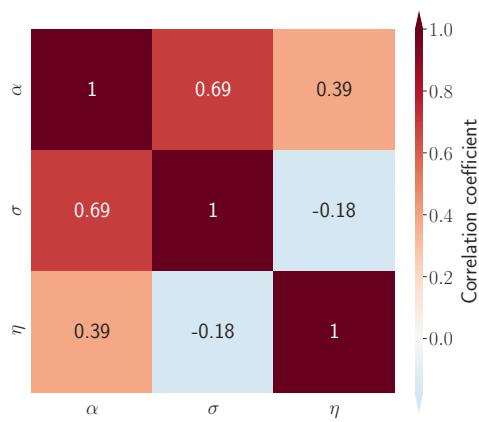
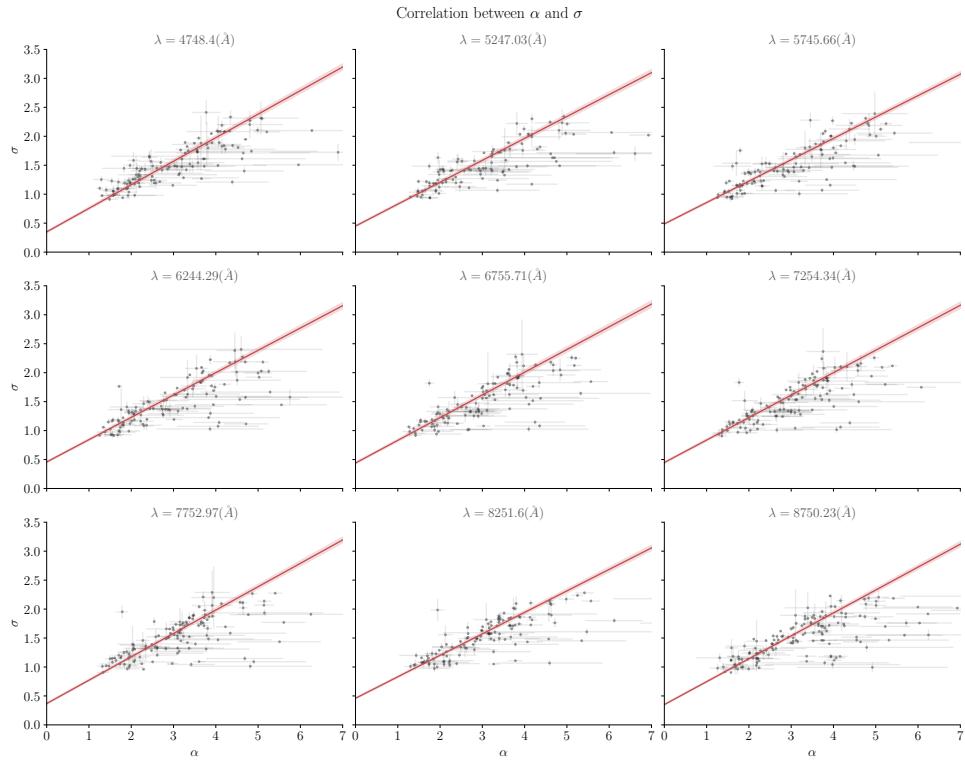


FIGURE 7.11 – Matrice de corrélation des paramètres de PSF toutes méta-tranches confondues, après fixation de $\beta(\alpha)$.

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

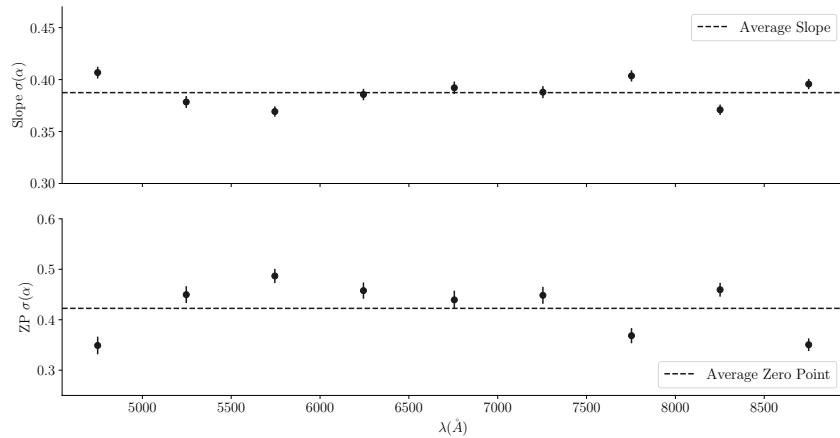
De la même manière que précédemment, nous présentons dans la Figure 7.12 les ajustements linéaires entre ces deux paramètres pour chaque méta-tranche. Il est à noter que cette corrélation est presque aussi significative que celle entre α et β , ce qui montre à quel point ces trois paramètres sont corrélés entre eux.

FIGURE 7.12 – Chromaticité des corrélations entre α et σ .

Tout comme précédemment, la chromaticité de ces ajustements est représenté dans la Figure 7.13, 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

$$\sigma(\alpha) = \sigma_1 \times \alpha + \sigma_0 \quad (7.10)$$

avec σ_1 et σ_0 fixés.

FIGURE 7.13 – Chromaticité de la pente et du point zéro entre α et σ .

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 7.14.

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.

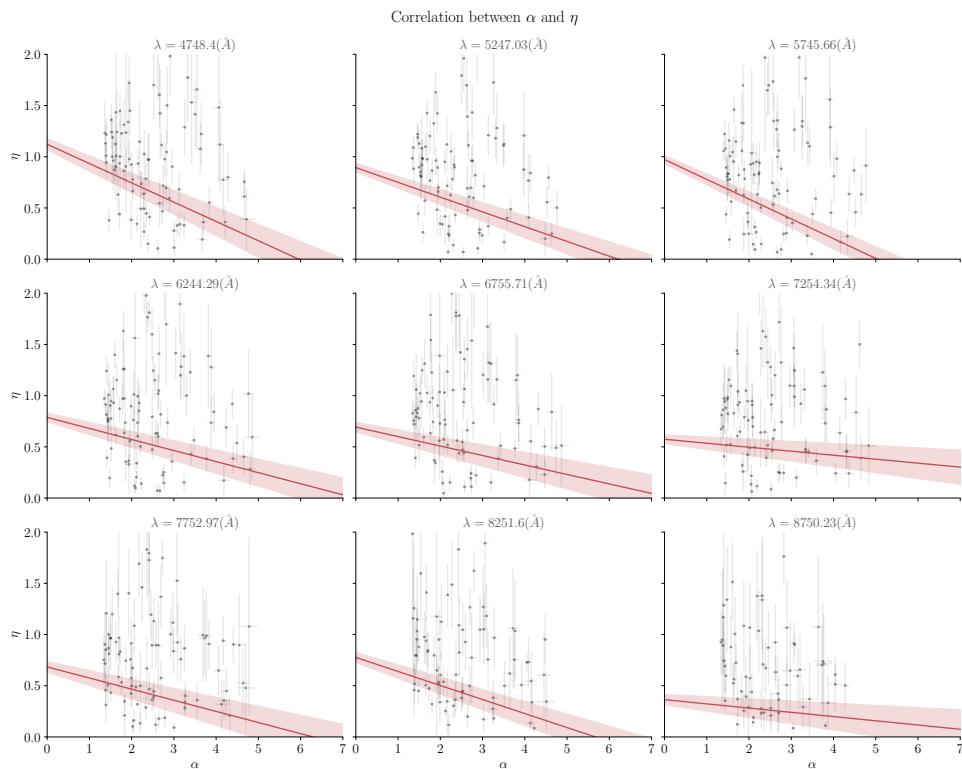


FIGURE 7.14 – Chromaticité des corrélations entre α et η .

7.2.2.4 Profil radial constraint

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

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 7.4 s'écrit à présent :

$$PSF(r; \alpha, \eta) = N \left[\eta \times \exp \left(-\frac{r}{2(\sigma_0 + \sigma_1 \times \alpha)^2} \right) + \left(1 + \left(\frac{r}{\alpha} \right)^2 \right)^{-(\beta_0 + \beta_1 \times \alpha)} \right] \quad (7.11)$$

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'extraire le flux d'une source ponctuelle à chaque tranche du cube de donnée, l'idée est plutôt d'effectuer un ajustement de la PSF sur N métatranches du cube de données, où le signal sur bruit est suffisamment élevé, et ainsi récupérer un jeu de $N \times 2D$ paramètres décrivant la PSF de la source et sa position dans le MLA.

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.

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 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 (contribution achromatique), et d'autre part l'indice de réfraction de l'atmosphère (contribution chromatique).

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.

Nous présentons ci dessous les équations permettant de remonter à l'indice de réfraction. 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 :

$$p_{sv}(t) = 611.657 \times e^Y \quad (7.12)$$

On déduit la pression partielle de vapeur d'eau p_v à partir de l'humidité relative RH (en pourcentage) par :

$$p_v(RH, t) = \frac{RH}{100} \times p_{sv}(t) \quad (7.13)$$

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 :

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

On définit alors les quantités intermédiaires suivantes, avec la longueur d'onde λ en μm :

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

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

Avec $n(\lambda, t, p)$ l'indice de réfraction en négligeant la contribution de l'humidité relative. On exprime alors l'indice de réfraction avec toutes les dépendances par :

$$n(\lambda, RH, t, p) = n(\lambda, t, p) - 10^{-10} \times \left(\frac{292.75}{t + 273.15} \right) \times (3.7345 - 0.0401 \times S) \times p_v(RH, p, t) \quad (7.14)$$

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_0, y_0) 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 9000Å. L'épaisseur ainsi obtenue ($\sim 500\text{\AA}$) 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 7.8) sont des paramètres de nuisance.

La Figure 7.15 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 7.16. 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 7.17 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 :

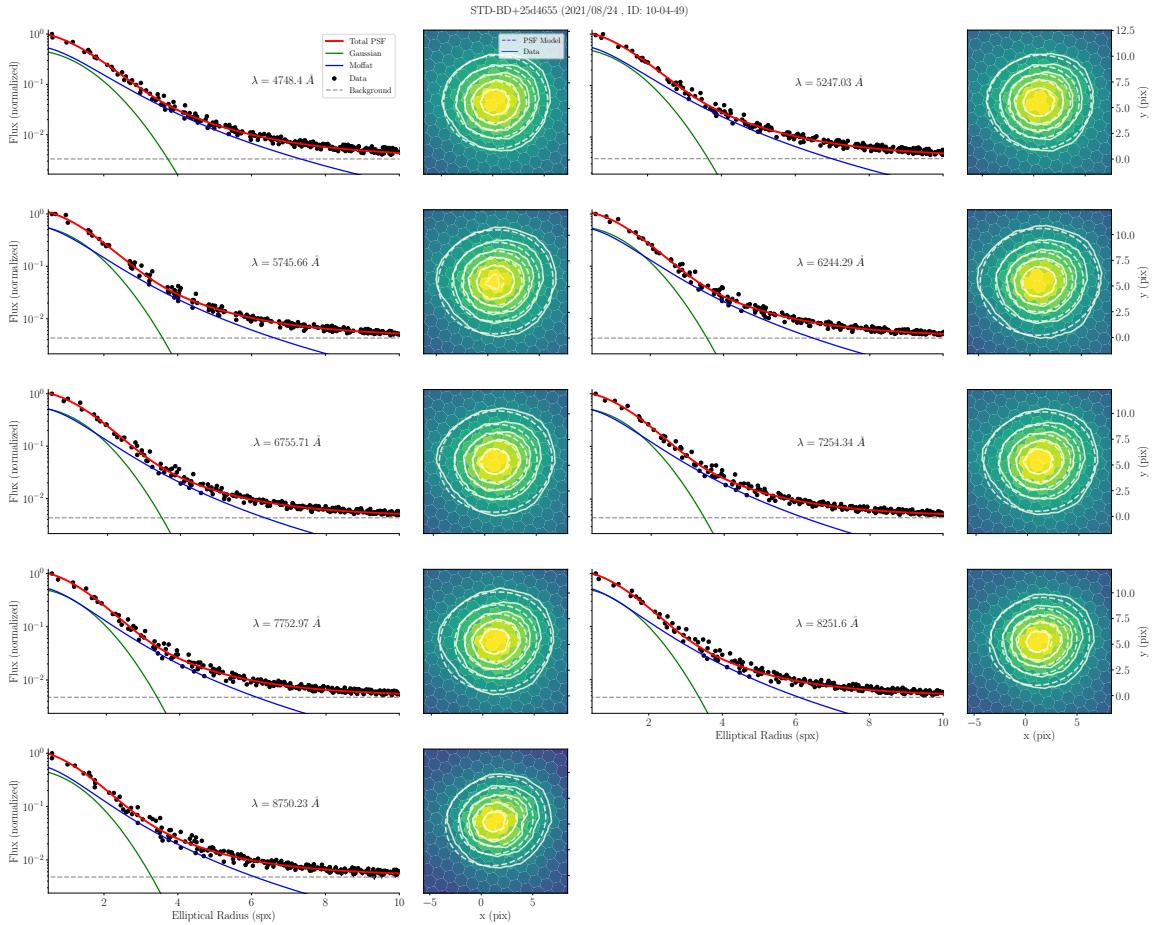


FIGURE 7.15 – Profil radial (à gauche) et contours d'intensité (à droite) des 9 metaslices de la STD 25d4655. Les traits pleins du contour représentent les données et les pointillés l'ajustement du modèle.

$$\alpha(\lambda) = \alpha_{ref} \left(\frac{\lambda}{\lambda_{ref}} \right)^\rho \quad (7.15)$$

avec α_{ref} et ρ les paramètres d'ajustement de la chromaticité.

La Figure 7.18 montre finalement le spectre extrait de l'étoile standard 25d4655 en pseudo-ADU, qui est utilisé pour la calibration en flux.

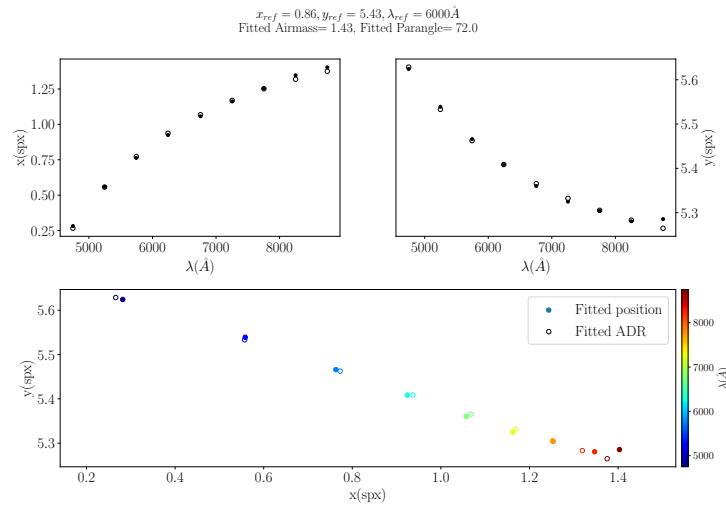


FIGURE 7.16 – Modélisation de la réfraction atmosphérique différentielle pour l'étoile standard 25d4655. Nous montrons ici l'ajustement du centroïde (x,y) de la PSF par le modèle d'ADR. Les deux graphes du haut représentent l'ajustement des deux coordonnées en fonction de la longueur d'onde. Le graphe du bas illustre l'effet de la réfraction atmosphérique.

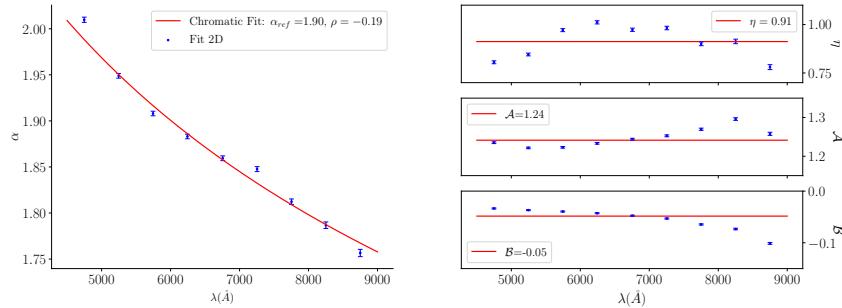


FIGURE 7.17 – Ajustement de la chromaticité des paramètres de forme de la PSF pour l'étoile standard 25d4655. *À gauche* l'ajustement du paramètre α avec une loi de puissance. *À droite* de haut en bas, l'ajustement par une constante de η (poids entre la gaussienne et la Moffat) et des paramètres d'ellipticité (A) et d'orientation (B).

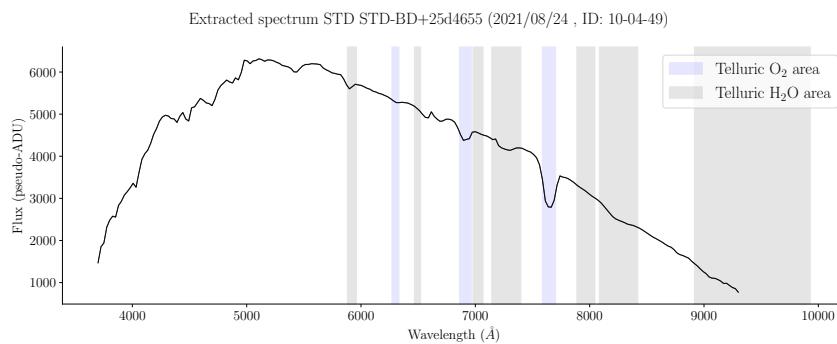


FIGURE 7.18 – Spectre extrait de l'étoile standard 25d4655 en pseudo-ADU avec HYPERGAL. Les bandes correspondent aux zones d'absorption tellurique d' O_2 et d' H_2O (BUTON et al., 2013).

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 ($erg/cm^2/s/\text{\AA}$), $\mathcal{C}_{atm}(\lambda, t, z)$ l'extinction atmosphérique, $\mathcal{C}_{inst}(\lambda, t)$ la réponse instrumentale et $\mathcal{T}(\lambda, t, z)$ l'absorption tellurique. 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 de la Figure 7.18 est donc déjà corrigé de cette composante.

L'absorption tellurique est re-paramétrisé de sorte que $\mathcal{T} = 1 - \mathcal{E}_{tell}$, avec \mathcal{E}_{tell} le débit tellurique, ce qui nous donne finalement :

$$S_{pADU}(\lambda, t, z) = \frac{S(\lambda, t, z)}{\mathcal{C}_{atm}(\lambda, t, z)} = S^*(\lambda, t) \times \mathcal{C}_{inst}(\lambda, t) \times (1 - \mathcal{E}_{tell}(\lambda, t, z))$$

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

Les spectres telluriques utilisées sont ceux du Kitt Peak National Observatory² ([HINKLE et al., 2003](#)), scindés en deux catégories de longueur d'onde : l' O_2 et l' H_2O . La Figure 7.19 montre les raies d'absorption telluriques utilisées.

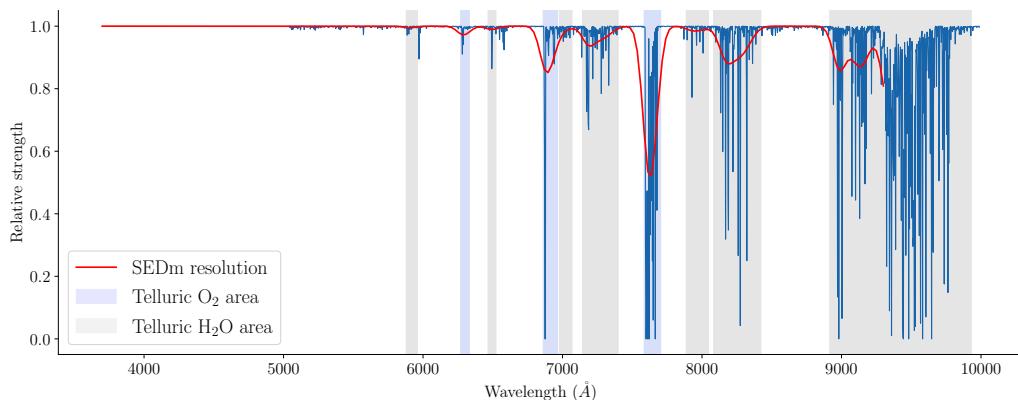


FIGURE 7.19 – Raies d'absorption telluriques du Kitt Peak National Observatory ([HINKLE et al., 2003](#)), avec les composantes d' O_2 et d' H_2O . La projection dans l'espace spectral de la SEDm est montrée en rouge.

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

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

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

$$\mathcal{T}(z) = \mathcal{T}_{\text{O}_2} \times (c_{\text{O}_2} + z^{\rho_{\text{O}_2}}) + \mathcal{T}_{\text{H}_2\text{O}} \times (c_{\text{H}_2\text{O}} + z^{\rho_{\text{H}_2\text{O}}})$$

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 un polynôme 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 $(S_p\text{ADU}/S_{ref}) - \mathcal{C}_{inst}(1 - \mathcal{E}_{tell})$, où la quantité $\mathcal{C}_{inst}(1 - \mathcal{E}_{tell})$ est appelée la courbe de sensibilité.

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.

La Figure 7.20 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' O_2 à $\sim 7600\text{\AA}$.

7.4.2 Précision de la calibration

L'ajustement du modèle de sensibilité inversé 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 49s. La même étoile a été ré-observée la même nuit une demi-heure plus tard, à 10h 38m 16s.

Nous pouvons ainsi extraire le spectre en pseudo-ADU 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 7.21. Le RMS sur tout l'espace spectral est de 1.87%, avec une distribution du ratio entre les deux spectres n'excédant pas les 5%. Cette déviation apparaît notamment à la localisation des raies telluriques les plus intenses (O_2 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

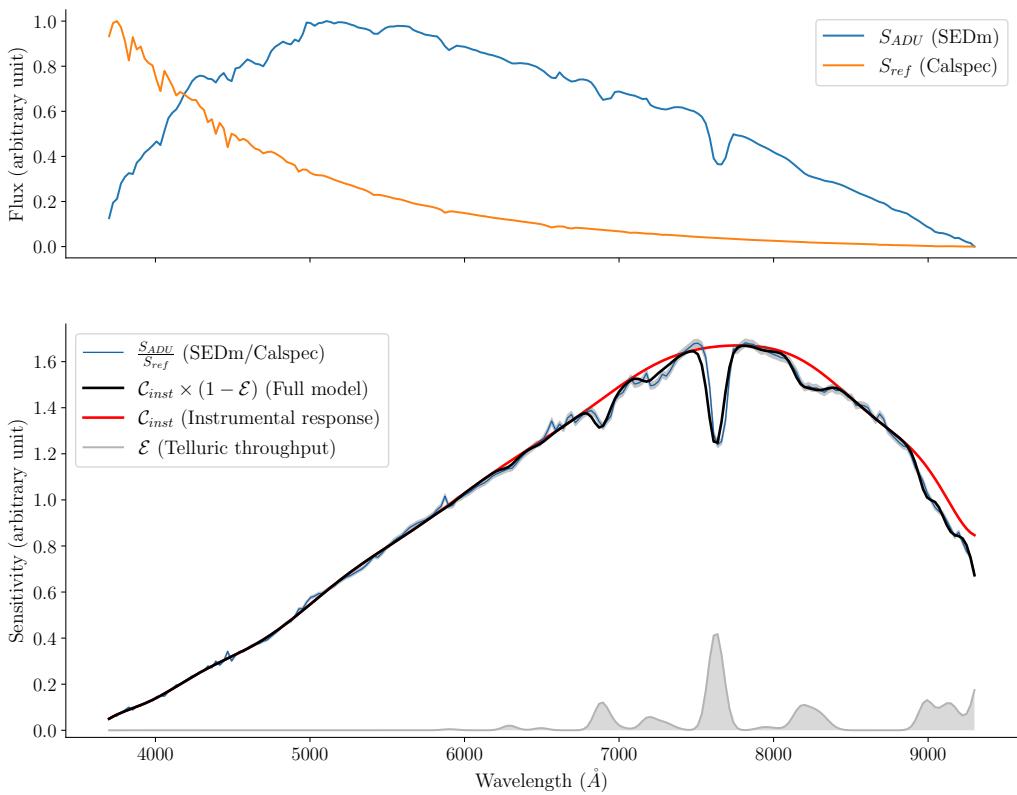


FIGURE 7.20 – Procédure d’ajustement de la calibration en flux pour l’étoile standard 25d4655. *En haut* est illustré le spectre extrait de l’étoile standard en bleu, et le spectre de référence en orange. *En bas* nous montrons le résultat de l’ajustement du modèle composé de la réponse instrumentale (en rouge) et de l’absorption tellurique (en gris). Les données sur lesquelles l’ajustement est effectuée, le ratio $\frac{S_{pADU}}{S_{ref}}$, est en bleu.

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

La Figure 7.22 présente ainsi le ratio (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 ratio moyen, dont la distribution oscille autour de 1-2%. En considérant également les enveloppes à 1σ et 2σ , ces résultats nous indiquent une calibration de 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

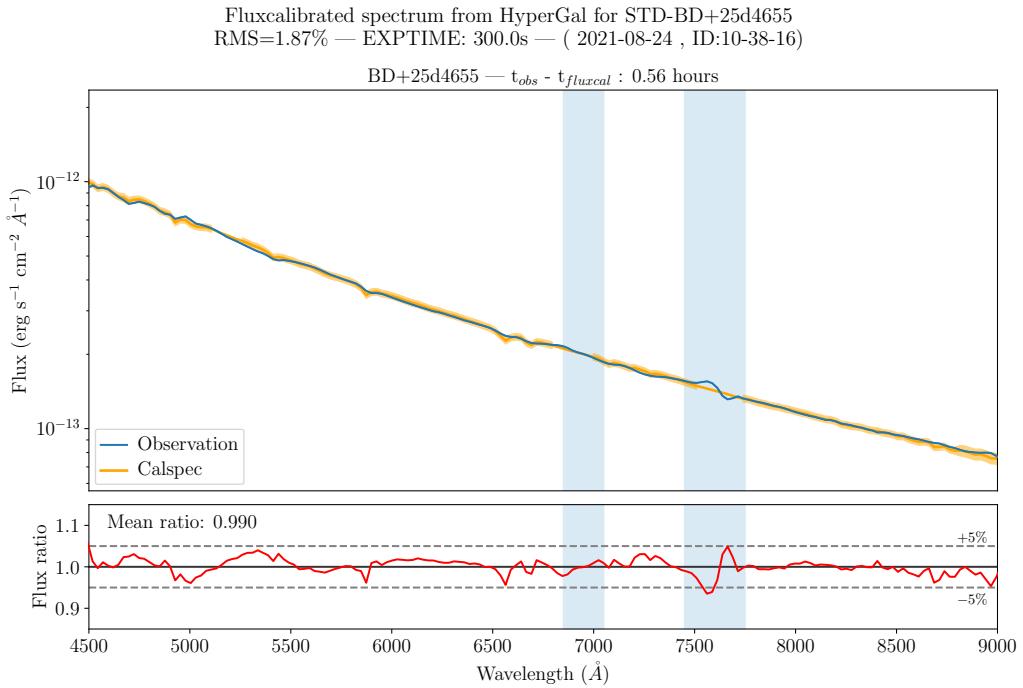


FIGURE 7.21 – Précision de la calibration en flux pour l'étoile standard 25d4655 (ID :10-38-16) à partir de l'observation de la même étoile standard observée $\sim 33\text{min}$ plus tôt. En haut sont présentés le spectre extrait calibré (bleu) et celui de référence (orange) en unités physiques. Les 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%.

domaine spectral de la SEDm, notamment en deçà de 4500\AA , et au dessus de 8500\AA .

La Figure 7.23 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 $\lambda \in [4500-8500]\text{\AA}$ nous atteignons une précision de l'ordre de 2% avec une faible déviation standard de 0.7%. Les résultats sont similaires avec le domaine spectral $\lambda \in [5000-8000]\text{\AA}$. Dans les deux derniers intervalles spectraux considérés, le RMS spectral n'excède pas les 4%.

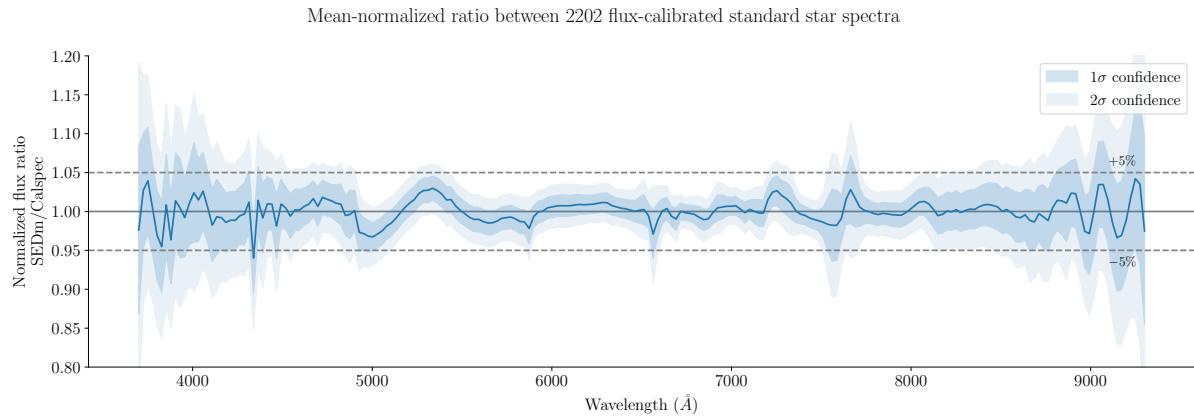


FIGURE 7.22 – Moyenne du ratio entre le flux de 2202 étoiles standards calibrées avec HYPERGAlet leur spectre de référence Calspec. Les enveloppes bleues représentent les déviations standard à 1σ et 2σ . Les traits horizontaux représentent les limites $\pm 5\%$ et l’unité.

TABLE 7.3 – Description des distributions du RMS spectral de la Figure 7.23 pour chaque intervalle de longueur d’onde.

RMS spectral (%)	$\lambda \in [3700-9300]\text{\AA}$	$\lambda \in [4500-8500]\text{\AA}$	$\lambda \in [5000-8000]\text{\AA}$
Moyenne	3.35	2.17	2.04
Déviation standard	1.34	0.70	0.59
Minimum	1.19	1.05	0.97
1 ^{er} quartile (25%)	2.25	1.60	1.55
Médiane (50%)	3.07	2.03	1.97
3 rd quartile (75%)	4.30	2.63	2.45
Maximum	6.62	4.03	3.56

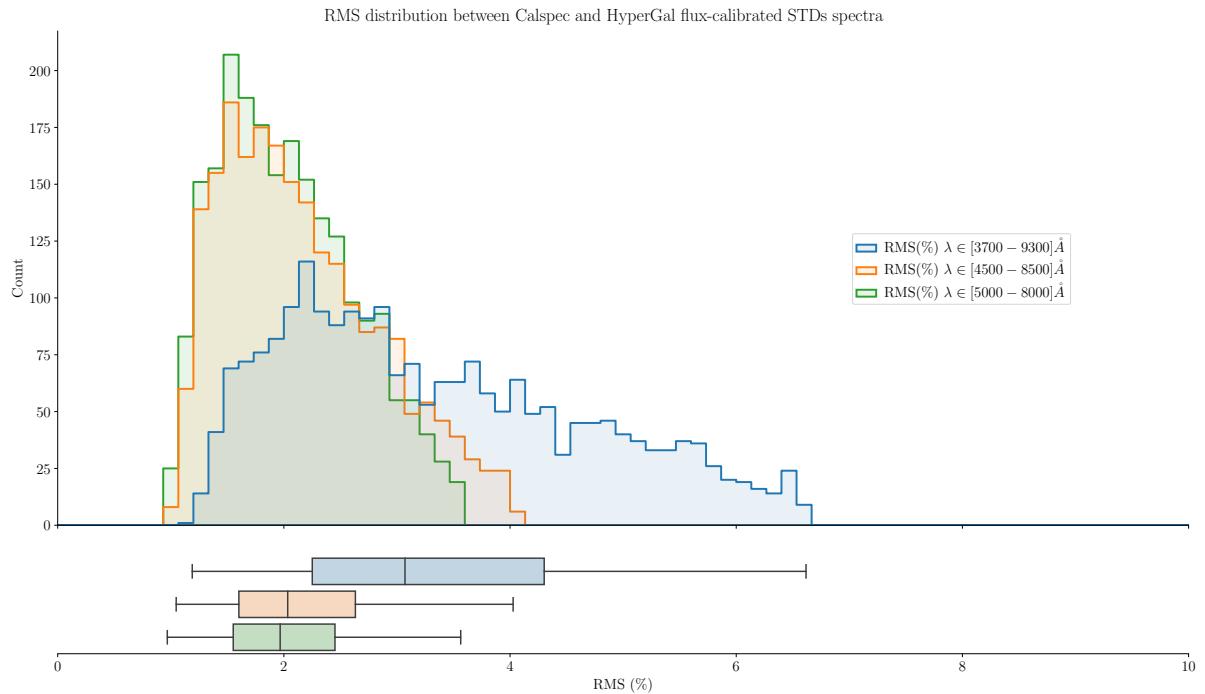


FIGURE 7.23 – Distributions du RMS spectral des calibrations en flux de 2202 étoiles standards pour différents intervalles spectraux. *En haut* sont représentés les histogrammes des distributions et *en bas* le box plot correspondant. La distribution bleu correspond au domaine spectral entier de la SEDm, en orange l'intervalle $\lambda \in [4500-8500]\text{\AA}$, et en vert l'intervalle $\lambda \in [5000-8000]\text{\AA}$. 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.

Modélisation de scène et extraction de sources

Sommaire

8.1	Modélisation de scène	128
8.1.1	Présentation de la méthode	128
8.1.2	Projection du cube intrinsèque	128
8.1.3	Composantes de la scène	130
8.1.4	Ajustement de la scene 2D	131
8.1.5	Ajustement chromatique	132
8.2	Extraction des sources	137
8.2.1	Extraction de la galaxie hôte	137
8.2.2	Extraction de la Supernova	140
8.3	Classification : SNID	144
8.4	Cas complexes	145
8.4.1	ZTF19acbjnt	145
8.4.2	ZTF19abormno	147
8.4.3	ZTF20ablhllo	148

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 montré ces résultats pour un cas idéal, 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 `HYPERCAL` 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 retirés 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 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 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 spatiale.

8.1.2 Projection 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 un grand nombre (> 3) de sources 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 pixels 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. La Figure 8.1 illustre l'importance de prendre en compte cette différence de taille entre les spaxels.

Avant de projeter le flux du cube intrinsèque, nous incluons un modèle de correction du seeing. En effet, les images PS1 ayant un seeing plus petit ($\sim 1''.2$) que celui de la SEDm ($\sim 2''$), nous devons prendre en compte cette différence avant le ré-échantillonnage spatial.

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>

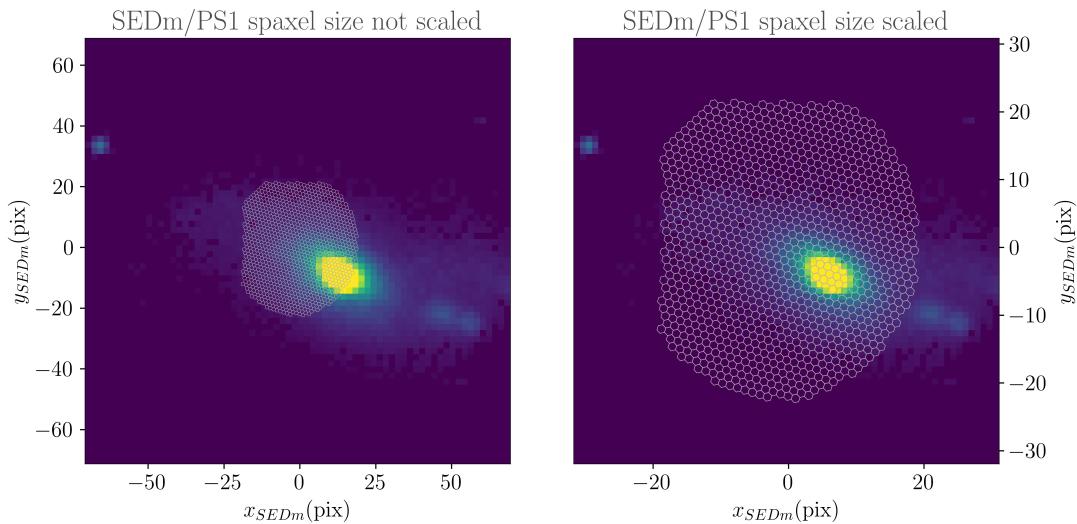


FIGURE 8.1 – Concordance des champs de vue PS1 et SEDm sur la supernova ZTF18accorf en appliquant le rapport d'échelle entre la taille des pixels de chaque instrument. La grille hexagonale correspond au MLA de la SEDm, superposé sur une métatranche du cube intrinsèque empilé. La superposition illustrée ici aligne le centre du MLA et celui du cube.

seeing des images PS1 et de la SEDm n'étant pas fixes, les paramètres 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. 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 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 pixel 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 pixel carré du cube est entièrement contenu dans un pixel hexagonal du MLA.

Nous présentons dans la Figure 8.2 la projection d'une métatranche du cube intrinsèque dans l'espace de la SEDm, convoluée par une gaussienne 2D sans ellipticité d'écart type 1 pixel (= 0''.5). L'ancrage est effectué à partir de la position de la supernova ZTF18accorf dans le MLA estimée par la caméra de guidage.

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

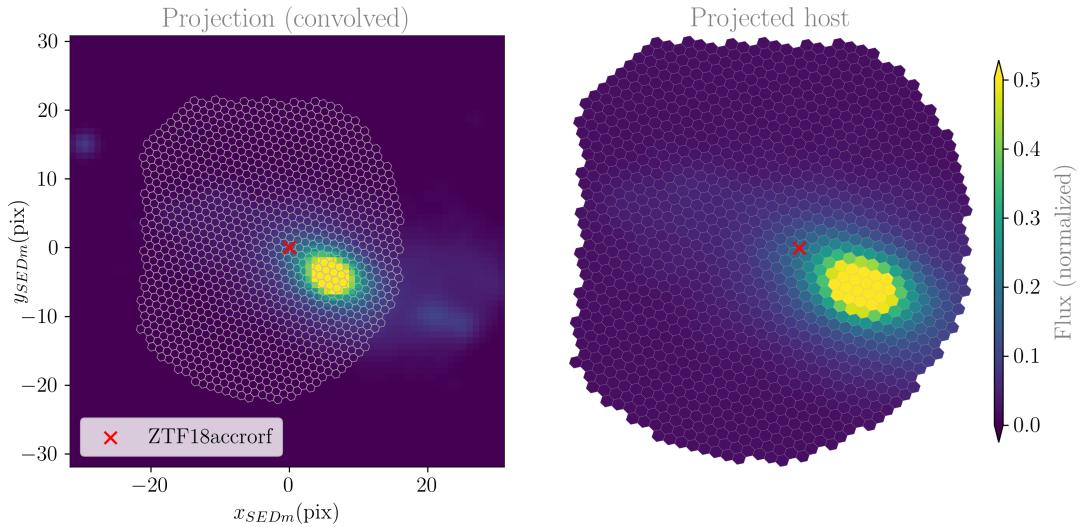


FIGURE 8.2 – Projection de la galaxie hôte dans le MLA pour une méta-tranche du cube intrinsèque. Pour l’illustration de cet exemple, nous avons convolué la tranche par une gaussienne 2D sans ellipticité d’écart type 1 pixel. La croix rouge indique la position de la supernova ZTF18accorf estimée par la *Rainbow Camera* dans le MLA, qui sert d’ancrage à la projection d’un espace spatial à l’autre.

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 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. Pour les mêmes raisons 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 :

$$\text{Bkgd}(x, y) = \begin{pmatrix} b_{xx} & & & 0 \\ & b_{yy} & & \\ & & b_{xy} & b_x \\ 0 & & & b_y \\ & & & b_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x^2 \\ y^2 \\ xy \\ x \\ y \\ 1 \end{pmatrix} \quad (8.1)$$

avec x et y les coordonnées dans le MLA. La constante b_0 est donc utilisée pour modéliser l’uniformité 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 :

$$PSF(r; \alpha, \eta) = N \left[\eta \times \exp \left(-\frac{r}{2(\sigma_0 + \sigma_1 \times \alpha)^2} \right) + \left(1 + \left(\frac{r}{\alpha} \right)^2 \right)^{-(\beta_0 + \beta_1 \times \alpha)} \right] \quad (8.2)$$

avec r le rayon elliptique du profil radial, et les σ_i et β_i fixés par l'entraînement du modèle.

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 $\lambda \in [5000, 8500]\text{\AA}$. Ce choix est motivé par la précision spectrale de la calibration en flux de la Figure 7.22 du chapitre précédent. Bien que notre modèle de fond ait été conçu pour prévenir de potentiels artefacts strucutrés, ceux-ci deviennent parfois trop intenses au delà de ce domaine spectral. En se restreignant à cet intervalle, nous réduisons le risque de valeurs d'ajustements 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 leur magnitude diminue fortement vers le rouge, notamment au delà de 8000-8500\AA. Le contraste entre une SNIa et sa galaxie hôte dans une méta-tranche au delà de ces valeurs est donc fortement réduit, ce qui permet difficilement la contrainte sur les paramètres de forme de la PSF. La Figure 8.3 illustre bien le type d'artefacts auxquels nous faisons référence, notamment sur les bords des cubes dans le bleu, et des franges d'interférences intenses dans le rouge.

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

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

$$\chi^2 = \sum_{pixel} \left(\frac{(y_p - \tilde{y}_p)^2}{\sigma_p^2} \right) \quad (8.3)$$

où y_p et σ_p sont respectivement le flux et la racine de la variance dans un pixel p de la méta-tranche du cube SEDm, et \tilde{y}_p le flux modélisé dans ce même pixel. Nous effectuons la minimisation avec le module `IMINUIT`¹ (JAMES et ROOS, 1975; DEMBINSKI et al., 2020).

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

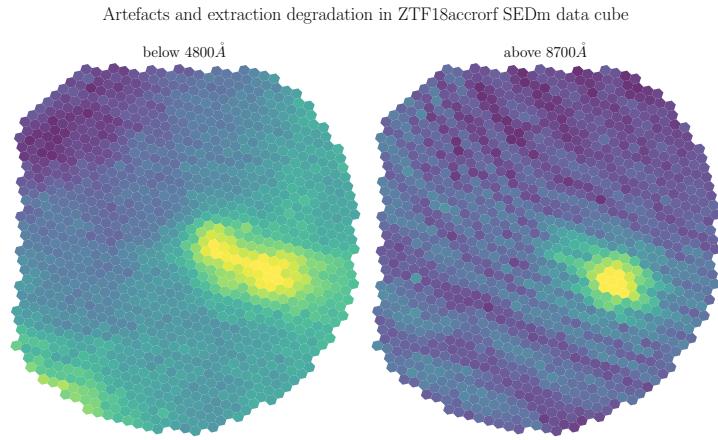


FIGURE 8.3 – Exemple d’artefacts dans les cubes de données SEDm pour ZTF18accorff. Nous montrons à gauche toutes les tranches en dessous de 4800\AA du cube de données empilées, et à droite, toutes celles au dessus de 8700\AA . Nous pouvons clairement voir dans le bleu la dégradation importante du signal, distordant complètement les objets dans le champ de vue, et également la présence d’artefacts de fond sur les bords du cube. Dans le rouge la forme des sources est également altérée, mais nous voyons surtout des franges d’interférences dans les données.

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

- Convolution de la méta-tranche du cube intrinsèque par un kernel gaussien 2D asymétrique avec un paramètre d’amplitude ;
- Projection dans l’espace spatial de la SEDm suivant à partir de la position d’ancrage ;
- Ajout du fond structuré (ciel + artefacts) ;
- Ajout de la source ponctuelle (PSF + amplitude) ;
- Détermination du χ^2 , puis réitération des étapes précédentes ;

Nous présentons dans la Figure 8.4 l’ajustement des 6 méta-tranches par HYPERGAL pour ZTF18accorff. Pour chaque longueur d’onde, nous montrons la scène ajustée, la scène observée, et le résidu avec le RMS spatial associé. Dans le cas de cette observation, notre 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 5285\AA , probablement à cause d’un fond de plus en plus structuré comme illustré dans la Figure 8.3. La méta-tranche la plus rouge à 8200\AA commence également à présenter des artefacts structurés, vraisemblablement des franges de Moiré (phénomène d’interférences).

La Figure 8.5 quant à elle présente la matrice de corrélation entre les paramètres libres de la scène pour la méta-tranche à $\lambda = 6461\text{\AA}$.

8.1.5 Ajustement chromatique

L’ajustement de chaque méta-tranche nous donne ainsi un jeu de N paramètres sur le domaine spectral $[5000,8000]\text{\AA}$. 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

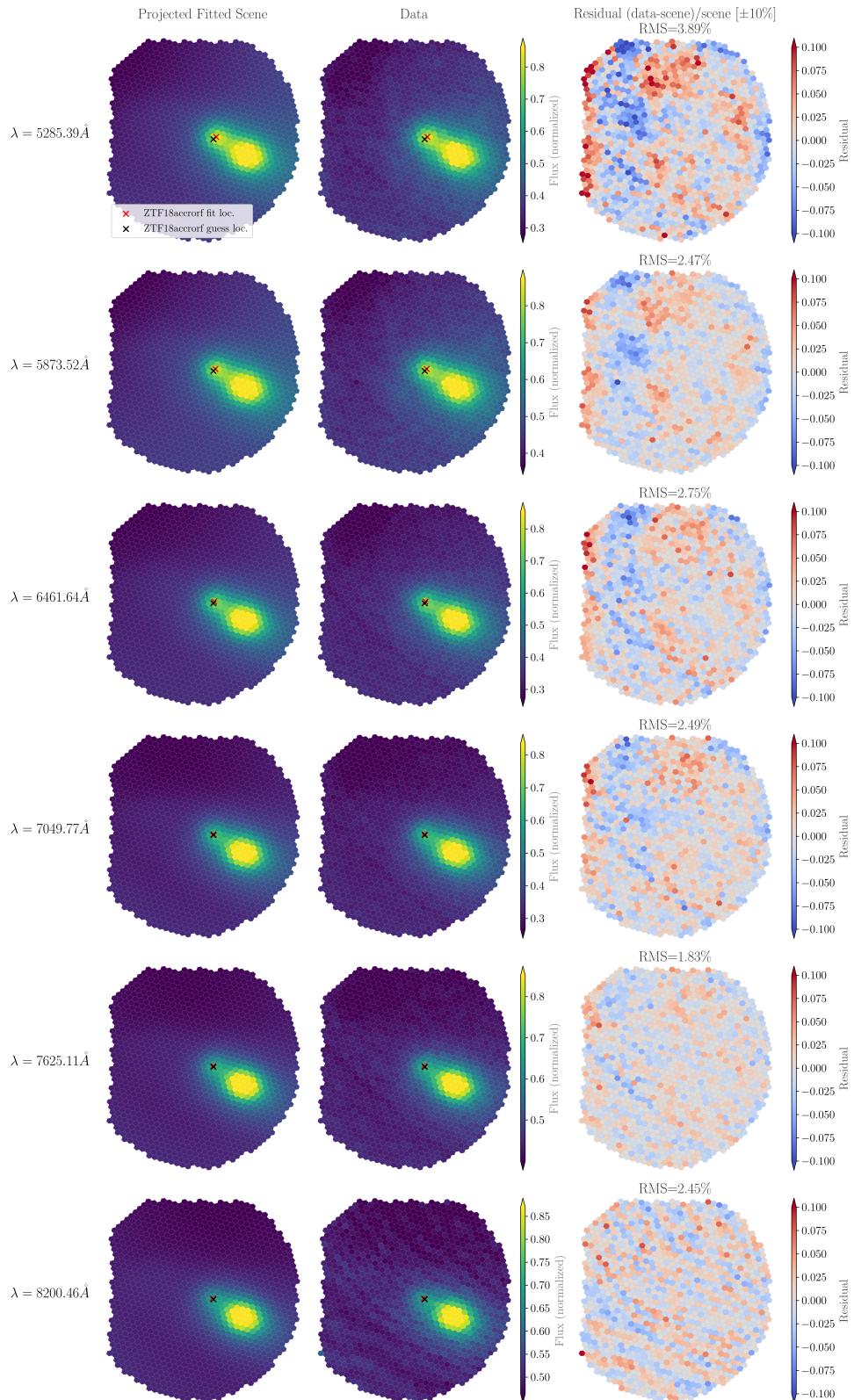


FIGURE 8.4 – Ajustement des méta-tranches pour la modélisation de scène de ZTF18accorf. *De haut en bas* sont représentées les méta-tranches modélisées du bleu vers le rouge. Pour chaque ligne *de gauche à droite* : La méta-tranche modélisée par HYPERGAL, la méta-tranche du cube de données SEDm, et le 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.

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

Paramètre		Symbole
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.

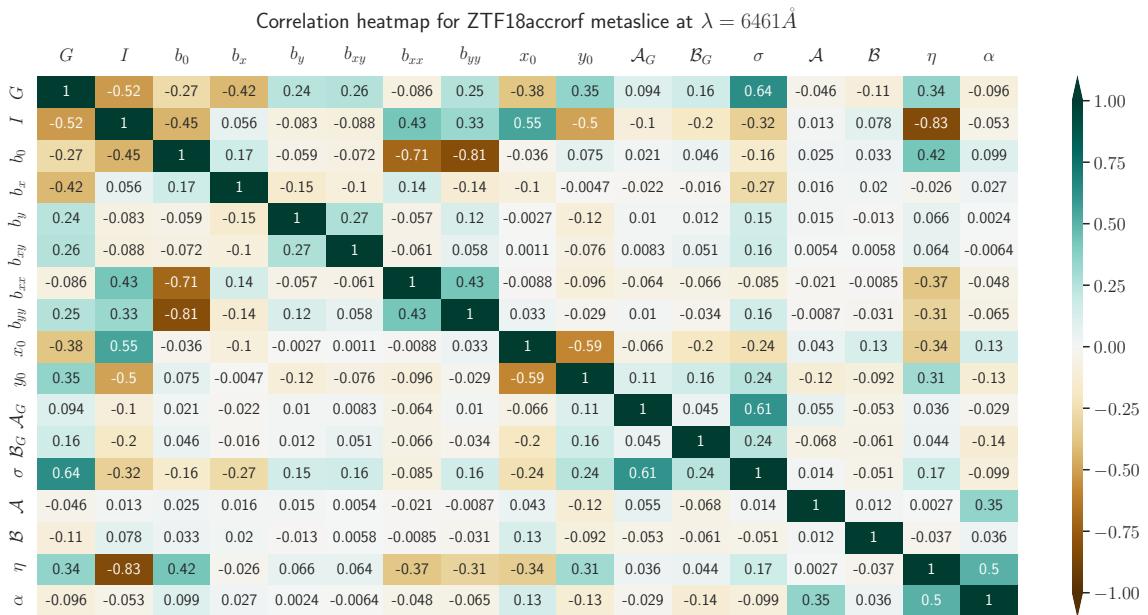


FIGURE 8.5 – Matrice de corrélation des paramètres d'ajustement de scène de ZTF18accorf pour la méta-tranche à $\lambda = 6461\text{\AA}$.

(rayon de la Moffat), et une constante pour η (poids gaussienne/Moffat), \mathcal{A} et \mathcal{B} (ellipticité et orientation).

Nous montrons dans la Figure 8.6 la modélisation chromatique de ces 4 paramètres.

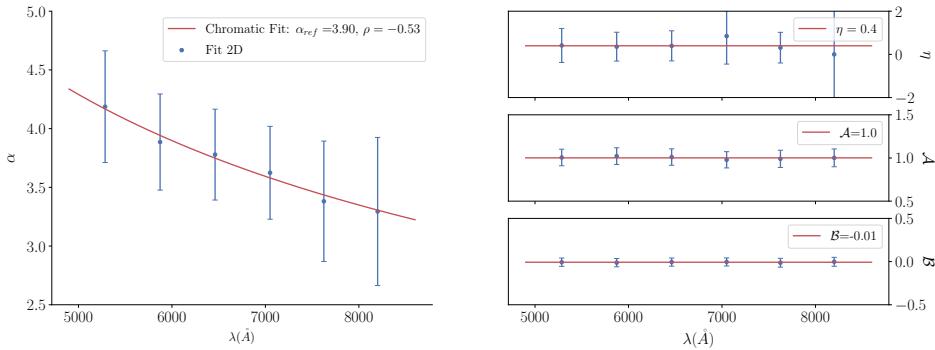


FIGURE 8.6 – Ajustement de la chromaticité des paramètres de forme de la PSF pour la supernova ZTF18accorrf, à partir des 6 méta-tranches. À gauche l'ajustement du paramètre α avec une loi de puissance. À droite de haut en bas, l'ajustement par une constante de η (poids entre la gaussienne et la Moffat) et des paramètres d'ellipticité (\mathcal{A}) et d'orientation (\mathcal{B}).

Nous utilisons également pour l'ellipticité et l'orientation de la PSF relative (SEDm/PS1) une modélisation chromatique par une constante.

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

$$\sigma(\lambda) = \sigma_{ref} \left(\frac{\lambda}{\lambda_{ref}} \right)^{\rho_g} \quad (8.4)$$

De la même façon que pour la source ponctuelle, nous montrons dans la Figure 8.7 la modélisation chromatique des paramètres décrivant la PSF relative par laquelle nous avons convolué les méta-tranches du cube intrinsèque.

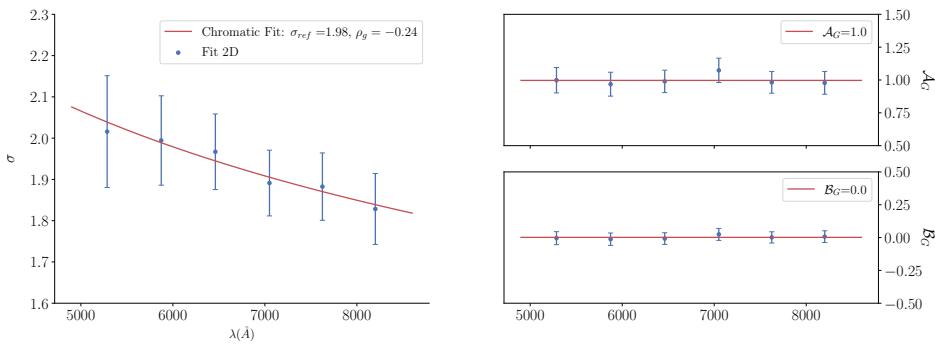


FIGURE 8.7 – Ajustement de la chromaticité des paramètres de forme de la PSF relative SEDm/PS1 pour la galaxie hôte de la supernova ZTF18accorrf, à partir des 6 méta-tranches. À gauche l'ajustement du paramètre σ avec une loi de puissance. À droite de haut en bas, les paramètres d'ellipticité (\mathcal{A}_G) et d'orientation (\mathcal{B}_G).

Enfin, à partir de l'ajustement de la position d'ancre 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 8.8.

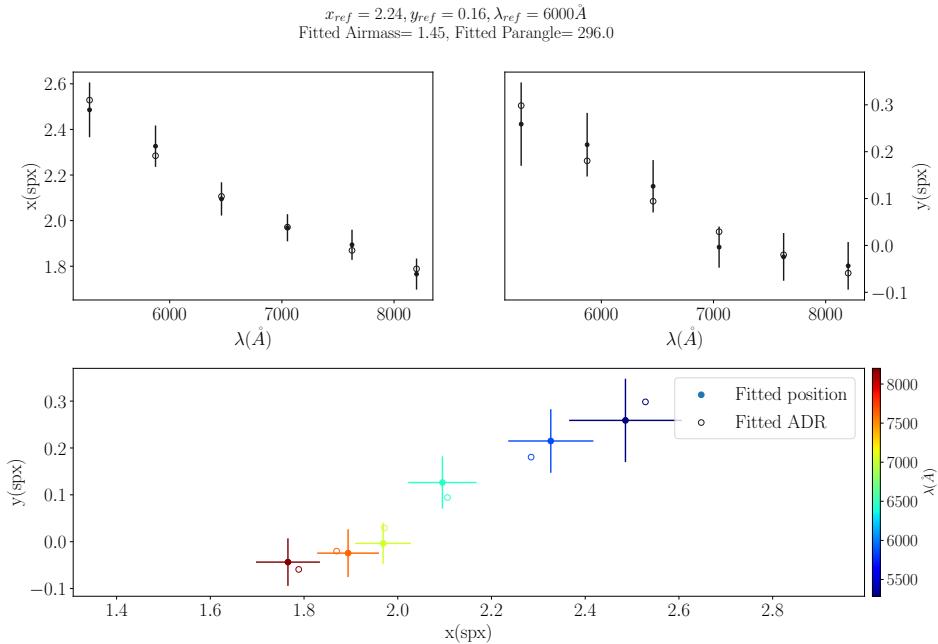


FIGURE 8.8 – Modélisation de la réfraction atmosphérique différentielle pour ZTF18accorf. Nous montrons ici l’ajustement de la position d’ancrage (x_0, y_0) qui représente le centroïde de la supernova par le modèle d’ADR présenté dans le chapitre 7. Les deux graphes du haut représentent l’ajustement des deux coordonnées en fonction de la longueur d’onde. Le graphe du bas illustre l’effet de la réfraction atmosphérique.

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’impacte de potentielles valeurs aberrantes 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. Si on considère comme l’analogie mécanique à un ajustement de χ^2 un système avec des forces attractives, alors les points de données attirent le modèle avec une force possédant un potentiel $V(a)$ pour un décalage quadratique a . La Figure 8.9 montre la forme d’un potentiel standard (fonction de perte linéaire), en comparaison avec un potentiel 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.

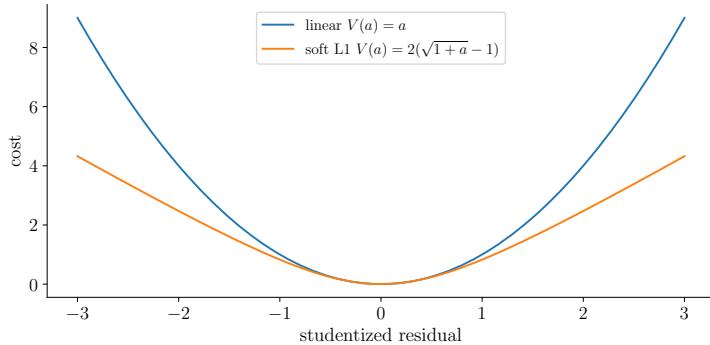


FIGURE 8.9 – Mise en évidence du poids plus faible accordé aux valeurs aberrantes avec la fonction de perte *pseudo-Huber*.

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 de nuisances. 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 8.10 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 empilés 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 :

$$p_{spx} = \frac{\sum_{\lambda} (y_{\lambda} - \tilde{y}_{\lambda})}{\sqrt{\sum_{\lambda} \sigma_{\lambda}^2}} \quad (8.5)$$

avec \tilde{y} la prédiction du modèle, y la donnée dans le cube SEDm et σ l’erreur sur y .

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 d’extraire chacune des composantes : le fond, la galaxie hôte et la source ponctuelle.

8.2.1 Extraction 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.

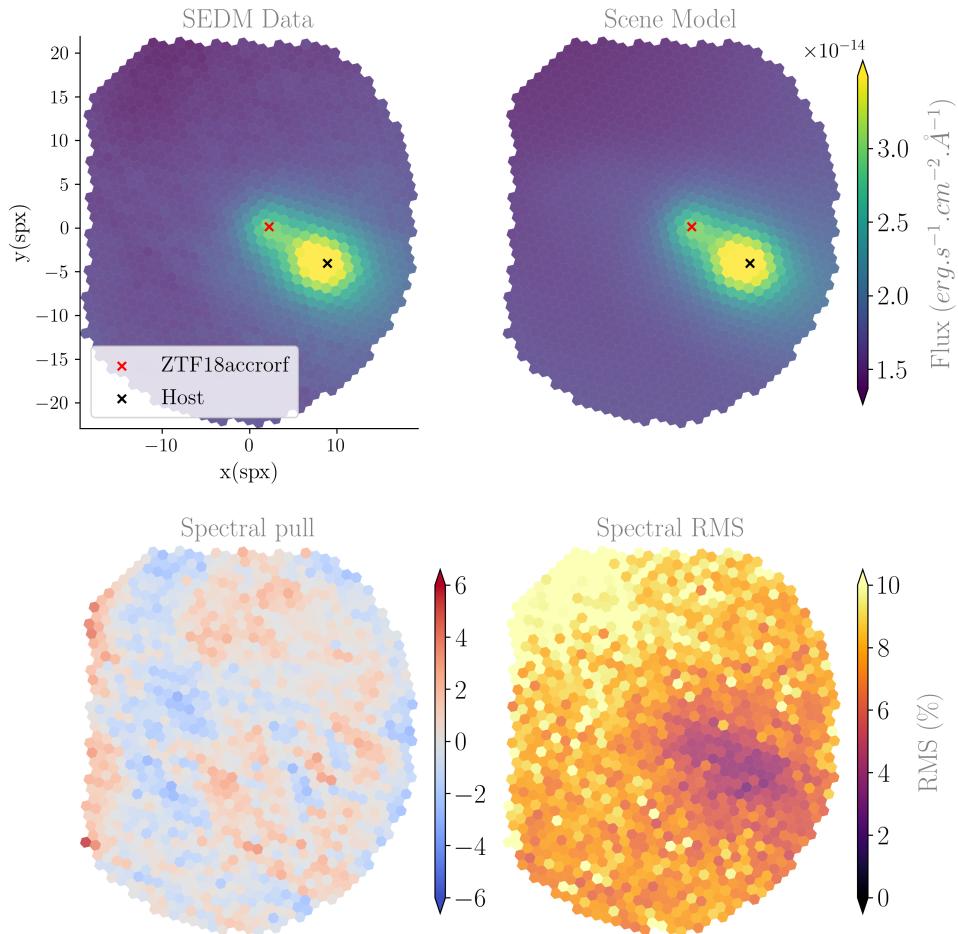


FIGURE 8.10 – Modélisation de scène complète pour ZTF18accorrf. *En haut* nous montrons *de gauche à droite* : le cube de données SEDm empilé entre 5000 et 8500, puis le cube modélisé par HYPERGAL empilé également sur le même domaine spectral. La croix rouge indique la position ajustée de ZTF18accorrf à 7000Å, et la croix noire la position de la galaxie hôte. *En bas* nous montrons *de gauche à droite* : le pull spectral tel que définit dans l'équation 8.5, 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.

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

Nous utilisons pour cela l'outil **SEP**¹ ([BARRY, 2016](#)) (implémentation python de **SEXTRACTOR** [BERTIN et ARNOUDS \(1996\)](#)), 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 8.11 l'extraction du spectre de la galaxie hôte de ZTF18accorrf, en considérant les spaxels mis en évidences sur l'image du cube empilée. 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 .

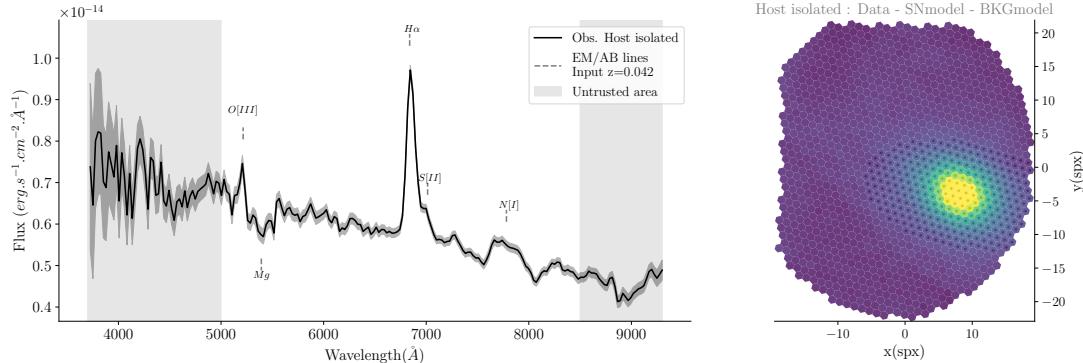


FIGURE 8.11 – Extraction du spectre de la galaxie hôte de ZTF18accorrf. *À droite* nous montrons le cube de données de la SEDm, auquel nous avons soustrait les modèles de fond et de la source ponctuelle afin d'isoler la galaxie hôte. Les spaxels sélectionnés par les losanges noirs indiquent ceux appartenant à l'ouverture utilisée pour l'extraction du spectre. *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, et les bandes grises indiquent les zones auxquelles nous accordons généralement une faible fiabilité ($\lambda < 5000\text{\AA}$ et $\lambda > 8500\text{\AA}$) due aux artefacts présents dans les cubes SEDm. Nous montrons également la position théorique de quelques raies d'émission et d'absorption sachant le redshift utilisé, et nous pouvons voir ici la bonne cohérence avec le spectre extrait.

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

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

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

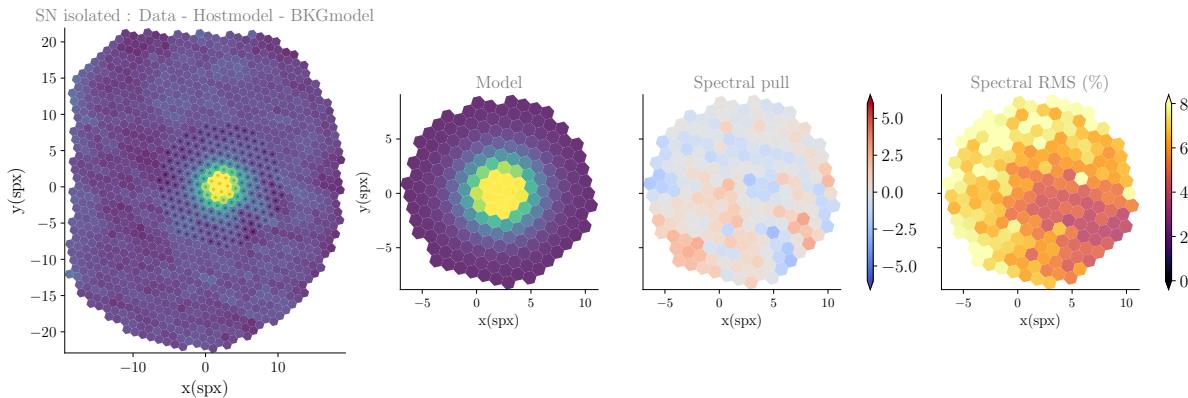


FIGURE 8.12 – Isolation de la supernova ZTF18accorrf dans le cube SEDm. Chaque image de cube 3D correspond à un empilement entre 5000 et 8500Å. *De gauche à droite* : (a) le cube de données SEDm auquel nous avons soustrait le modèle de la galaxie et celui du fond, ce qui met en évidence la qualité d’isolation de la supernova et à 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 ($\sim 4''.5$) 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 8.10. 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 ZTF18accorrf.

8.2.2 Extraction de la Supernova

De la même façon qu’avec la galaxie hôte, nous pouvons vérifier la l’isolation de la supernova dans le cube de données en y soustrayant le modèle de fond et de la galaxie. La Figure 8.12 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 visuel 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 8.13 le profil radial ajusté pour une des méta-tranches. Nous pouvons voir que le fond de ciel 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 8.14 le spectre extrait de ZTF18accorrf.

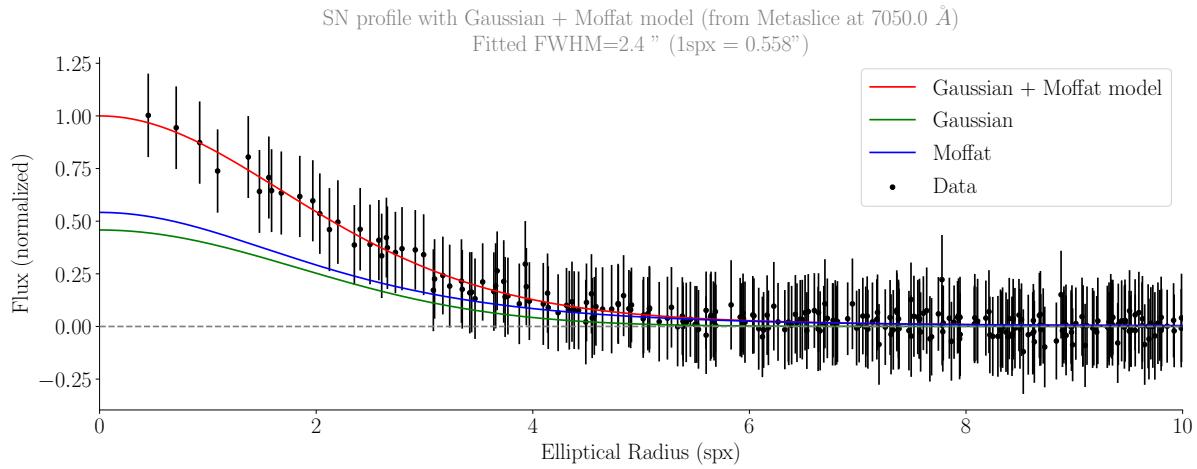


FIGURE 8.13 – Profile radial et modèle de PSF pour la méta-tranche à 7050\AA de ZTF18accorf. Le flux est ici normalisé à 1. Les points noirs indiquent les données de la méta-tranche du cube d’observation de la SEDm, après soustraction du modèle de la galaxie et du fond. Les courbes verte, bleue et rouge 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 $2''.4$.

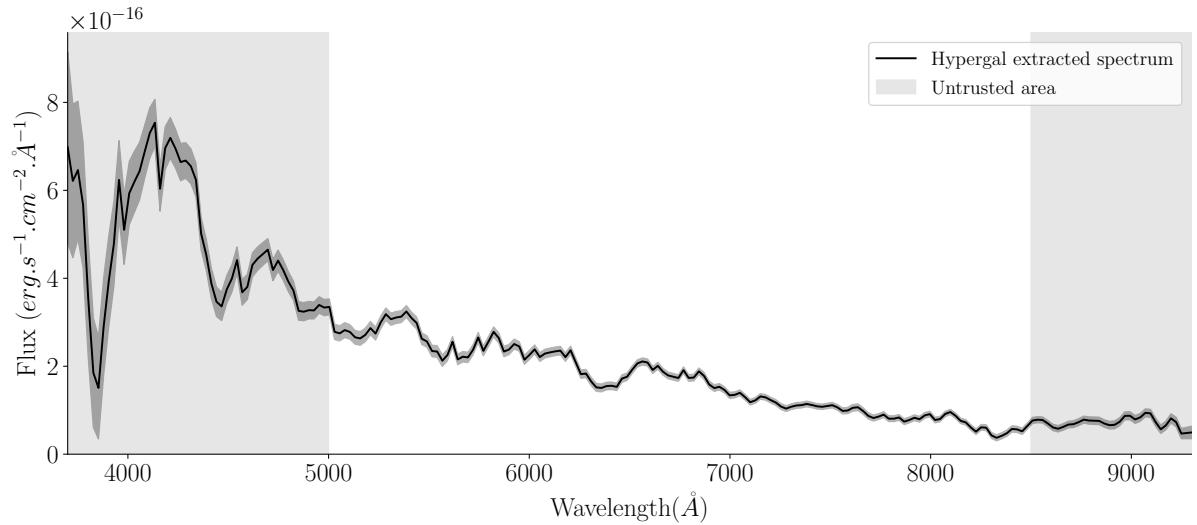


FIGURE 8.14 – Spectre extrait de ZTF18accorf avec HYPERGAL. Tout le domaine spectral de la SEDm est affiché, et les bandes grises indiquent les zones auxquelles nous accordons généralement une faible fiabilité.

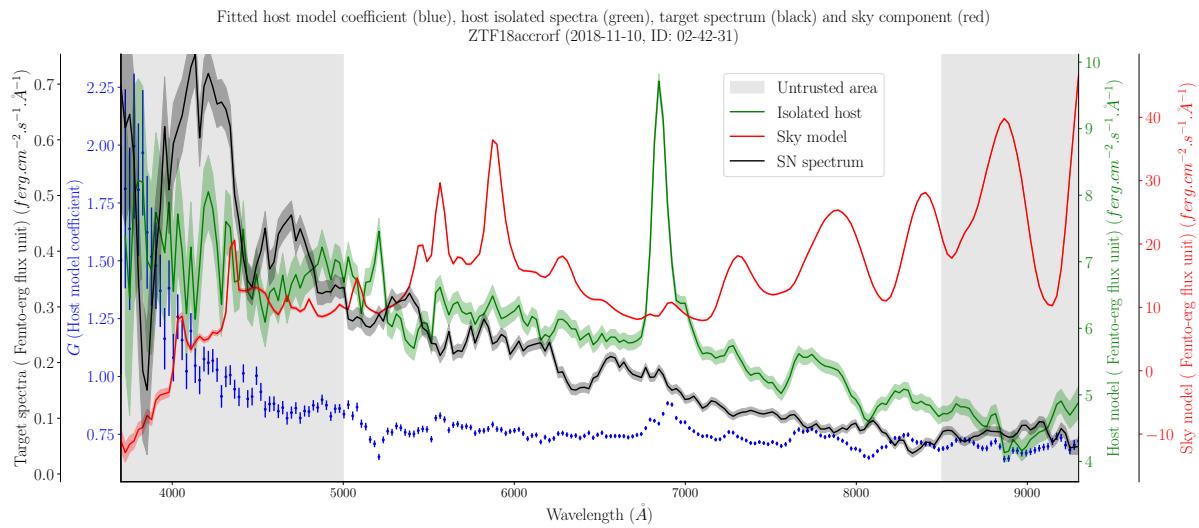


FIGURE 8.15 – Superposition du spectre des 3 composantes de la scène d’observation de ZTF18accorf : fond de ciel en rouge, galaxie en vert, supernova en noir. Nous montrons également l’évolution chromatique de l’ajustement du coefficient de correction G du cube intrinsèque. Le but de cette superposition 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 de l’intensité des raies O[III] et H α aux observations.

Dans la Figure 8.15 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 **HYPERGAL**. 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 ZTF18accorf), 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 et al., 2019; DUEV et VAN DER WALT, 2021](https://fritz.science/)), mais peuvent également être imposées en argument. **HYPERGAL** est conçu pour être suffisamment flexible et adaptable à n’importe quel cube 3D. Par défaut, le pipeline est optimisé avec la librairie de calculs parallèles **DASK**² ([DASK DEVELOPMENT TEAM, 2016](https://www.dask.org)).

1. <https://fritz.science/>

2. <https://www.dask.org>

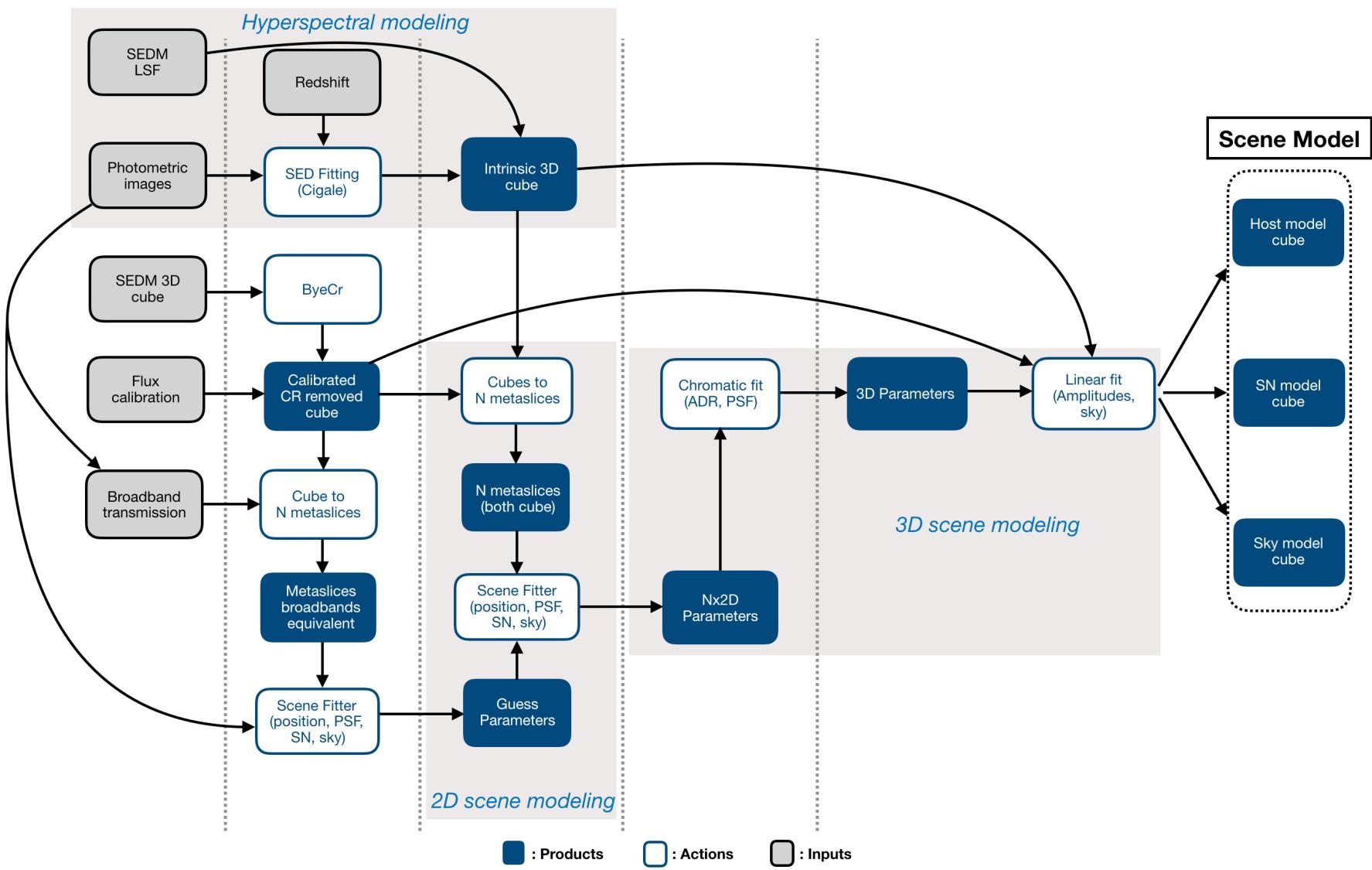


FIGURE 8.16 – Schéma complet du fonctionnement d’HYPERGAL. Les étapes sur la même verticale sont effectuées simultanément.

8.3 Classification : SNID

Bien que le but principal du pipeline **HYPERGAL** est de *permettre* la classification du spectre des objets transitoires observés et non leur classification elle même, 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 au delà dans l'intervalle de redshift d'observation de ZTF. Bien que nous ayons présenté notre méfiance quant à la fiabilité des données en deça de 5000Å dans les cubes de la SEDm, nous conservons le spectre extrait jusqu'aux 4000Å pour la classification en raison des fortes caractéristiques des SNIae se trouvant dans cet interval spectral (absorption du silicium, flux plus intense dans le bleu).

Afin de faciliter l'utilisation de **SNID** initialement écrit en **FORTRAN**, nous utilisons une adaptation **PYTHON** : **PYSNID**¹.

Nous montrons dans la Figure 8.17 la classification obtenue du spectre extrait de ZTF18accr0rf avec **HYPERGAL**, 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 plus qu'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 **HYPERGAL** montre pour le meilleur modèle un *rlap* de 12.5 pour une supernova de type Ia, à un redshift proche de celui estimé de la galaxie hôte ($z_{snid} = 0.040$ contre $z_{host} = 0.042$).

Nous présentons également la distribution des 30 modèles avec un *rlap* > 6, ainsi que le meilleur pour chaque sous-type de supernova pouvant correspondre au spectre extrait de ZTF18accr0rf. 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 ZTF18accr0rf ne présente aucun doute comme étant une Ia.

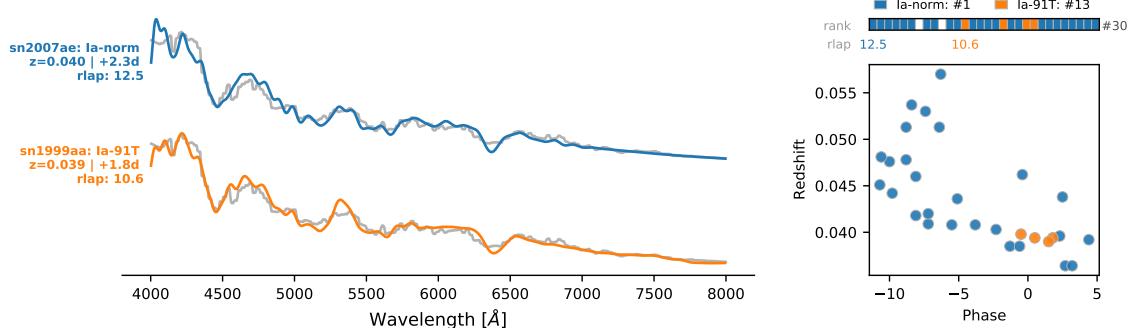


FIGURE 8.17 – Classification de ZTF18accr0rf avec **SNID**. À gauche les modèles ayant le plus haut *rlap* pour chaque sous-type présent dans les 30 meilleurs modèles. Pour chacun nous y montrons le spectre extrait par **HYPERGAL** en gris, le modèle en couleur, le type et sous-type, le redshift, la 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.

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

8.4 Cas complexes

Bien que le cas utilisé pour présenter le pipeline **HYPERGAL** (ZTF18accr0rf) 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 net de sa galaxie hôte.

Nous présentons dans cette section quelques cas d'extraction plus complexes de spectre avec **HYPERGAL**, pour des observations où la supernova explose bien plus proche du bulbe galactique.

Pour toutes les observations que nous présentons ici, l'extraction avec le pipeline **PYSEDM** ne permet 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).

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 8.10 ; 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 alignement avec le bulbe galactique dans la ligne de visée. La distance apparente entre la 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 cœur de la galaxie hôte.

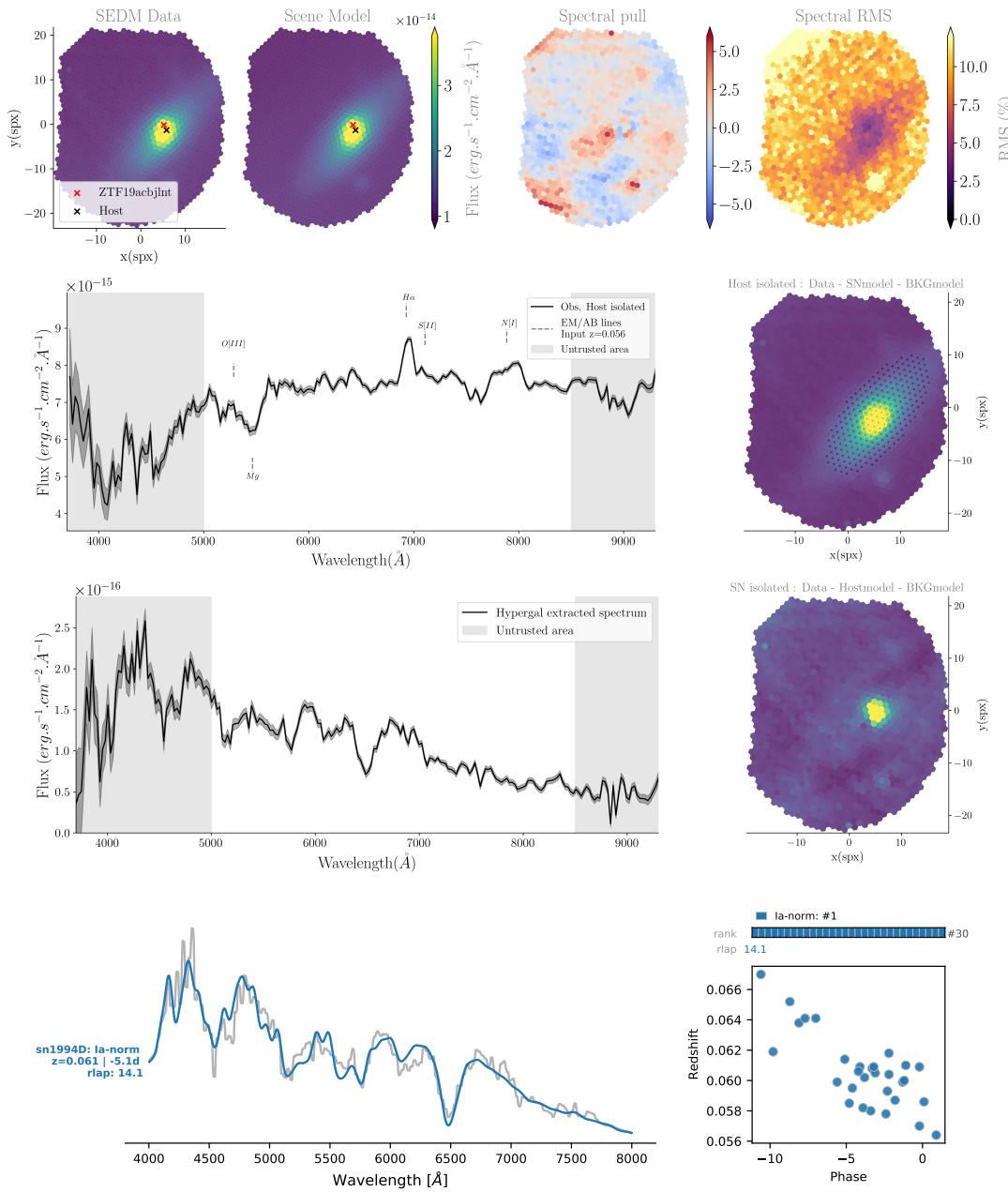


FIGURE 8.18 – Extraction de sources pour ZTF19acbjlnt avec HYPERGAL. *De haut en bas :* (a) visualisation globale de la modélisation de scène, pull et RMS spectraux, (b) l’isolation de la galaxie hôte, (c) l’isolation de ZTF19acbjlnt, (d) la classification de ZTF19acbjlnt. La distance apparente entre la supernova et la galaxie est d’environ 0''.8.

8.4.2 ZTF19abormno

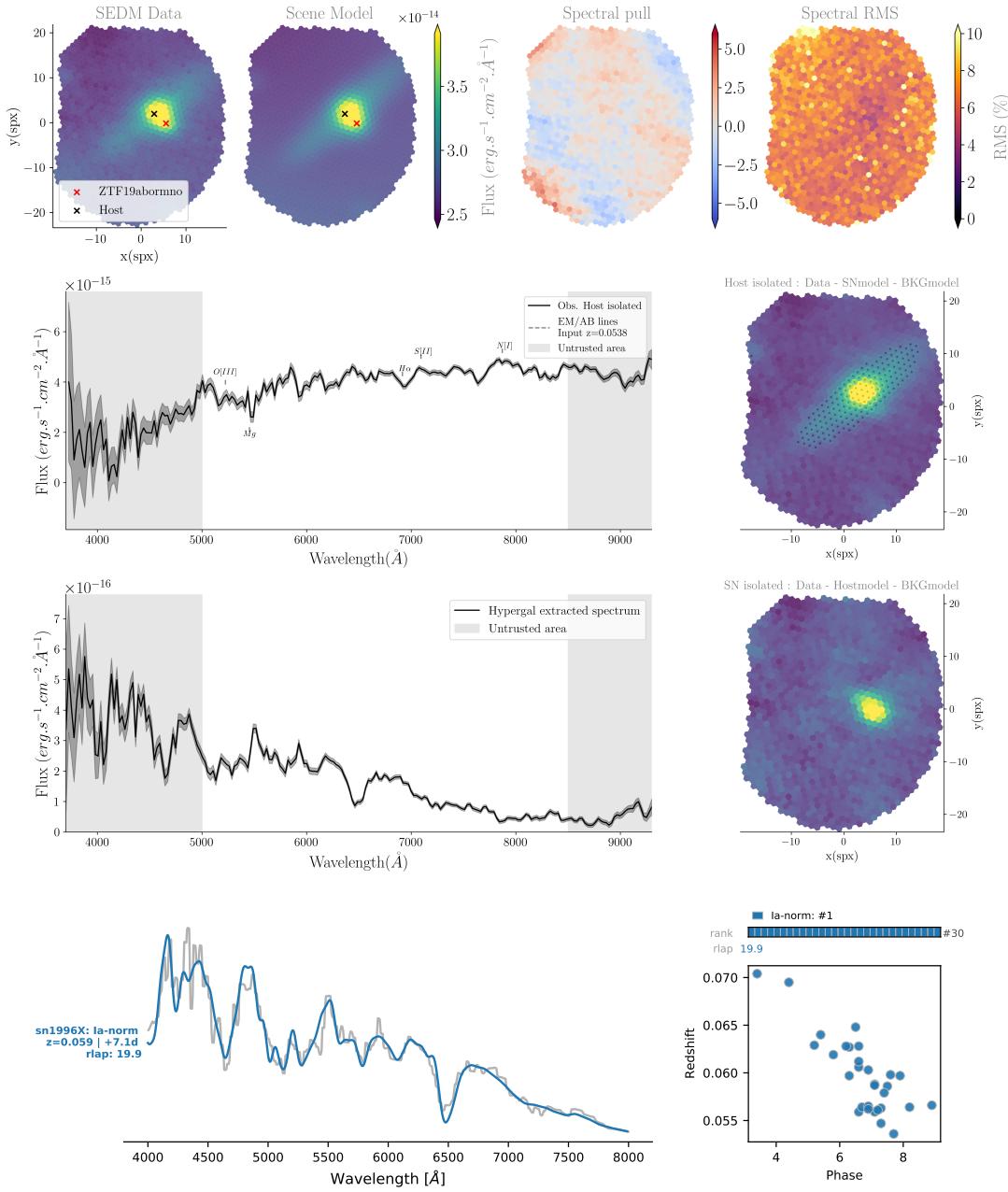


FIGURE 8.19 – Extraction de sources pour ZTF19abormno avec HYPERGAL. De haut en bas : (a) visualisation globale de la modélisation de scène, pull et RMS spectraux, (b) l’isolation de la galaxie hôte, (c) l’isolation de ZTF19abormno, (d) la classification de ZTF19abormno. La distance apparente entre la supernova et la galaxie est d’environ 1''.5.

8.4.3 ZTF20abhllo

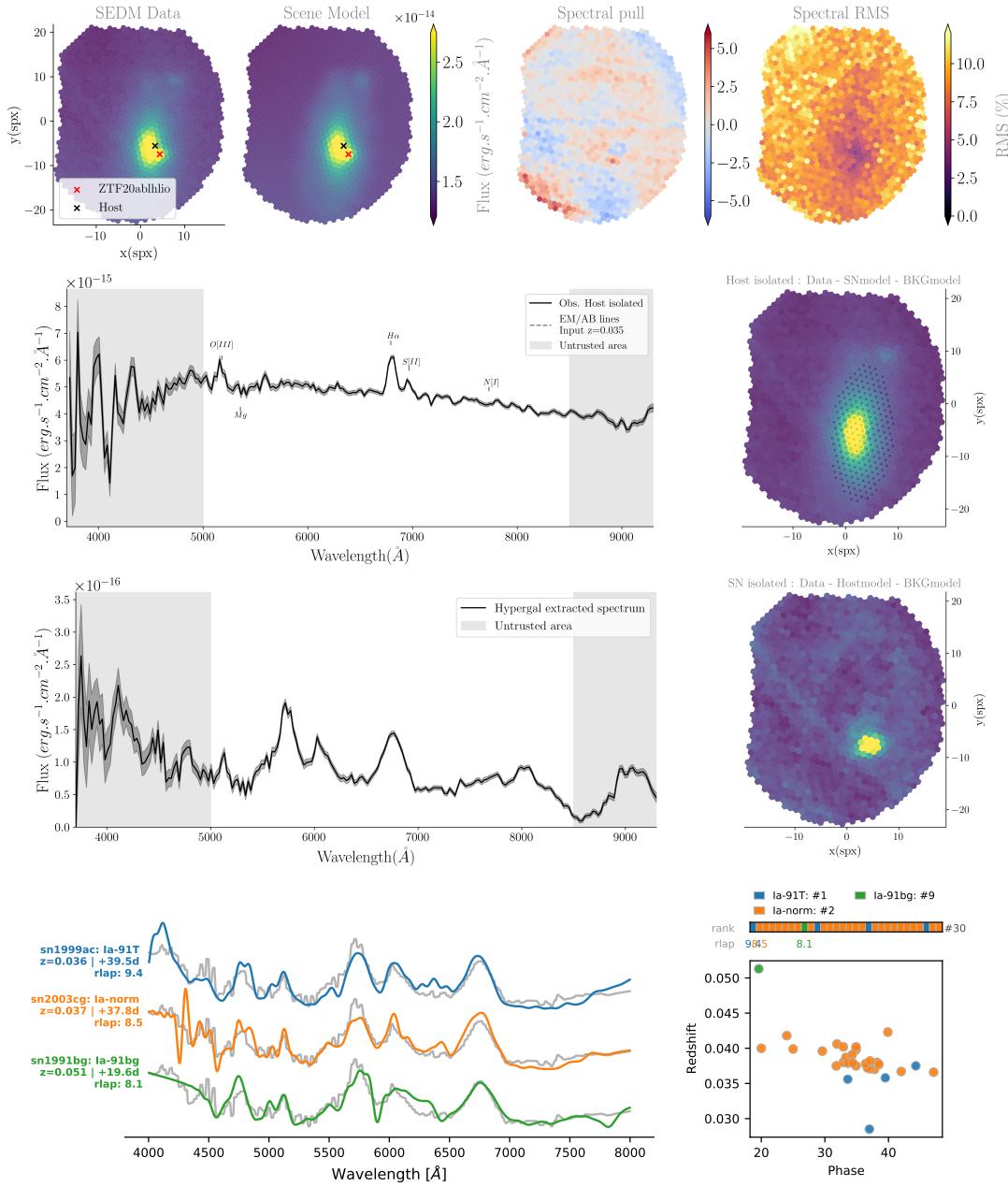


FIGURE 8.20 – Extraction de sources pour ZTF20abhllo avec HYPERGAL. *De haut en bas* : (a) visualisation globale de la modélisation de scène pull et RMS spectraux, (b) l’isolation de la galaxie hôte, (c) l’isolation de ZTF20abhllo, (d) la classification de ZTF20abhllo. La distance apparente entre la supernova et la galaxie est d’environ 1''.2.

Troisième partie

Validation et résultats

Validation du pipeline HyperGal

Sommaire

9.1	Génération des simulations	152
9.1.1	Méthode	152
9.1.2	Cube de galaxies isolées	152
9.1.3	Modèles de supernovae	152
9.1.4	Marginalisations et paramètres d'étude	154
9.1.5	Création des cubes de simulation	156
9.2	Résultats et précision	158
9.2.1	Précision spectrophotométrique	159
9.2.2	Précision avec correction de continuum	163
9.2.3	Efficacité de classification	166

Nous avons présenté et détaillé dans le chapitre précédent le fonctionnement du pipeline **HYPERGAL**. Après s'être assuré de sa stabilité numérique, nous avons cherché une méthode de validation de son efficacité. L'objectif est ainsi de quantifier la précision d'extraction des spectres de supernovae en fonction des conditions d'observation, et la capacité d'**HYPERGAL** à les classifier. Nous avons pour cela choisi de procéder à des simulations de cube 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 ainsi 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 hyperspectral de la galaxie hôte. Nous aurons ainsi une estimation de la robustesse absolue de notre pipeline, mais également de la robustesse relative avec celui 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 ainsi pu utiliser occasionnellement la SEDm pour observer des galaxies hôtes isolées, dans lesquelles une supernova a été observée dans le passé.

Nos simulations sont ainsi basées sur une dizaine de ces cubes, extraits avec l'instrument pour lequel nous souhaitons tester HYPERGAL, et contenant dans le champ de vue une galaxie et un fond réels.

Le but est ainsi 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 simulations, 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 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 donc 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 flexibilité de prendre en compte ou non n'importe laquelle des composantes de scène, et avons procéder 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 métatranche 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 les conditions idéales d'observations, les conditions habituelles et les conditions dégradées.

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 Modèles 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 indépendante de la forme

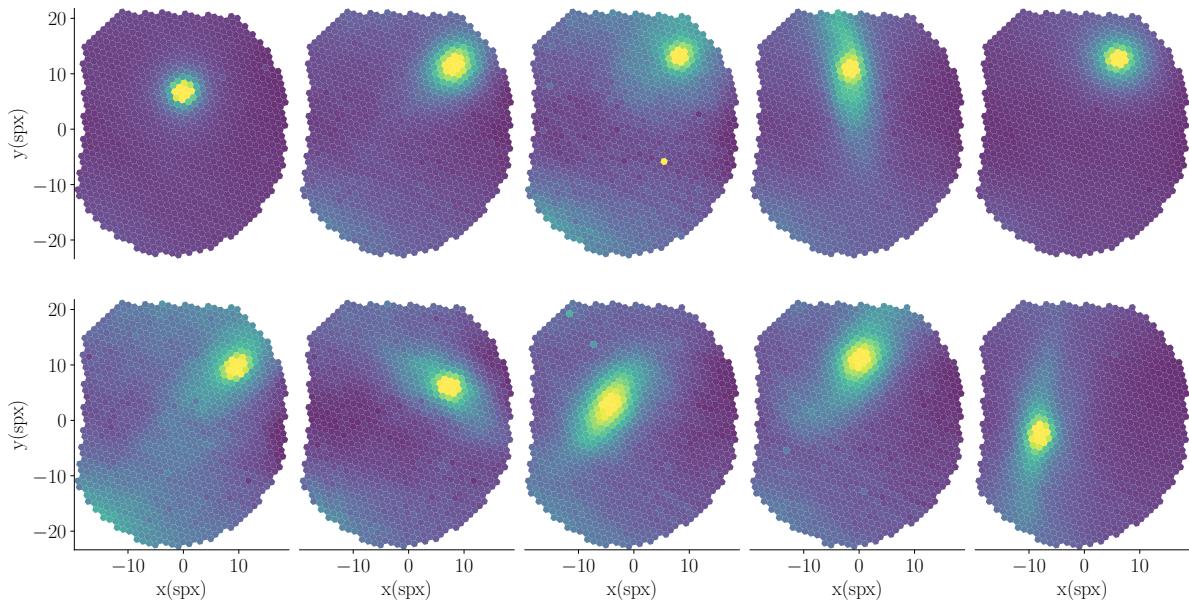


FIGURE 9.1 – Cubes intégrés des galaxies hôtes utilisés pour les simulations. Bien que nous n’ayons pas eu l’opportunité d’avoir un grand nombre d’observations de galaxies isolées avec la SEDm, nous avons fait l’hypothèse que ces morphologies et localisations variées de ces galaxies étaient suffisamment représentatives des observations pour constituer la base des simulations.

du spectre, et donc du type de la supernova. Cependant nous souhaitons également avoir une estimation de l’efficacité d’**HYPERCAL** 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.

Par manque de temps et afin d’éviter de devoir générer des spectres avec des outils inconnus, puis les projeter dans l’espace des observations de la SEDm (transmission, LSF, échantillonnage ...), nous avons choisi d’utiliser des spectres de supernovae déjà obtenus avec la SEDm, et classifiés avec 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 bon 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 préféré prendre seulement 1 spectre de chaque mais avec une très forte confiance de classification ($rlap \approx 18$ pour la Ib et $rlap \approx 15$ pour la Ic).

Nous procédons ensuite sur chacun de ces spectre à un lissage en appliquant 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 un exemple de spectre après lissage pour chaque type de supernova, ainsi que le meilleur modèle de classification SNID et le *rlap* associé.

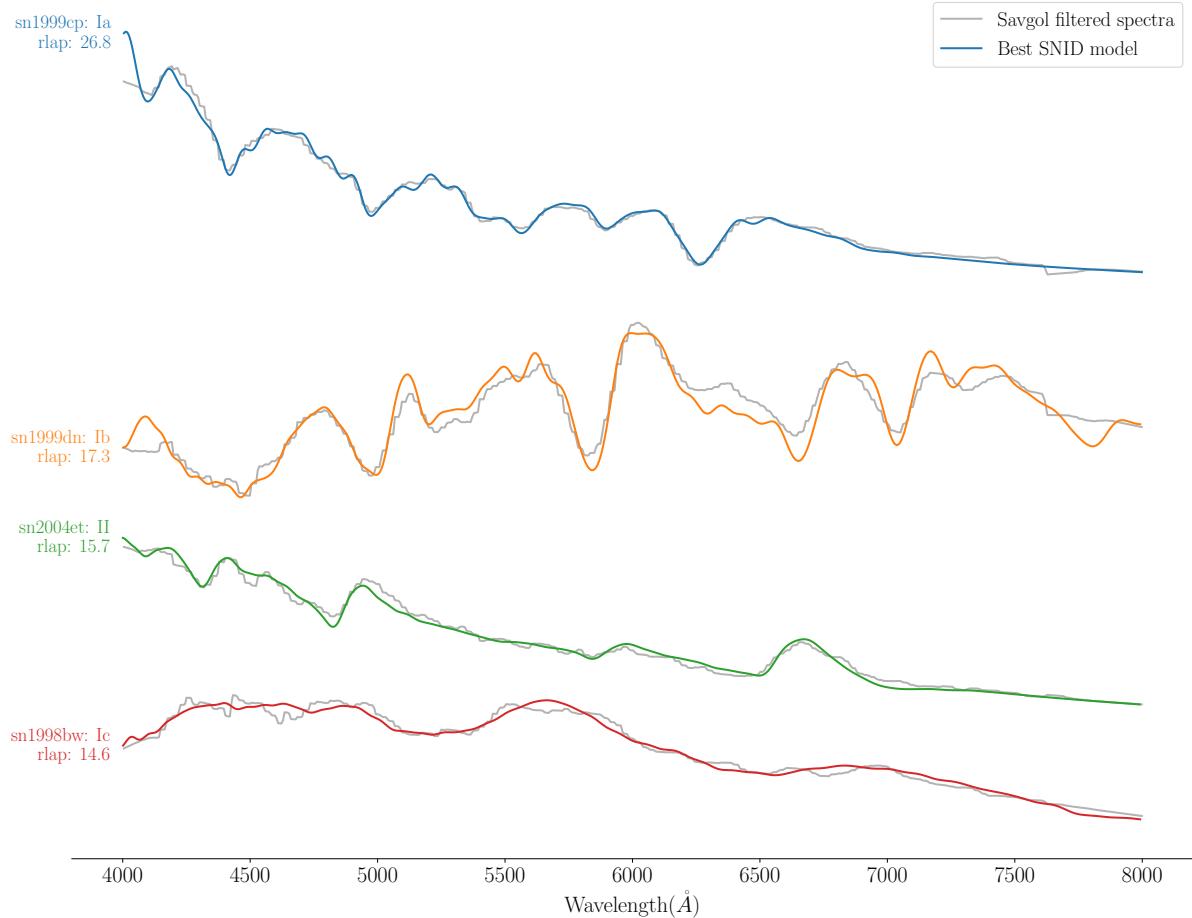


FIGURE 9.2 – Exemple de spectre pour chaque type de supernova pour les simulations. Nous y montrons en gris le spectre après lissage par un filtre de Savitzky-Golay, qui provient d'une observation de la SEDm. En couleur nous montrons le meilleur modèle de classification SNID et le *rlap* associé, avec de haut en bas : une SNIa, une SNIb, une SNII, et une SNIc.

9.1.4 Marginalisations et paramètres 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 SNIae, 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 SNIea, 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 dont est issu le spectre 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 faisons l'hypothèse d'un profil connu a priori, et 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).

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 standard 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 que nous n'avons pas caractérisé de la distribution en seeing utilisée pour nos simulations.

9.1.4.3 Distance supernova/centre galactique

HYPERGAL a été conçu pour répondre à la problématique de la contamination 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 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, ayant déjà entraîné le pipeline avec les étoiles standards.

Nous utilisons une distribution uniforme comprise entre 0 et 10 spaxels de distance, ce qui correspond à un intervalle entre 0 et $\approx 5''.6$. Cette distance seuil représente généralement 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'une isolation totale de la supernova.

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 disque 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 à ce qui se situe à sa localisation :

nous introduisons ainsi le contraste c_r , défini dans la bande photométrique équivalente ZTF_r afin de pouvoir plus aisément comparer les résultats des simulations avec un cas réel d'observation, exprimé comme :

$$c_r = \frac{S_r}{S_r + B_r} \quad (9.1)$$

avec S_r le signal de la supernova et B_r le signal de tout ce qui se situe en fond (ciel + galaxie).

Afin de déterminer la quantité B_r qui contamine le signal de la supernova, il faut prendre en compte le profil de PSF utilisé pour simuler la source ponctuelle. En effet, si on suppose que la SN est centrée (pour une longueur d'onde donnée) à la position (x_0, y_0) , alors le signal de fond à la même position aura un plus grand impact de contamination que le fond à la position $(x_0 + dx_0, y_0 + dy_0)$.

Pour prendre cela en compte et 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.

Le contraste est ainsi 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).

Nous pouvons également relier le contraste au rapport $R = \frac{S_r}{B_r}$:

$$c_r = \frac{R}{1 + R} \quad (9.2)$$

Les simulations sont ainsi générées suivant une distribution uniforme du contraste c_r entre 0 et 1.

Nous pouvons également voir que le rapport signal sur bruit est étroitement lié au contraste. En effet, en supposant que le signal dans le cube est entièrement caractérisée par une loi de Poisson, nous avons alors que :

$$SNR_r \triangleq \frac{S_r}{\sqrt{\sigma_{S_r}^2 + \sigma_{B_r}^2}} \approx \frac{S_r}{\sqrt{S_r + B_r}} = c_r \times \sqrt{S_r + B_r} \quad (9.3)$$

avec S_r et B_r en unités de coups. Avec un raisonnement similaire nous pouvons montrer que :

$$SNR_r \approx R \times \sqrt{B_r} = \frac{C_r}{1 - C_r} \times \sqrt{B_r} \quad (9.4)$$

En pratique, nous sommes en mesure de récupérer la quantité σ_B , car présente dans le cube SEDm avec la galaxie hôte isolée. Pour remonter au SNR, nous utilisons directement sa définition en supposant que le bruit à ajouter dans le cube à cause du signal de la supernova simulée est $\sigma_S^2 = S$.

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 ;
- ◊ Spectre de supernova ;
- ◊ Paramètres de PSF décrivant la SN ;
- ◊ Distance entre la SN et le centre galactique ;
- ◊ Contraste.

Pour pouvoir ajouter le signal de la supernova simulée et surtout le bruit associé, nous devons utiliser le cube SEDm en unité de flux ADU et travailler dans ces unités avec le spectre de la SN. Connaissant a priori la calibration en flux qui sera utilisé pour chacun des cubes, nous appliquons une calibration inverse sur le spectre à simuler, qui est initialement en unité de flux physique.

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 simulée 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** : 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. La localisation est propagée pour toutes les tranches avec le modèle d'ADR, sachant les paramètres de masse d'air et d'angle parallactique, et le profil est normalisé à un pic égal à 1 pour chaque longueur d'onde. Nous multiplions alors le cube de galaxie par celui-ci, le résultat étant un cube contenant uniquement le signal de fond B contaminant la SN.
- (c) **Détermination du coefficient multiplicatif à appliquer sur le spectre de la supernova.** Nous déterminons grâce à l'étape précédente le fond contaminant B_r dans la bande équivalente R de ZTF. Connaissant également le spectre de la supernova en ADU, nous en déduisons son signal S'_r dans la bande R avant adaptation au contraste souhaité. Enfin, connaissant B_r , S'_r et c_r , nous appliquons le coefficient multiplicatif nécessaire sur l'ensemble du spectre de la SN (et donc sur S'_r) pour obtenir le contraste souhaité.
- (d) **Ajout du bruit associé à la supernova.** Nous supposons que le flux ajouté de la supernova simulée est entièrement caractérisé par une loi de Poisson, et ajoutons donc au cube SEDm pour chaque spaxel de chaque tranche une variance telle que $\sigma_{S,\lambda,spx}^2 = S_{\lambda,spx}$.
- (e) **Détermination du SNR.** Le SNR n'est pas un paramètre de nos simulations, mais nous pouvons le récupérer et le stocker connaissant B_r , S_r , σ_{B_r} et σ_{S_r} .
- (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 9.3 nous illustrons quelques exemples de ces cubes pour différentes valeurs de contraste, distance, type de SN et SNR.

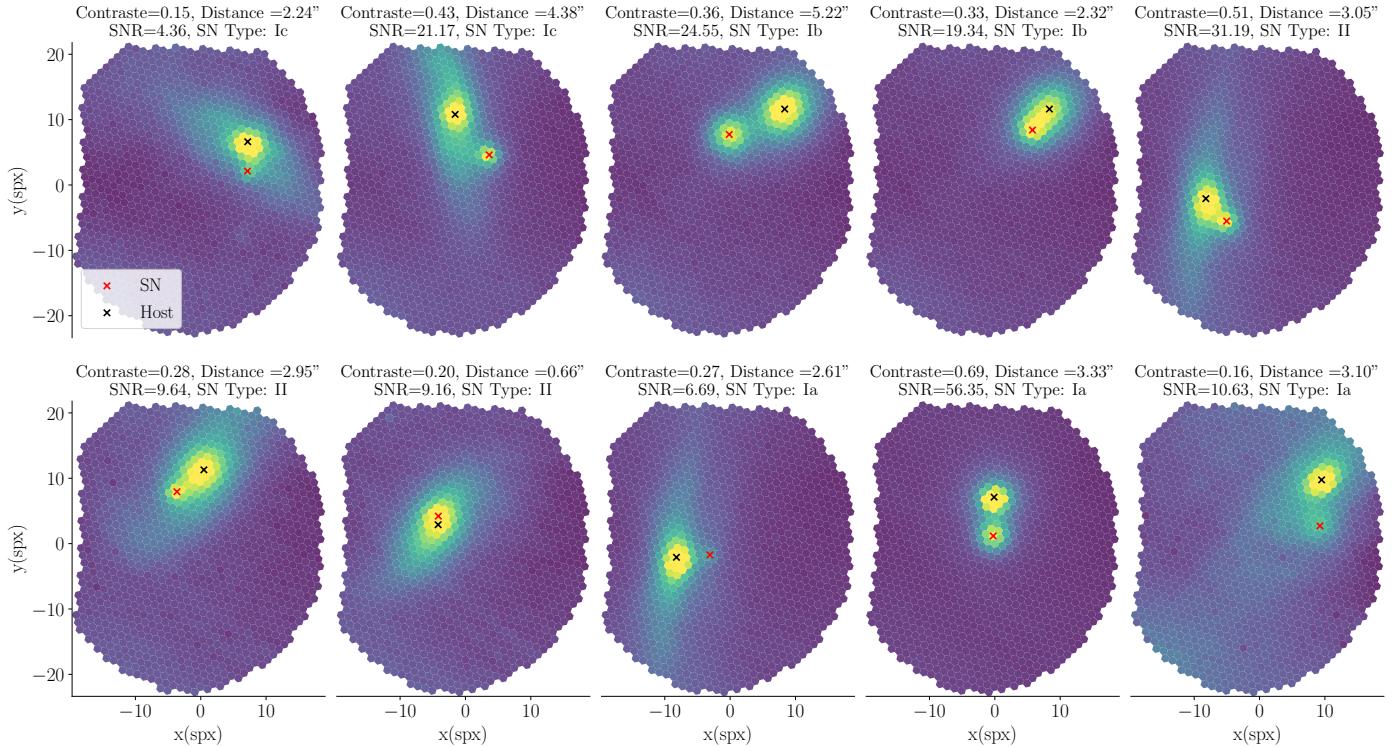


FIGURE 9.3 – Exemples de cubes de simulation pour différentes valeurs de contraste, distance, type de SN et SNR.

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 comprenant toutes les composantes comme détaillée au chapitre précédent. Et une deuxième fois avec la même méthode d'extraction que le pipeline d'origine PYSEDM, sans modélisation de la galaxie hôte.

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 robuste. 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 étant 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 brute du spectre de simulation et du spectre extrait ;
- ◊ **La précision après correction du continuum**, à l'instar de la méthode de pré-traitement utilisé dans 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 la structure du spectre traduisant les caractéristiques de tel ou tel type.
- ◊ **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.

Plutôt que d'utiliser le contraste comme paramètre d'étude, nous utiliserons le rapport signal sur bruit. Comme introduit dans l'équation 9.4, le SNR est étroitement lié au contraste car linéairement proportionnel au rapport $R = S_r/B_r$. Nous illustrons cette corrélation dans la Figure 9.4, montrons la relation linéaire entre le SNR et la quantité $R = \frac{C_r}{1-C_r}$.

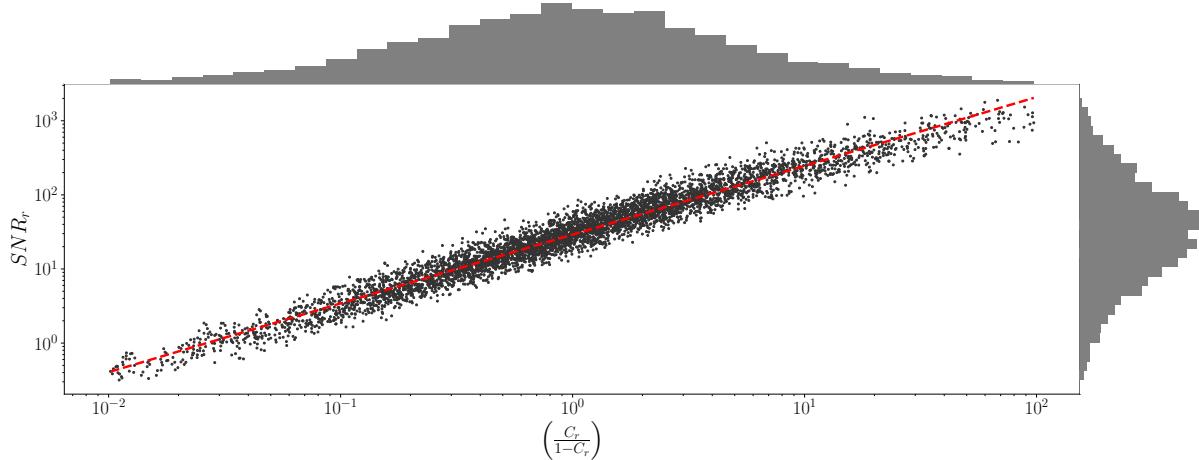


FIGURE 9.4 – Corrélation SNR/contraste des simulations et leur distribution respective. Nous montrons dans cette figure en échelle logarithmique le rapport signal sur bruit en fonction de la quantité $R = \frac{C_r}{1-C_r}$, introduite dans l'équation 9.4. La droite en pointillés rouge indique la régression linéaire, et la dispersion autour de celle-ci provient de la contribution du fond, $\sqrt{B_r}$, propre à chaque simulation.

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 SNR d'une part, et de la distance angulaire entre la SN et la galaxie d'autre part.

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 9.5). Nous remarquons sans surprise que la précision d'extraction est fortement corrélée avec le SNR (et donc le contraste), mais très peu avec la distance séparant la SN de la galaxie. En effet, pour la méthode HYPERGAL le coefficient de Pearson entre la distance et le RMS est de seulement -0.16 , traduisant une faible influence de ce paramètre. Cette contribution est cependant plus élevée pour la méthode classique d'extraction, montant à -0.33 .



FIGURE 9.5 – Carte des coefficients de corrélation de Pearson des paramètres principaux de la simulation dans l'étude spectrophotométrique. Nous mettons en évidences ici l'impact de la distance sur le RMS quasiment inexistant pour la méthode HYPERGAL, mais légèrement influente sur la méthode d'extraction simple. Le SNR reste le paramètre ayant le plus d'impact sur la précision d'extraction.

Passons maintenant à l'analyse de la distribution du RMS spectral. La Figure 9.6 illustre l'évolution du RMS spectral en fonction du SNR, en considérant des intervalles 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 SNR. 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 $\text{SNR} \approx 100$.

La modélisation de scène quant à elle approche un $\text{RMS} \approx 10\%$ à partir d'un $\text{SNR} \approx 40$, et descend sous les 5% vers un $\text{SNR} \approx 100$.

Nous montrons également la distribution des 3 premiers quartiles du rapport $\frac{\text{RMS}_{PS}}{\text{RMS}_{HG}}$, et nous pouvons visualiser une amélioration significative (environ un facteur 10) entre les deux méthodes quelque soit l'intervalle de SNR considéré.

La Figure 9.7 présente la même analyse, cette fois ci en fonction d'intervalles de distance apparente entre la galaxie hôte et la supernova. Comme attendu à partir de la matrice de corrélation présentée précédemment, les distributions en RMS spectral obtenues avec HYPERGAL n'indiquent aucune corrélation avec la distance. La méthode d'extraction simple en revanche montre une forte dégradation lorsque la distance est inférieure à $4''$, et rejoint les performances d'HYPERGAL au dessus.

Quelque soit l'angle d'étude de la précision d'extraction photométrique, la méthode incluant la modélisation hyperspectrale de la galaxie hôte démontre une nette amélioration en comparaison avec une extraction basique comme celle proposée par PYSEDM.

Spectral RMS distribution in SNR bins (spectrophotometric)

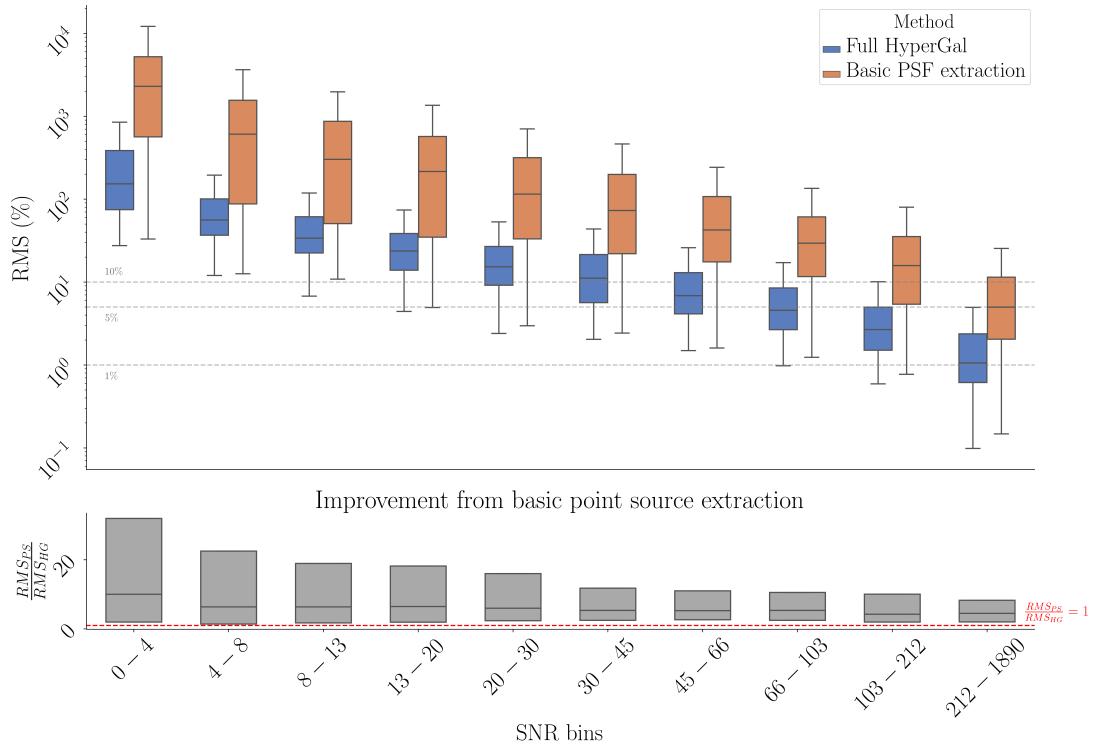


FIGURE 9.6 – Distribution du RMS spectral en fonction du SNR sur l'intervalle $[4000, 8000]\text{\AA}$. Les distributions sont présentées en boîtes, dont les 3 barres centrales représentent les 3 quartiles (25%, médiane et 50%). Nous illustrons ici une distribution de RMS spectral pour chacune des deux méthodes d'extraction et pour différents intervalles de SNR, chacun comptabilisant le même nombre de simulation. Nous montrons *en haut* le RMS en % en fonction du SNR. Les traits en pointillés indiquent les niveaux à 1%, 5% et 10%. *En bas* nous montrons le rapport $\frac{RMS_{PSP}}{RMS_{HG}}$ 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. Le trait en pointillés rouge indique un rapport de 1

Nous observons cependant que même le RMS spectral obtenu avec HYPERGAL ne permet pas d'étude scientifique spectrophotométrique avec la SEDm.

Cet instrument, tout comme ce pipeline, ne sont heureusement pas conçus à cet effet mais à la classification des supernovae observées.

Ce procédé 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).

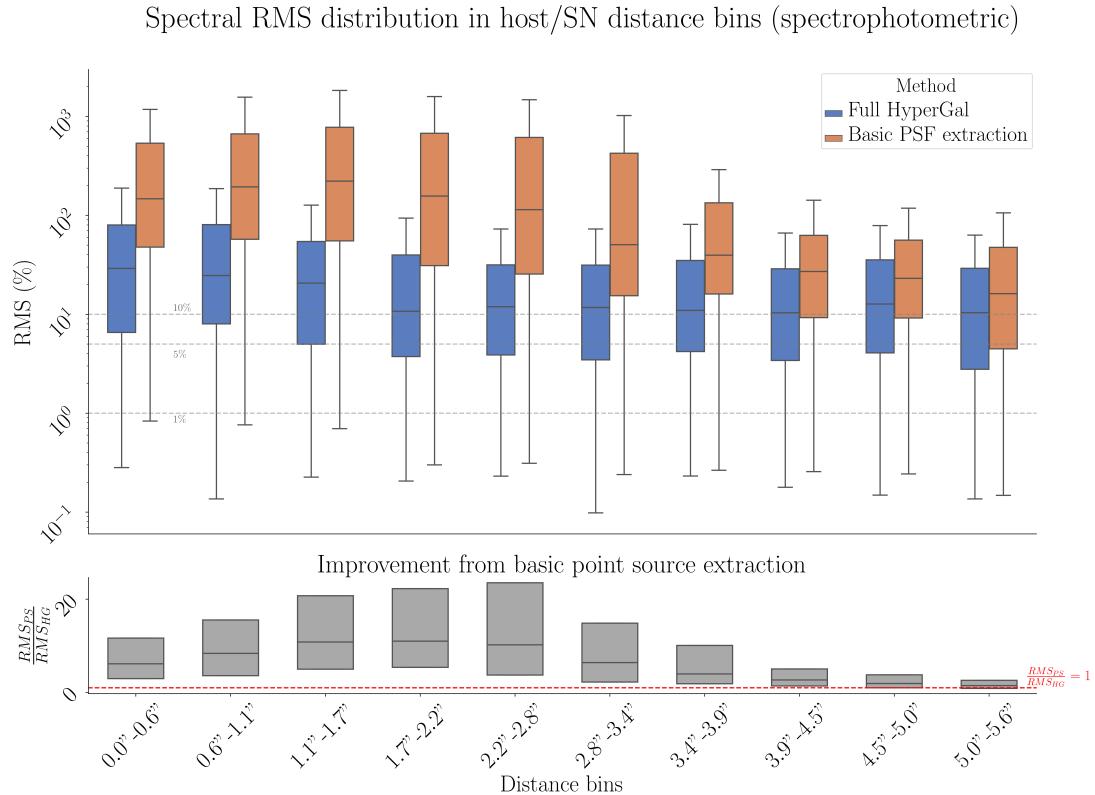


FIGURE 9.7 – Distribution du RMS spectral en fonction de la distance hôte/SN en arcsec sur l'intervalle [4000,8000]Å. Les distributions sont présentées en boîtes, dont les 3 barres centrales représentent les 3 quartiles (25%, médiane et 50%). Nous illustrons ici une distribution de RMS spectral pour chacune des deux méthodes d'extraction et pour différents intervalles de distances, chacun comptabilisant le même nombre de simulation. Nous montrons *en haut* le RMS en % en fonction de la distance. Les traits en pointillés indiquent les niveaux à 1%, 5% et 10%. *En bas* nous montrons le rapport $\frac{RMS_{PS}}{RMS_{HG}}$ 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. Le trait en pointillés rouge indique un rapport de 1

9.2.2 Précision avec correction de continuum

Afin de faire en sorte que le RMS spectral sonde la structure du spectre extrait, indépendamment de l'amplitude relative avec le spectre de la simulation, nous divisons les deux spectres par leur continuum respectif. Bien que SNID utilise un polynôme d'ordre 13 pour déterminer ce continuum, nous préférons procéder à cet ajustement avec un polynôme d'ordre 5 afin d'éviter un potentiel sur-ajustement de certaines caractéristiques des spectres.

Nous illustrons cette correction dans la Figure 9.8, 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%. En corrigéant par le continuum, on remarque que toutes les structures du spectres sont nettement extrait par HYPERGAL, et le RMS spectral tombe à 6%.

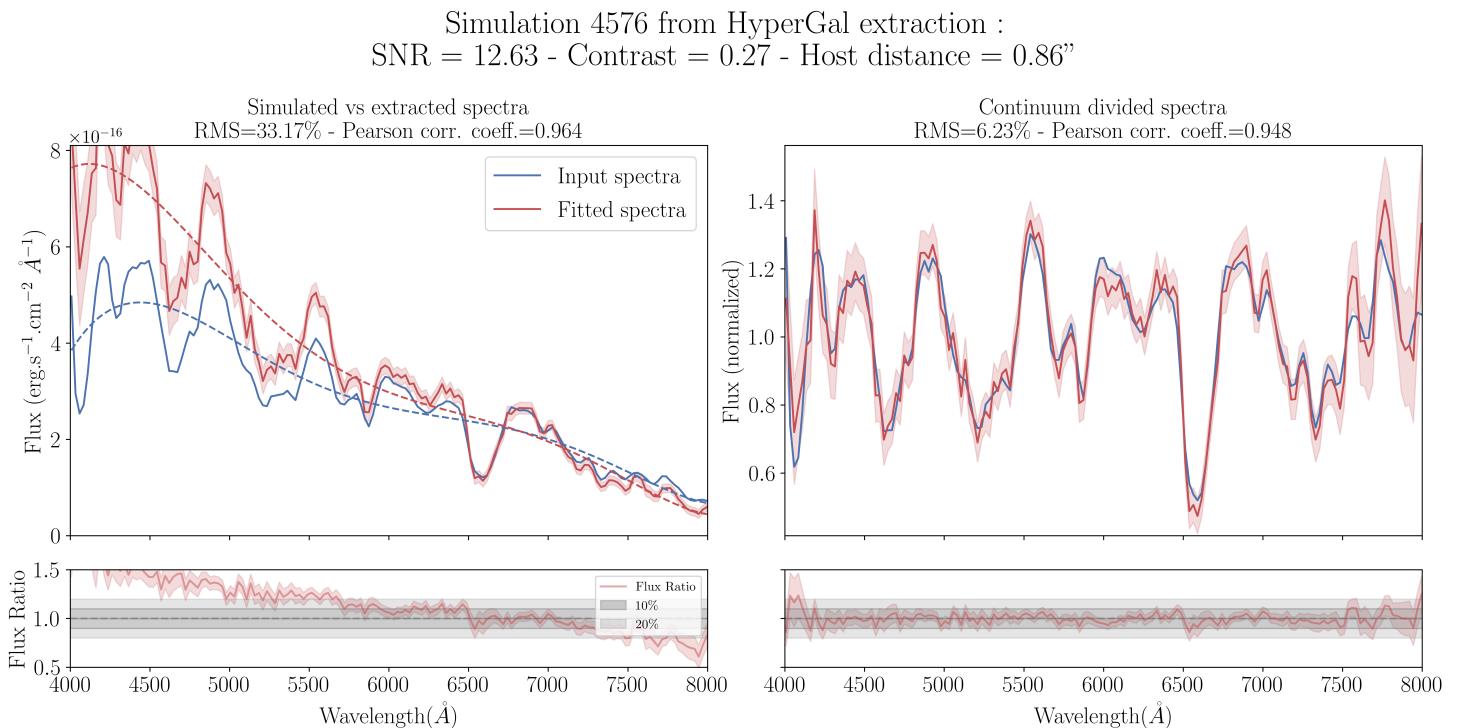


FIGURE 9.8 – Exemple de RMS spectral pour une simulation après correction du continuum. Nous renseignons dans cet exemple les caractéristiques de la simulation, où nous avons un SNR de 12.6, et une distance hôte/SN de 0''.86. *À gauche* nous montrons la comparaison du spectre simulé (en bleu) et du spectre extrait par HYPERGAL (en rouge), ainsi que le rapport entre les flux. Nous observons un effet de couleur intense 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* est présenté les mêmes spectres mais cette fois ci après division par le continuum. On peut voir que la structure du spectre simulé est très bien retrouvé, et cette correction ramène le RMS spectral à $\approx 6\%$.

Comme pour le cas spectrophotométrique, nous montrons dans la Figure 9.9 la carte des

corrélations entre les RMS(après division par le continuum) obtenus avec deux méthodes d'extraction et les différents paramètres de la simulation. On remarque cette fois ci que la distance galaxie/SN seule ne présente aucune corrélation avec le RMS spectral obtenu lorsque l'on marginalise sur le SNR. La corrélation entre le RMS spectral et le SNR est très fort, -0.93 pour la méthode HYPERGAL, et -0.83 pour l'extraction simple. Nous pouvons raisonnablement en conclure que si l'objectif est une classification, et donc la capacité d'extraction des caractéristiques du spectre, alors la connaissance du rapport signal sur bruit est suffisante pour estimer la qualité de l'extraction, et ce indépendamment de la distance entre la SN et sa galaxie hôte.

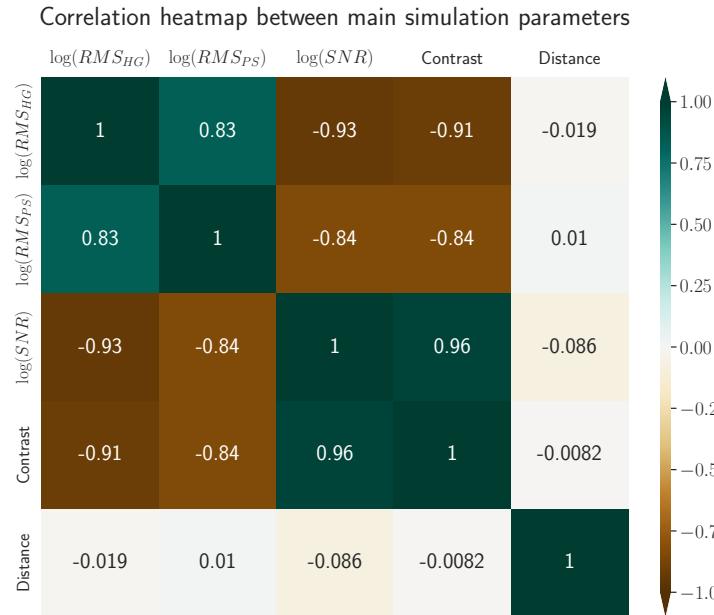


FIGURE 9.9 – Carte des coefficients de corrélation de Pearson des paramètres principaux de la simulation après correction du continuum. La distance n'a plus aucune influence sur le RMS quelque soit la méthode.

Avec cette information, il n'est pas vraiment d'intérêt à étudier l'évolution du RMS en fonction de la distance. Nous nous focalisons donc sur les résultats en fonction du SNR. La Figure 9.10 présente ainsi la distribution en RMS spectral obtenue, après division par le continuum, en fonction de différents intervalles de SNR pour les deux méthodes d'extraction. Indépendamment de leur précision relative, nous apercevons que les deux méthodes obtiennent un RMS spectral $> 25\%$ pour un $SNR < 4$. Dans l'intervalle $4 < SNR < 8$, HYPERGAL commence à se démarquer avec un RMS allant de 10% à 30%, présentant une amélioration médiane de 20% par rapport à l'autre méthode d'extraction. Le RMS médian à 10% est atteint pour un SNR de ≈ 10 , et de 5% pour un SNR de 20. Toutes les simulations avec un $SNR > 40$ ont un RMS spectral $< 5\%$, et le seuil des 2% est franchi dans plus de 80% des extractions pour un $SNR > 60$.

Par rapport à la méthode d'extraction simple, HYPERGAL présente une amélioration médiane d'environ 20% dès un SNR de ≈ 5 , pour monter à environ 50% entre $10 < SNR < 30$, et revenir progressivement à une amélioration médiane de l'ordre de 20% jusqu'aux derniers intervalles de SNR étudiés (> 100).

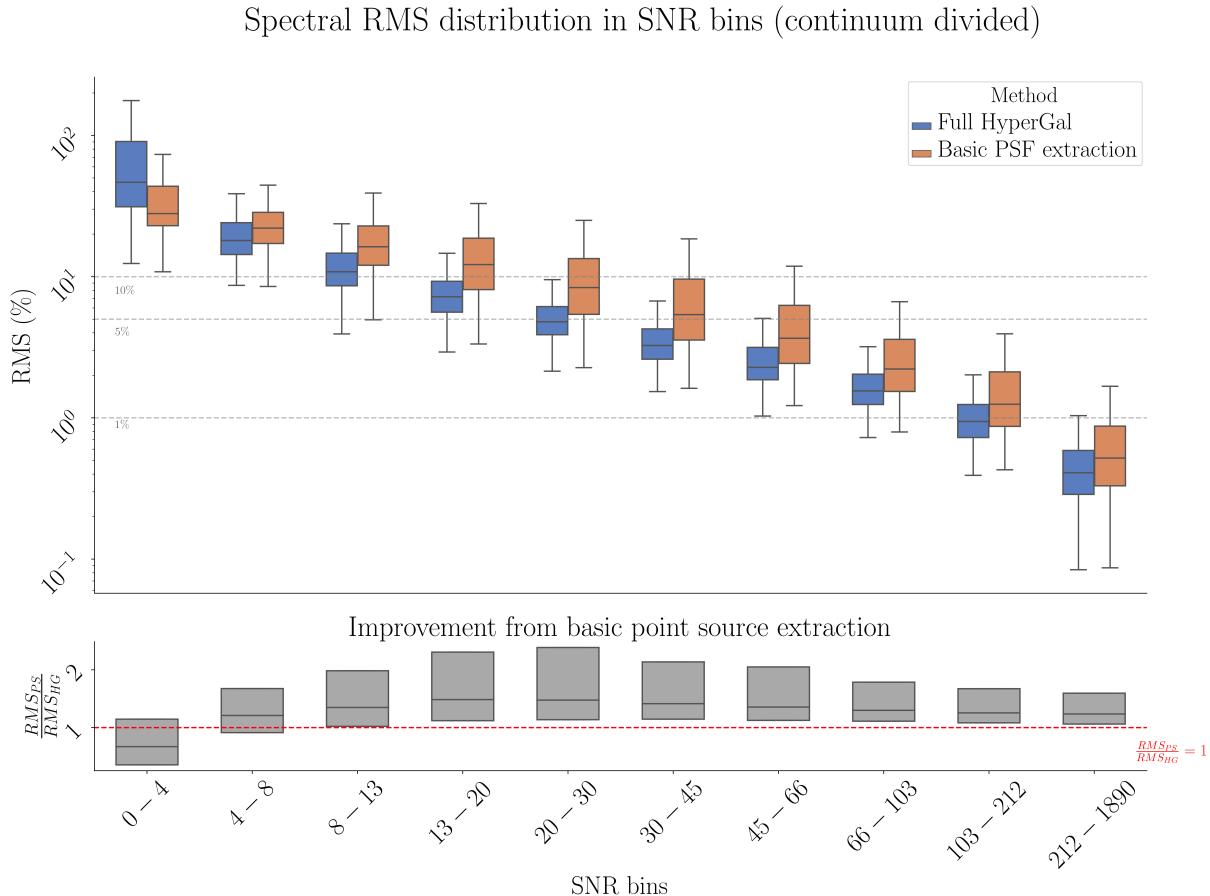


FIGURE 9.10 – Distribution du RMS spectral en fonction du SNR après correction du continuum sur l'intervalle [4000,8000]Å. Les distributions sont présentées en boîtes, dont les 3 barres centrales représentent les 3 quartiles (25%, médiane et 50%). Nous illustrons ici une distribution de RMS spectral pour chacune des deux méthodes d'extraction et pour différents intervalles de SNR, chacun comptabilisant le même nombre de simulation. Nous montrons *en haut* le RMS en % en fonction du SNR. Les traits en pointillés indiquent les niveaux à 1%, 5% et 10%. *En bas* nous montrons le rapport $\frac{RMS_{PSF}}{RMS_{HG}}$ 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. Le trait en pointillés rouge indique un rapport de 1.

9.2.3 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 restreints, 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 premier. Si un seul des critères ci-dessus n'est pas respecté, alors nous classifions le spectre comme étant incertain.

Nous montrons dans la Figure 9.11 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 SNR est inférieur à 4. Une amélioration notable est visible dans l'intervalle de $4 < \text{SNR} \leq 8$ pour les supernovae de type Ia, **HYPERGAL** classifiant correctement 80% d'entre elles. 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 25% et 30% respectivement, certainement parce que ces spectres sont pauvrement structurés.

Le succès de classification monte ensuite entre $8 < \text{SNR} \leq 13$ à près de 95% pour les Ia, 88% pour les types Ibc et 57% pour les types II.

Plus de 99% des types Ia sont correctement classifiées à partir d'un SNR de 13, et plus de 96% des toutes les supernovae sont correctement classifiées pour un SNR supérieur à 30.

L'amélioration vis à vis de la méthode d'extraction simple est clairement identifiée, avec 33% de Ia en plus entre $4 < \text{SNR} \leq 8$, 27% entre $8 < \text{SNR} \leq 13$, 15% entre $13 < \text{SNR} \leq 20$ et 9% entre $20 < \text{SNR} \leq 30$. Au delà l'amélioration est marginale, pour les Ia, mais reste de 19% et 14% pour les Ibc et II respectivement entre $30 < \text{SNR} \leq 45$. Nous n'observons plus d'amélioration notable lorsque le SNR est plus grand que 45.

Nous pouvons en déduire qu'**HYPERGAL** améliore drastiquement la classification des supernovae lorsque le SNR est compris entre 4 et 45, avec une zone optimale entre 8 et 30.

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 9.12 montre ainsi que pour l'intervalle $4 < \text{SNR} \leq 8$, malgré les 80% de classification corrects des Ia et l'amélioration de 33% par rapport à l'autre méthode d'extraction, nous avons près de 9% de faux positifs. Ce pourcentage diminue progressivement à environ 7% entre $8 < \text{SNR} \leq 13$, puis 5.5% entre $13 < \text{SNR} \leq 20$ enfin environ 2.5% pour un SNR entre 20 et 45. Au delà d'un SNR de 45, aucun faux positif n'est comptabilisé, autrement dit toutes les classifications Ia sont effectivement des Ia.

À titre comparatif, la méthode d'extraction simple génère 12% de faux positifs entre $8 < \text{SNR} \leq 13$ puis oscille entre 6.5% et 8.5% dans l'intervalle $13 < \text{SNR} \leq 45$.

Ces résultats illustrent ainsi une forte robustesse d'**HYPERGAL** à classifier les supernovae et notamment les SNeIa à partir d'un $\text{SNR} \approx 10$, et surtout une amélioration conséquente vis à vis de l'ancienne méthode d'extraction, sans la modélisation hyperspectrale de la galaxie hôte.

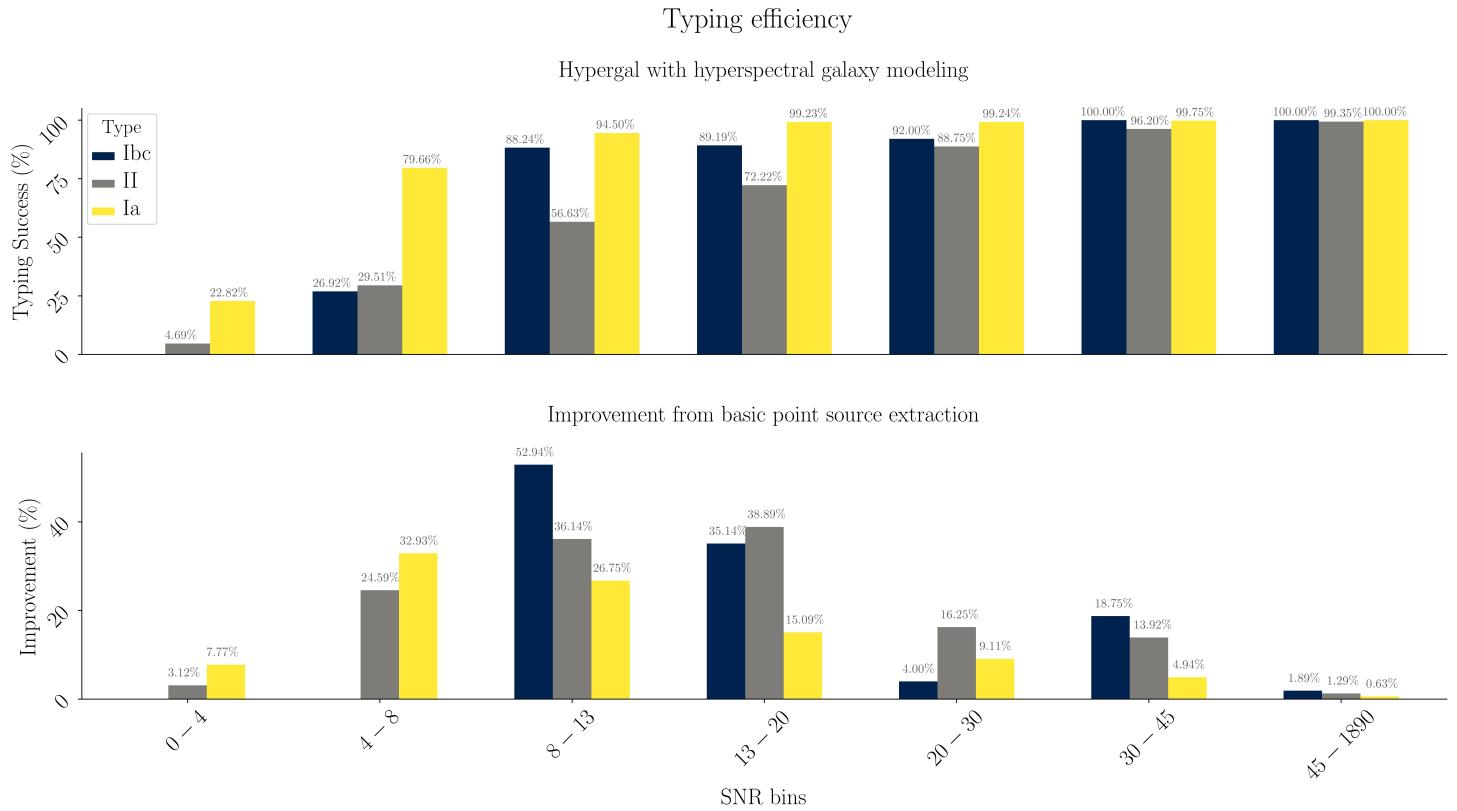


FIGURE 9.11 – Efficacité de classification des simulations. *En haut* nous montrons le pourcentage de classification réussie avec HYPERGAL pour chaque type de supernova et différents intervalles de SNR. Nous avons concaténé les 4 derniers intervalles de SNR car les résultats ne varient plus ou très peu au delà d'un SNR de 45. *En bas* nous montrons l'amélioration de classification par rapport à la méthode d'extraction simple.

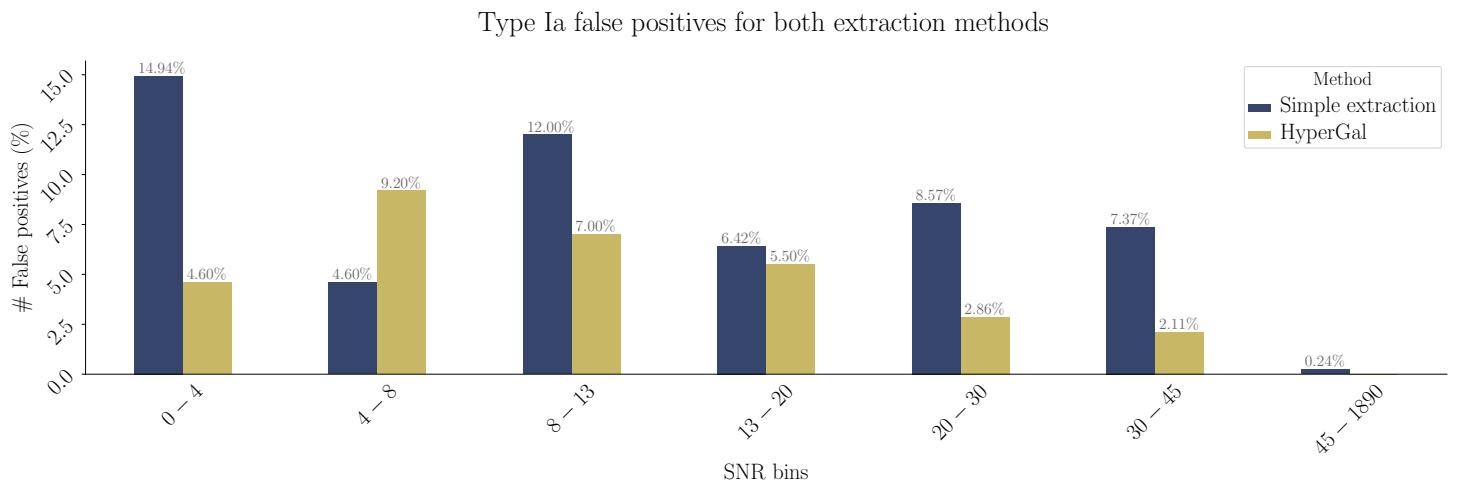


FIGURE 9.12 – Taux de faux positifs dans la classification des SNeIa pour les deux méthodes d'extraction, en fonction du SNR. Le code couleur correspond aux deux méthodes d'extraction.

Application d'HyperGal à la Data Release 2 de ZTF

Sommaire

10.1	Présentation de la DR2 de ZTF	170
10.2	Statistiques sur les supernovae de type Ia	171
10.2.1	Classification spectrale	171
10.2.2	<i>Golden sample</i>	172
10.2.3	Redshift et profondeur	173
10.2.4	Courbes de lumière	177
10.3	Conclusion	183

L'amélioration apportée par la modélisation hyperspectrale de la galaxie hôte avec **HYPERGAL** a convaincu la collaboration de son utilisation en surcouche 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 ré-extraites par **HYPERGAL**.

Dans ce chapitre nous présentons cette seconde Data Release (DR2 par la suite) 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. Enfin nous discuterons des possibilités sur la dérivation de paramètres cosmologiques.

10.1 Présentation de la DR2 de ZTF

La DR2 de ZTF 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 courant 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 ZTF_r , 38% avec ZTF_g et 5% avec ZTF_i .

TABLE 10.1 – Statistiques médianes effectuées à partir des 431k expositions prises par ZTF durant sa phase 1.

Filtre	Nombre d' Exposition	Seeing [arcsec]	Masse d' Air	Magnitude Limite [5σ]	Cadence
ztf :g	165k	2.2	1.7	20.56	2.05
ztf :r	247k	2.0	1.2	20.39	1.02
ztf :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 ($RA=30\text{deg}$, $Dec=230\text{deg}$), représentant $\sim 1800\text{deg}^2$. La limite du ciel Nord observable est également facilement discernable. Le champ 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 consistence 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.

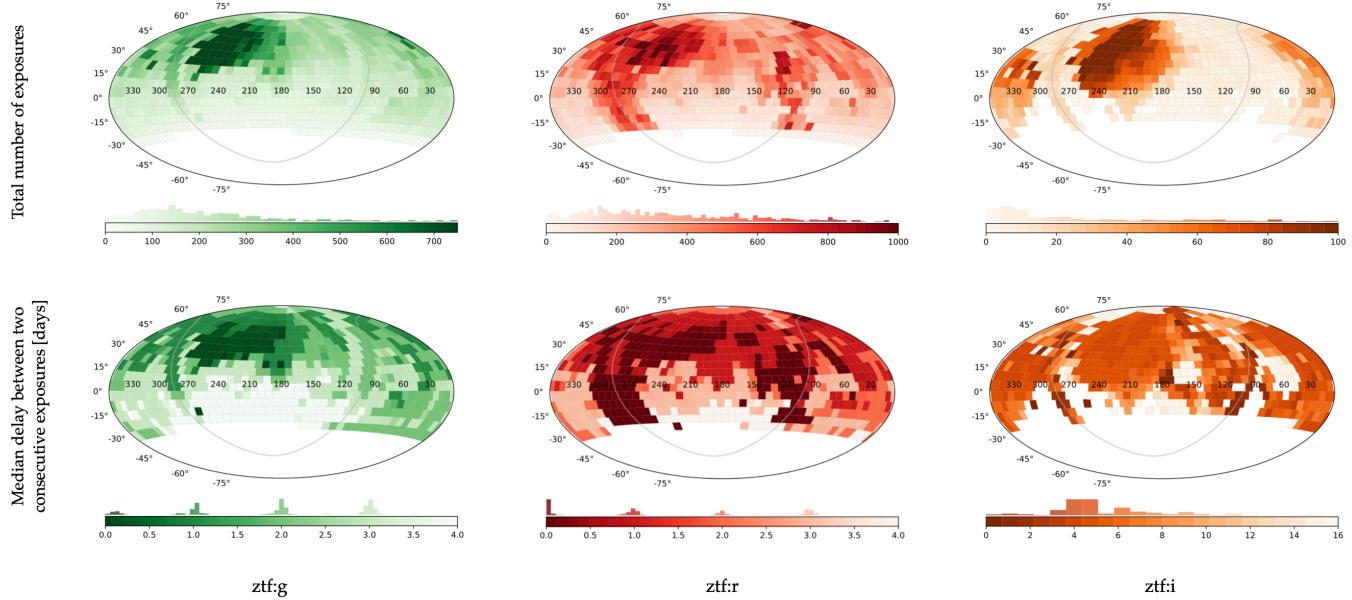


FIGURE 10.1 – Statistiques de la couverture du ciel de la phase 1 de ZTF, pour chaque bande et chaque champ. Seules les images remplissant les seuils de qualité (431, 202) sont considérées. La bande grise sur chaque image représente la Voie Lactée ($b = 0$). *En haut* nous montrons le nombre total d'exposition par champ et par filtre. *En bas* est présenté 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 3742 supernovae de type Ia, pour lesquelles 5763 spectres ont été extraits et utilisés pour la classification. Environ 61.7% des spectres ont été obtenus avec la SEDm, et donc extraits par HYPERGAL, ainsi qu'une proportion similaire (61.5%) de SNIa unique.

Le reste des spectres proviennent 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

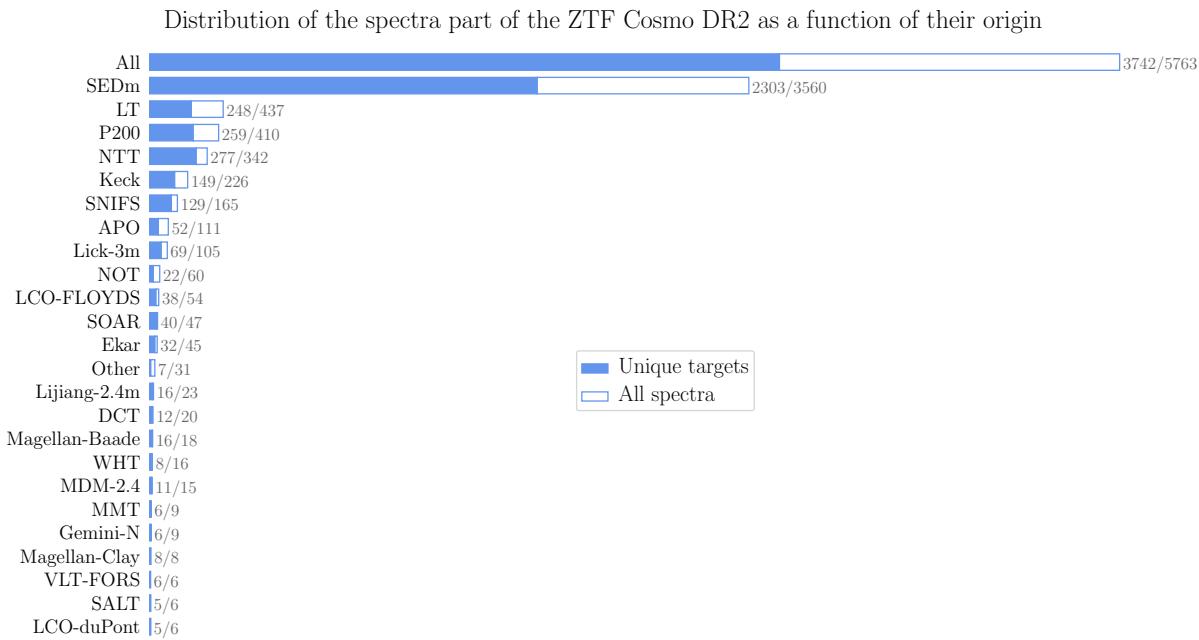


FIGURE 10.2 – Distribution des spectres appartenant à la DR2 de ZTF suivant leur origine. Les barres entières de la figure indique la quantité de spectres extraits par tel ou tel instrument, la partie en bleue pleine indique le nombre de SNeIa unique correspondant. Une large majorité de spectre et de SNeIa ($\sim 62\%$) 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. Nous montrons également la part de SNeIa appartenant également à l'échantillon BTS par intervalle de magnitude. La fraction de SNeIa de notre échantillon appartenant également à celui de BTS décroît fortement aux magnitudes > 18.75 mag, avant que les SNeIa uniques à la DR2 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 complète qui sera 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 (detections photométrique à 5σ , 7 points avant et 7 points après le maximum dans au moins 2 bandes). D'autres critères

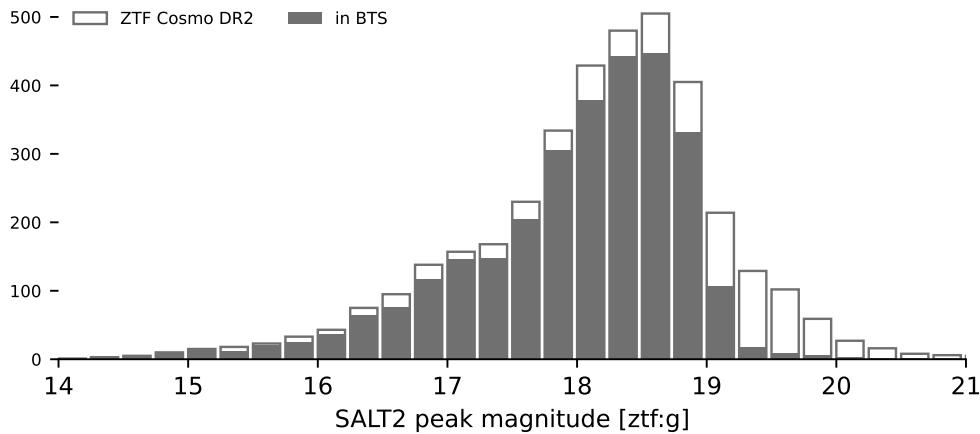


FIGURE 10.3 – Distribution du pic en magnitude dans la bande g de ZTF des SNeIa de la DR2, dérivées à partir de l’ajustement SALT2 des courbes de lumières. La partie noire de la distribution correspond à la proportion de supernovae également incluses dans l’échantillon BTS ([FREMLING et al., 2020](#); [PERLEY et al., 2020](#)). Figure de M.Rigault.

numériques sur la qualité d’ajustement des courbes de lumière sont également utilisés, que nous n’aborderons pas ici.

Nous montrons dans la Figure 10.4 la nouvelle distribution des spectres appartenant au *golden sample* de la DR2. Cet échantillon est composé de 2547 supernovae de type Ia, pour lesquelles 3903 spectres ont été extraits et utilisés pour la classification. Environ 65.1% des spectres ont été obtenus avec la SEDm, et donc extraits par HYPERGAL, ainsi qu’une proportion similaire (65.3%) 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* de la DR2 de ZTF. 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 $rlap \approx 16(15)$, bien supérieur au seuil de qualité de 5.

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 ($\sim 10\%$). Cependant, les redshifts obtenus par le spectre des SNe sont précis à environ 5%, suffisant pour certaines études (hôte-corrélation, populations ...) mais insuffisant pour la cosmologie. Cependant, plus de 95% des galaxies hôtes ont une magnitude supérieure

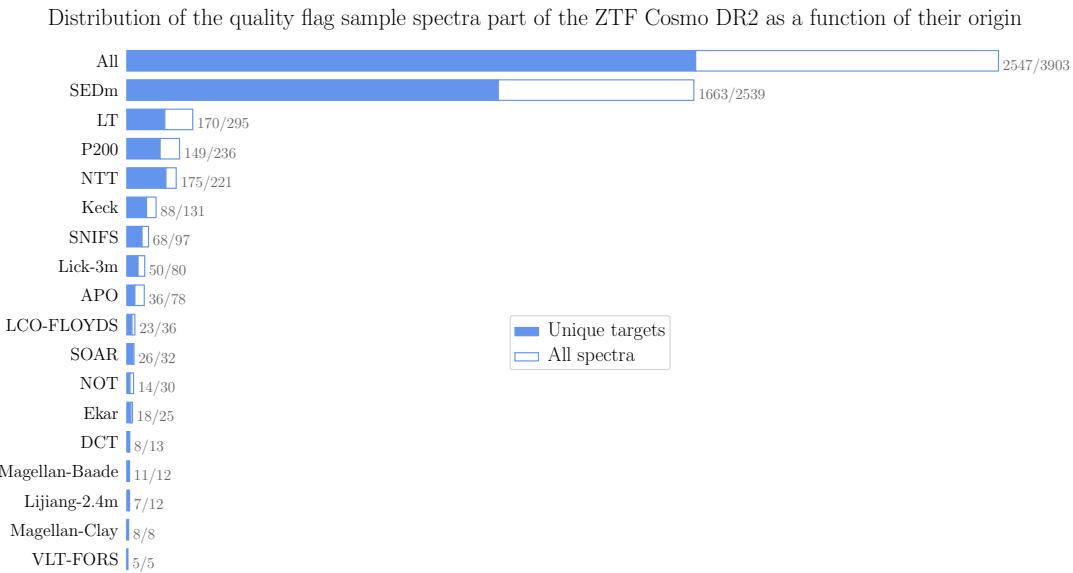


FIGURE 10.4 – Distribution des spectres appartenant au *golden sample* de la DR2 de ZTF suivant leur origine. Les barres entières de la figure indique la quantité de spectres extrait par tel ou tel instrument, la partie en bleue pleine indique le nombre de SNeIa unique correspondant. Une large majorité de spectre et de SNeIa ($\sim 65\%$) ont été obtenues avec le spectrographe dédié à ZTF, la SEDm, et extraites par **HYPÉRGAL**.

à 20 mag, ce qui signifie que d'autres relevés (comme par exemple DESI) pourraient à posteriori mesurer et fournir les redshift manquant.

Nous montrons dans la Figure 10.7 la corrélation redshift/pic de magnitude (ZTF_g) 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 **HYPÉRGAL** 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 précédemment dans la Figure 10.3. À la profondeur limite de 19 mag, les SNeIa observées avec la SEDm et classifiées par **HYPÉRGAL** 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 de SNeIa dans un volume limité mais complet, nous trouvons que l'échantillon cosmologique DR2 de ZTF devrait être libre de fonction de sélection jusqu'à un redshift de $z = 0.06$. La fonction de sélection sera activement discuté dans l'article de AMENOUCHÉ et al. (in prep.).

Ce volume limité est composé de 949 SNeIa, dont 181 provenant d'une classification hors SEDm, et 768 provenant d'une classification SEDm+**HYPÉRGAL**, soit $\sim 81\%$ de ce sous échantillon.

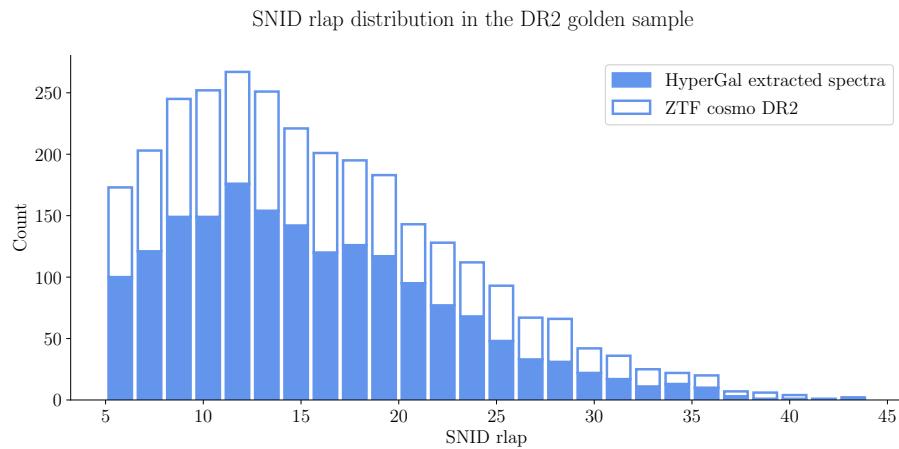


FIGURE 10.5 – Distribution du paramètre *rlap* des meilleurs modèles SNID pour les spectres du *golden sample* de la DR2 de ZTF. En bleu sont présentés les spectres extraits par HYPERGAL et l'histogramme complet contient l'échantillon entier.

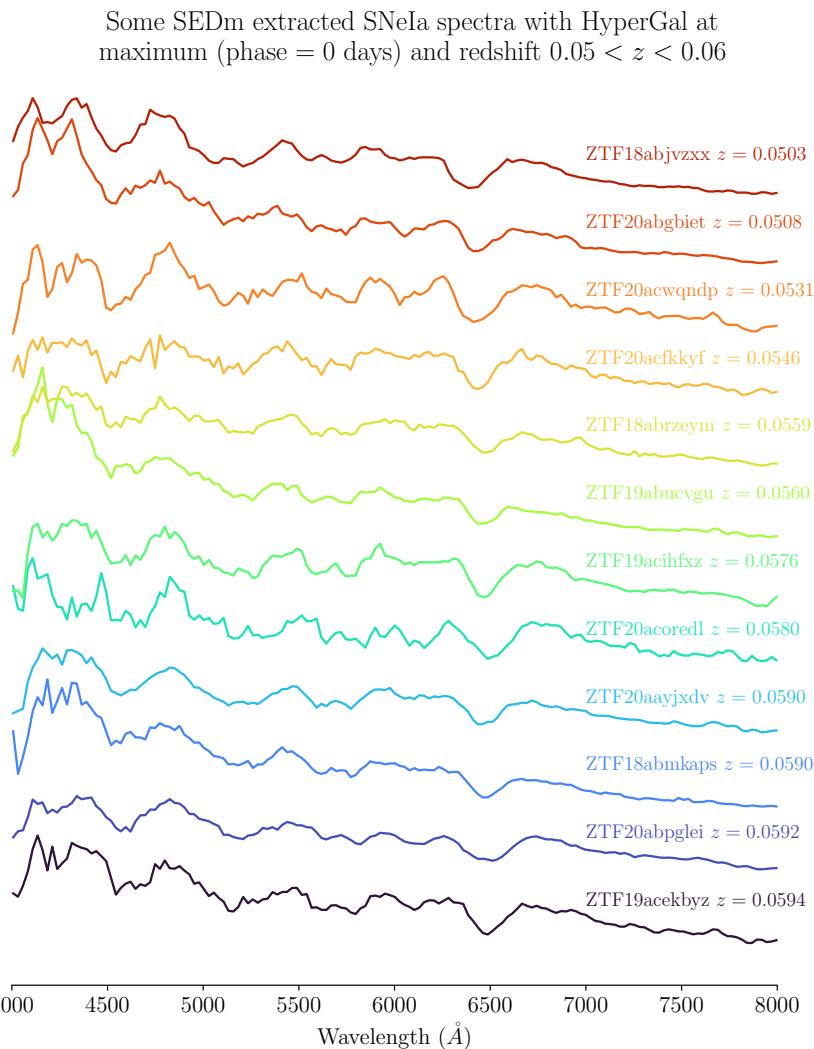


FIGURE 10.6 – Exemple de spectres du *golden sample* de la DR2 extraits par HYPERGAL au pic de luminosité dans un même intervalle de redshift ($0.05 < z < 0.06$).

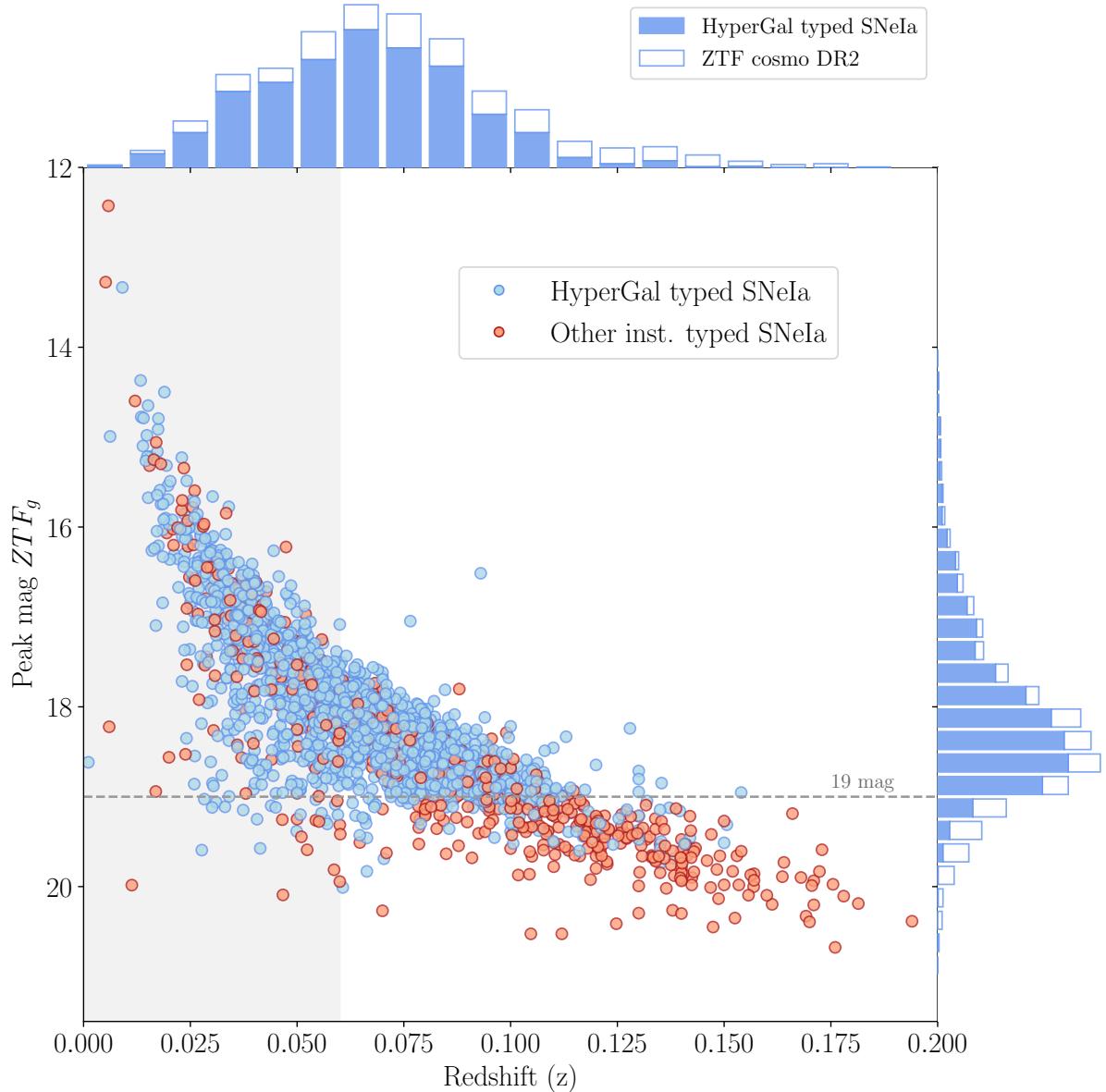


FIGURE 10.7 – Corrélation redshift/pic de magnitude dans la bande ZTF_g des SNeIa du *golden sample* de la DR2 de ZTF. Nous indiquons la limite à 19 mag, limite à laquelle la vaste majorité des classifications a été effectuée grâce à la SEDm, et a fortiori **HYPERGAL**. La bande grise indique le sous échantillon à volume limité au redshift $z = 0.06$, profondeur où l'échantillon est potentiellement libre 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.

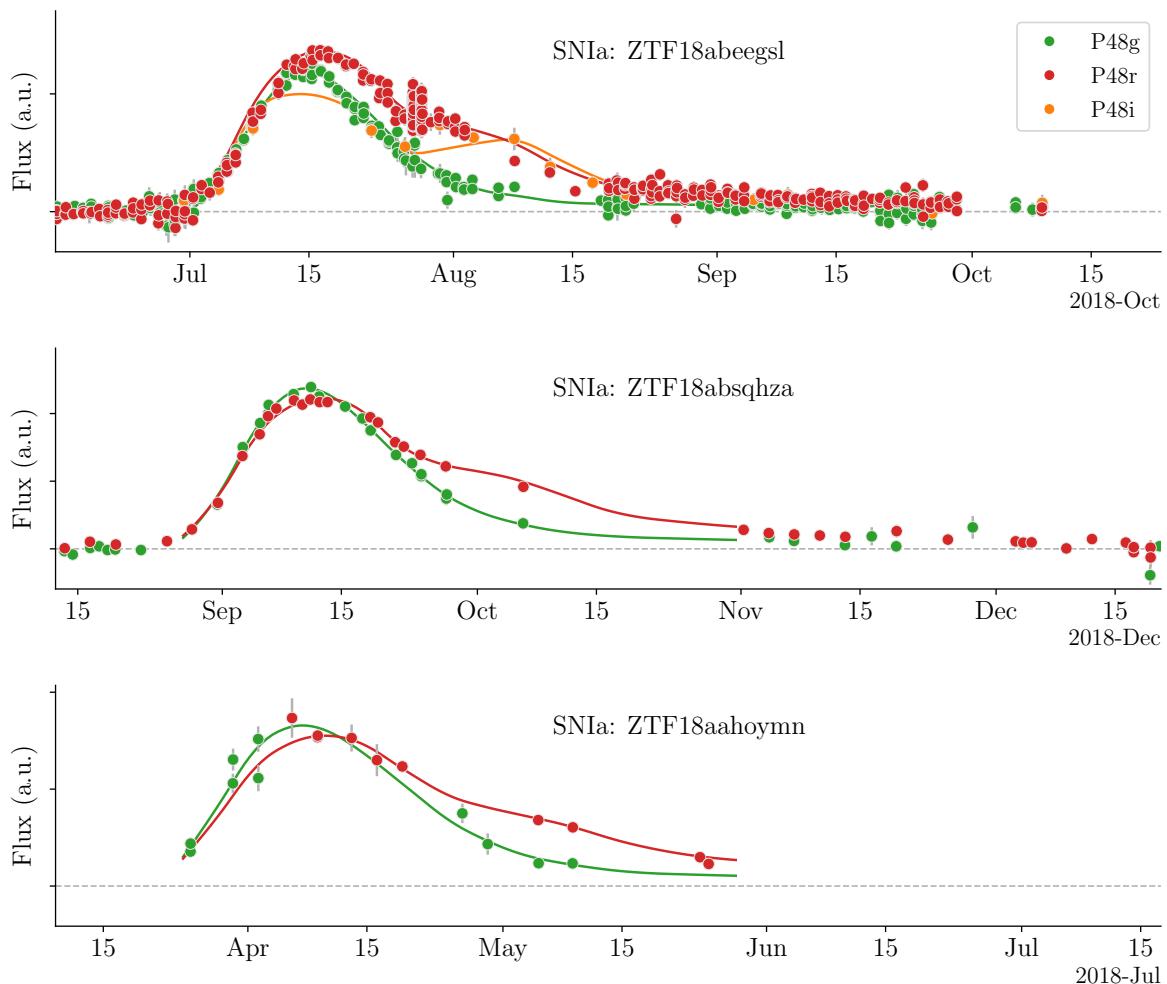


FIGURE 10.8 – Exemple de courbe de lumière de SNeIa du *golden sample* de la DR2. Nous montrons également l'ajustement SALT2 correspondant. Le code couleur réfère à la bande de ZTF considérée. De *haut en bas* : Un cas extrême de très haute cadence avec plusieurs centaines de points, un cas typique avec une dizaine (quinzaine) de points avant (après) le maximum, et un cas limite pour intégrer notre 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*).

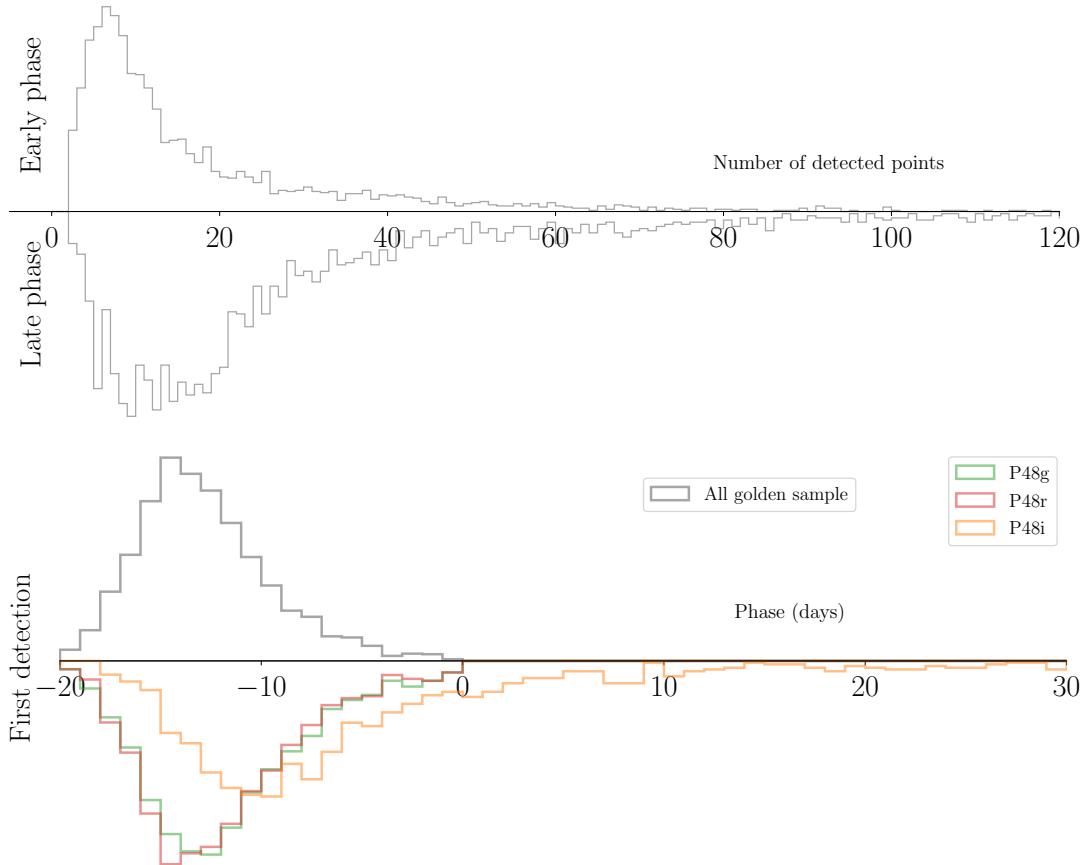


FIGURE 10.9 – *En haut* : distribution du nombre de points de détection photométrique (toutes bandes confondues) avant et après le maximum de luminosité pour les SNeIa du *golden sample* de la DR2. Nous avons typiquement ~ 10 points avant le maximum de luminosité, et ~ 20 points après. *En bas* : distribution 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

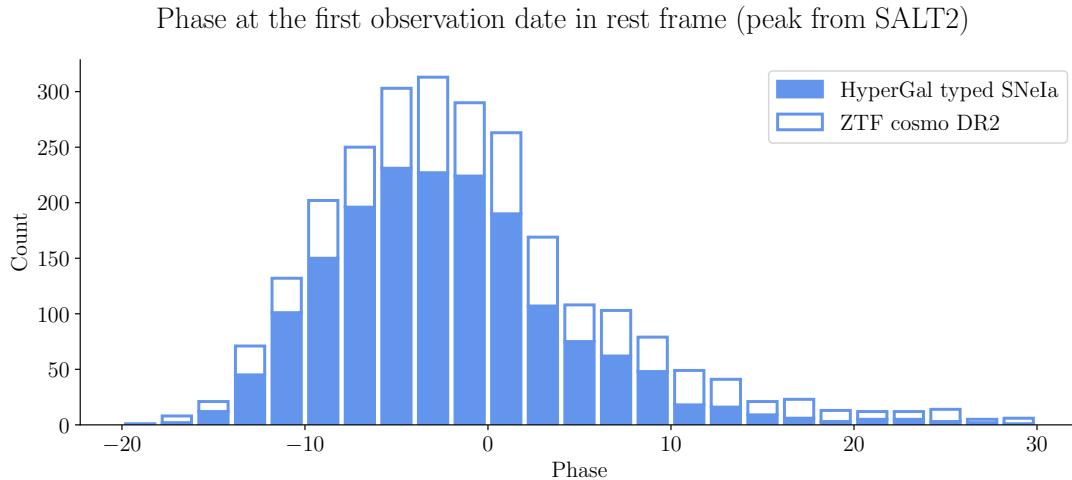


FIGURE 10.10 – Distribution de phase de la première acquisition spectrale des SNeIa de la DR2. La partie bleue pleine de la distribution indique la proportion de spectre extraite par la SEDm, et a fortiori HYPERGAL, comme toute première extraction spectrale.

ajusté par **SNID**. Nous observons que la qualité des spectres, tout instrument confondu, 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* (x_1) et couleur (c)

L'ajustement des courbes de luminosité avec SALT2 nous permet de remonter aux paramètres de standardisation, le *stretch* x_1 et la couleur c , intrinsèques 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. La corrélation en redshift est clairement 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). La bande grise indique à nouveau la profondeur en redshift du volume limité ($z < 0.06$), et l'observation de ces corrélations nous conforte sur cette hypothèse d'échantillon libre de fonction de sélection à cette profondeur.

Nous faisons également la distinction dans cette figure des SNeIa observées par la SEDm (extraites par HYPERGAL) et celles extraites par d'autres instruments. Nous voyons nettement la dominance 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, possédant une plus haute résolution et surtout 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 se soucier¹ d'effets de sélection pouvant affecter la dérivation des paramètres cosmologiques (SCOLNICK et KESSLER, 2016).

En supposant que ce sous-échantillon est effectivement libre de fonction de sélection,

¹. Cette hypothèse est bien évidemment encore à valider par AMENOUCHÉ et al. (in prep.)

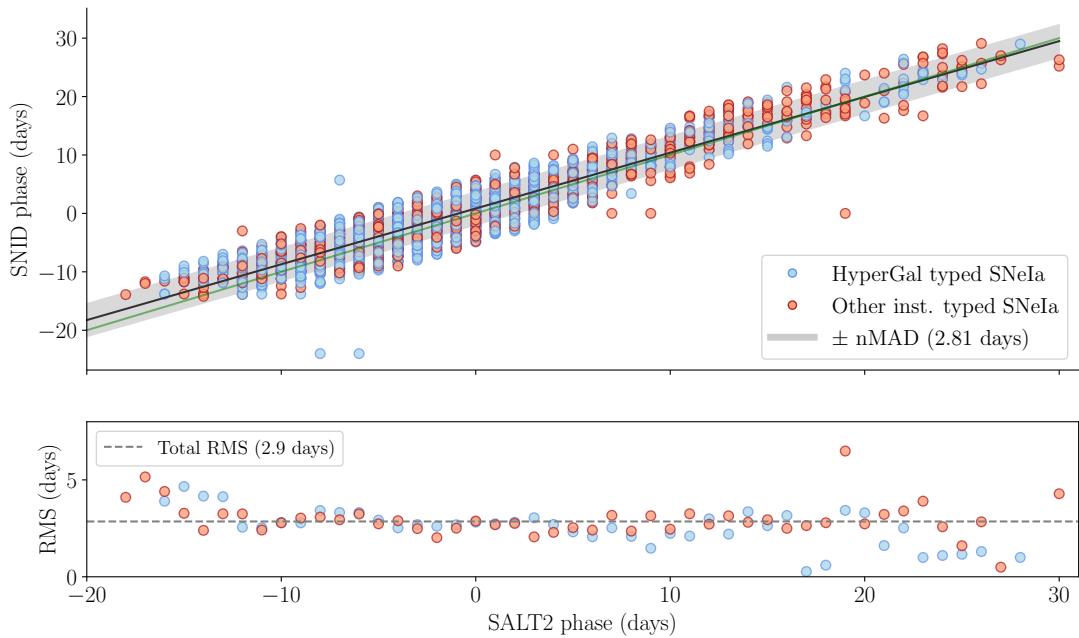


FIGURE 10.11 – *En haut* : corrélation entre les phases SNID et les phases SALT2 du *golden sample* de la DR2 de ZTF. Nous indiquons avec la ligne verte la fonction identité, et en noir l’ajustement linéaire et le nMAD comme estimateur de la déviation standard. En bas nous montrons le RMS par intervalle (1 jour) de phase déterminé avec SALT2, sachant la date d’acquisition spectrale. Les spectres semblent permettre de déterminer la phase avec une précision de l’ordre de ± 3 jours.

alors l’étude des paramètres des courbes de lumière nous offrirait 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 $\approx 25\%$ de la distribution, comme prédit par [NICOLAS et al. \(2021\)](#), dont nous présentons l’ajustement sur les données en superposition à l’idéogramme.

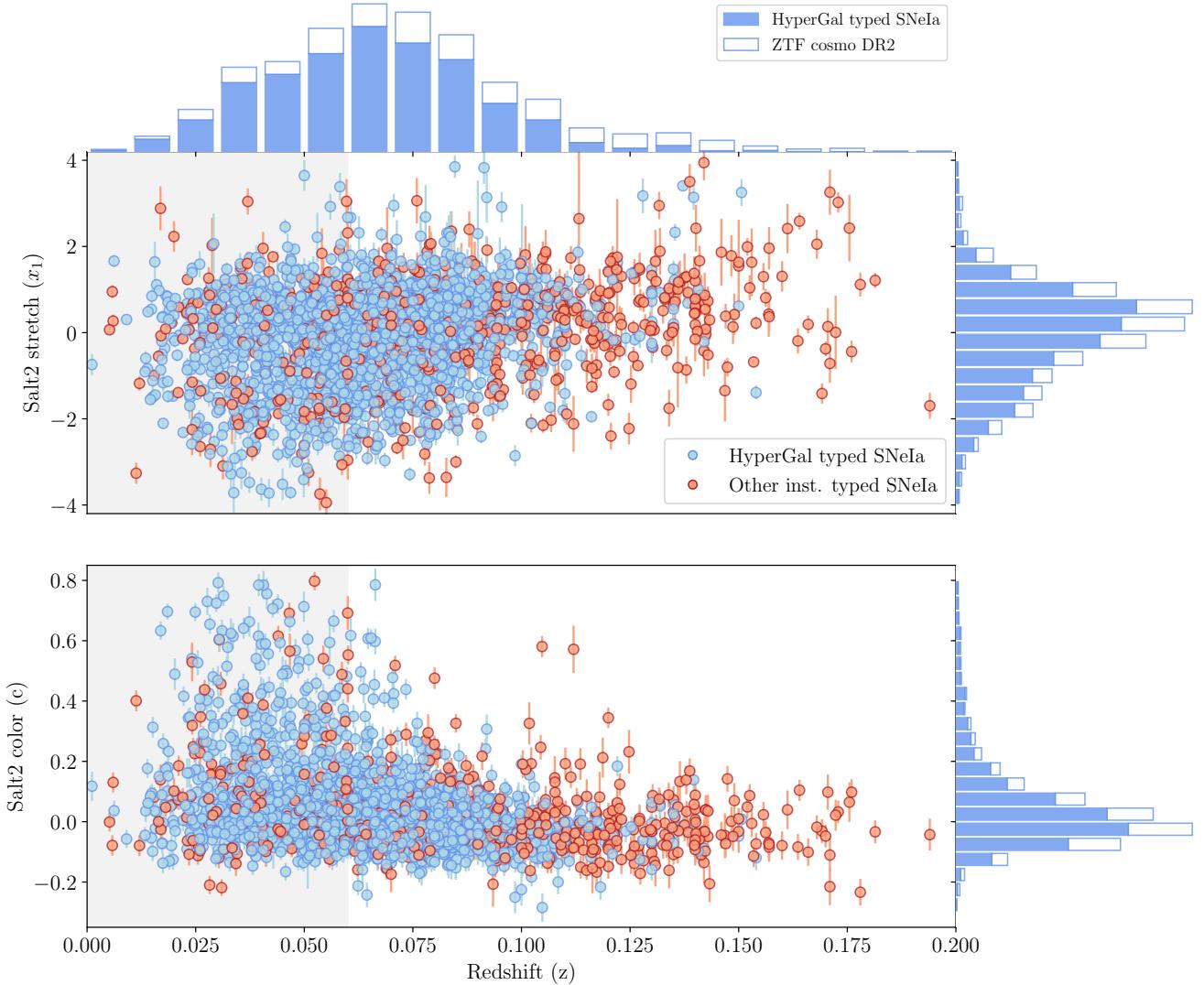


FIGURE 10.12 – Paramètres SALT2 de stretch x_1 (en bas) et couleur c (en haut) pour la DR2 de ZTF. Seules les SNeIa du *golden sample* sont considérées. La bande grise indique le volume limité à $z < 0.06$. Les points bleus (histogrammes bleus) correspondent aux SNeIa ayant été classifiées suite à une extraction spectrale avec la SEDm. Les points rouges (histogrammes blancs) correspondent aux SNeIa classifiées par un autre instrument. Nous voyons clairement l'autosuffisance 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.

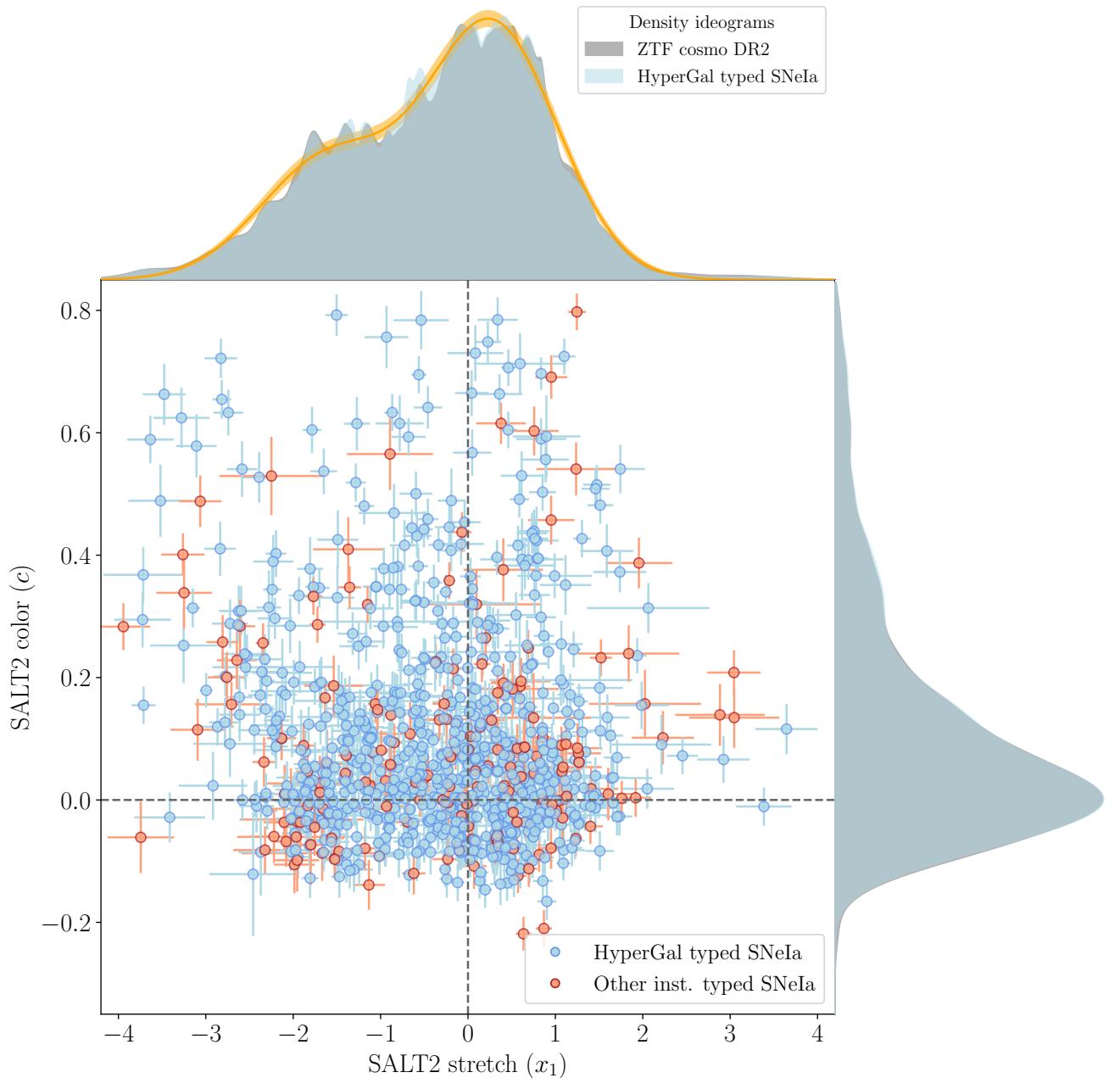


FIGURE 10.13 – Correlation entre les paramètres SALT2 de *stretch* et couleur pour le *golden sample* de la DR2 de ZTF. Ici seules les SNeIa du volume limité à $z < 0.06$ sont considérées. Les points bleus correspondent aux SNeIa ayant été classifiées suite à une extraction spectrale avec la SEDm. Les 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 l’illustration de l’auto-suffisance de la SEDm pour 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 3700 SNeIa, dont ~ 2600 remplissent les critères de qualité cosmologique. 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'**HYPERGAL** 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 **HYPERGAL** (1760/2205). Cela témoigne clairement du rôle cruciale de la SEDm dans l'utilisation de cette sonde cosmologique.

L'étude des paramètres des courbes de lumières et de la distribution en redshift des SNeIa du *golden sample* de la DR2 pointent vers l'existence d'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% (768/949) de SNeIa observées par la SEDm et classifiées par **HYPERGAL**. 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 ≈ 2600 SNeIa à plus de 5000 SNeIa, toutes classifiées spectralement et dans les mêmes proportions qu'actuellement par **HYPERGAL**, 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 3.1.1, ↑ Section 3.2.1, ↑ Section 3.4a, ↑ Section 3.6
- BERTIN E. et ARNOUTS 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 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 3.1.1, ↑ Section 4.1.2, ↑ Section 4.2, ↑ Section 6.2.2, ↑ Section 7.1.2, ↑ Section 7.5
- 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)
- 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 6.3, ↑ 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 6.3
- 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 7.18
- 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 6.3

- 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
- 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 6.2.3.4, ↑ Section 6.3
- 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
- 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 6.3
- 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, ↑ 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
- FIOC 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

- 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 fur 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 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 7.19
- HODAPP K. W., KAISER N., AUSSEL 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., SCOLNIC 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 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](#)
- KORMENDY J. et HO L. C. 2013, « Coevolution (Or Not) of Supermassive Black Holes and Host Galaxies », *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, **51**, 511 [↑ Section 5.2.1](#)
- 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](#)
- 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](#)
- 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](#)

- MC GREGOR 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
- 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 4.3.2](#), [↑ 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](#)
- 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 3.3](#)
- 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., LUCCINO 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 6.1.1, ↑ 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., BUDAÁRI 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 \uparrow 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 \uparrow 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 \uparrow 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 \uparrow 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 \uparrow 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 \uparrow Section 1.2.2, \uparrow Section 5.1.2, \uparrow Section 6.1.1