



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

**Extraction de spectres de Supernovae
par modélisation HyperSpectrale des galaxies hôtes
pour la SEDm**

Devant le jury composé de :

M./Mme. XXX XXX	Président-e
M./Mme. XXX XXX	Rapporteur-e
M./Mme. XXX XXX	Rapporteur
M./Mme. XXX XXX	Examinateur-ice
M./Mme. XXX XXX	Directeur de thèse
M./Mme. XXX XXX	Co-Directeur de thèse
M./Mme. XXX XXX	Invitæ

Remerciements

Résumé

Abstract

Table des matières

Introduction générale	15
I Contexte Scientifique	19
1 Contexte cosmologique	21
1.1 Bases de relativité générale	23
1.1.1 Concepts initiaux	23
1.1.2 Métrique et équations de conservation	23
1.1.3 Définition de la constante cosmologique	23
1.2 Introduction du modèle standard de la cosmologie	23
1.2.1 Univers plat, homogène et isotrope	23
1.2.2 Métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker	23
1.2.3 Le modèle Λ CDM	23
1.3 Mesures cosmologiques et distance	23
1.3.1 Âge de l'Univers	23
1.3.2 Distance de luminosité	23
1.3.3 De la télémétrie aux Supernovae : Calibration	23
1.4 Supernovae et Cosmologie	23
1.4.1 Chandelles Standards	23
1.4.2 Physique de l'explosion	23
1.4.3 Spectre et classification	23
2 Zwicky Transient Facility	25
2.1 Présentation de la générale	26
2.1.1 Histoire et collaboration	26
2.1.2 Organisation de la recherche scientifique	27
2.2 La caméra ZTF	29
2.2.1 Caractéristiques	29
2.2.2 Gestion des données	30
2.3 Observation des Supernovae Ia avec ZTF	31
3 Un spectrographe 3D : La Spectral Energy Distribution machine	35
3.1 Présentation de l'instrument	36
3.1.1 Principe d'un IFS	36
3.1.2 La SEDm	37
3.2 Extraction des spectres du CCD et création des cubes de données	38
3.2.1 Identification des traces	39
3.2.2 Solution en longueur d'onde	40
3.2.3 Identification spatiale	41

3.2.4	Construction du cube 3D	41
3.3	Actuelle méthode d'extraction de source ponctuelle	42
3.3.1	Localisation de la cible	42
3.3.2	Extraction de la source ponctuelle	43
3.3.3	Calibration en flux	44
3.4	Classification	45
3.5	Contamination par la galaxie hôte	46
II	Extraction de spectre de Supernovae	49
4	HyperGal : Modéliseur de scène pour l'extraction de sources ponctuelles	51
4.1	Idée générale	52
4.1.1	Problématique	52
4.1.2	La composante galactique	52
4.2	SED Fitting	53
4.2.1	SED d'une galaxie	53
4.2.2	SED Fitter	54
4.3	Présentation du Pipeline	55
4.3.1	Cube intrinsèque	56
4.3.2	Modélisation de scène 2D	56
4.3.3	Modélisation chromatique et projection 3D	56
4.4	Cas pédagogique de présentation	57
5	Modélisation hyperspectrale	59
5.1	Source photométrique	60
5.1.1	Relevé astronomique Pan-STARRS1	60
5.1.2	Utilisation des images PS1	62
5.2	CIGALE et SEDFitting	63
5.2.1	Présentation de CIGALE	64
5.2.2	Préparation des images photométriques	64
5.2.3	Configuration de CIGALE	67
5.2.3.1	Histoire de formation stellaire	67
5.2.3.2	Population stellaire	68
5.2.3.3	Émission nébulaire	68
5.2.3.4	Loi d'atténuation	68
5.2.3.5	Émission de la poussière	69
5.2.3.6	Noyau galactique actif	69
5.2.4	Utilisation	69
5.3	Construction du cube intrinsèque	71
5.3.1	Échantillonnage des spectres dans l'espace SEDm	72
5.3.2	Construction du cube	72
6	Réponse impulsionale de la SEDm et extraction de source ponctuelle	75
6.1	Réponse impulsionale spectrale : LSF	77
6.1.1	Lampes à arc	77
6.1.2	Détermination de la LSF	77

6.2	Réponse impulsionnelle spatiale : PSF	83
6.2.1	Modèle de profil radial	83
6.2.2	Entrainement du modèle	85
6.2.2.1	Première contrainte : α vs β	86
6.2.2.2	Seconde contrainte : α vs σ	87
6.2.2.3	Poids relatif des distributions gaussienne/Moffat : η	89
6.2.2.4	Profil radial contraint	89
6.3	Extraction de la source ponctuelle	90
6.3.1	Méthode d'extraction	90
6.3.2	Réfraction atmosphérique différentielle	90
6.3.3	Ajustement chromatique	92
6.4	Calibration en flux	95
6.4.1	Méthode	95
6.4.2	Précision de la calibration	96
7	Modélisation de scène et extraction de sources	101
7.1	Modélisation de scène	102
7.1.1	Présentation de la méthode	102
7.1.2	Projection du cube intrinsèque	102
7.1.3	Composantes de la scène	104
7.1.3.1	Composante du fond : ciel et artefacts	104
7.1.3.2	Composante de la supernova	105
7.1.4	Ajustement de la scene 2D	105
7.1.5	Ajustement chromatique	106
7.2	Extraction des sources	111
7.2.1	Extraction de la galaxie hôte	111
7.2.2	Extraction de la Supernova	113
7.3	Classification : SNID	113
7.4	Cas complexes	113
III	Simulations et Résultats	117
8	Simulations de cubes de données et application d'HyperGal	119
8.1	Génération des simulations	120
8.1.1	Cube de galaxies isolées	120
8.1.2	Modèles de Supernovae	120
8.1.3	Marginalisations	120
8.1.4	Paramètres libres d'étude : Distance et contraste	120
8.2	Résultats et Précision	120
8.2.1	Précision spectrophotométrique	120
8.2.2	Précision avec correction de continuum	120
8.2.3	Efficacité de classification	120
9	Data Release 2 de ZTF	121
9.1	Présentation de la DR2 de ZTF	122
9.2	Production d'HYPERGALet résultats	122

9.2.1	Classification et détermination de l'échantillon DR2-Cosmo	122
9.2.2	Premiers résultats	122
9.2.3	Des SNeIa à la cosmologie : H_0 , w et $f\sigma_8$	123
Conclusions & perspectives		123

Table des figures

2.1	Télescope Samuel Oshin P48 au Mont Palomar	26
2.2	Champ de vue de la caméra ZTF comparé à celui d'autres relevés astronomiques	27
2.3	Observatoire de Palomar	29
2.4	Système d'imagerie ZTF et caméra	30
2.5	Transmission des filtres g , r et i de ZTF	30
2.6	Profondeurs et FWHM associées aux filtres de la caméra ZTF	31
2.7	Nombre cumulé de SNIa observés par ZTF (phase 1)	33
3.1	Fonctionnement d'un IFS	37
3.2	Vue d'ensemble de la SEDm	38
3.3	Schéma d'application d'images de calibration Bias, Dark et Flat	40
3.4	Extraction de traces et solution en longueur d'onde pour la SEDm	41
3.5	Exemple d'extraction de source ponctuelle avec PYSEDM	47
3.6	Distribution cumulée du décalage angulaire entre les supernovae BTS et leur galaxie hôte	48
3.7	Exemple de situation extrême de contamination de supernova par la galaxie hôte	48
4.1	Exemple de spectres de galaxies	53
4.2	Présentation du pipeline HYPERCAL	55
4.3	Cube 3D SEDm de ZTF18accrorf	57
4.4	Extraction de ZTF18accrorf avec PYSEDM	58
5.1	Plan focal de la Gigapixel Camera (PS1)	60
5.2	Transmission des filtres Pan-STARRS1	61
5.3	Image RGB de PS1 centrée sur ZTF18accrorf.	63
5.4	Illustration binning 2×2 sur les images PS1.	65
5.5	Image RGB de PS1 avec coupure SNR	66
5.6	Exemples de SED fintés	71
5.7	Cartographie du pull et du RMS en sortie de CIGALE	72
5.8	Échantillonnage spectral d'une SED obtenue avec CIGALE	73
5.9	Cube intrinsèque de la galaxie hôte de ZTF18accrorf	74
6.1	Spectres des lampes à arc utilisées pour la SEDm	78
6.2	Distribution de la localisation des raies des lampes à arc	79
6.3	Distribution de l'écart type σ_{line} des raies des lampes à arc	80
6.4	Chromaticité de la LSF	81
6.5	Résolution de la SEDm	82
6.6	Application de la LSF	82
6.7	Exemple de profil radial d'un étoile standard	85
6.8	Matrice de corrélation des paramètres de PSF.	86

6.9	Chromaticité des corrélations entre α et β	86
6.10	Chromaticité de la pente et du point zéro entre α et β	87
6.11	Matrice de corrélation des paramètres de PSF ($\beta(\alpha)$ fixé).	87
6.12	Chromaticité des corrélations entre α et σ	88
6.13	Chromaticité de la pente et du point zéro entre α et σ	88
6.14	Chromaticité des corrélations entre α et η	89
6.15	Profil radial et coutours des 9 metaslices de la STD 25d4655	93
6.16	Modélisation de la réfraction atmosphérique différentielle	94
6.17	Chromaticité des paramètres de forme de la PSF	94
6.18	Spectre extrait de l'étoile standard 25d4655 en pseudo-ADU.	94
6.19	Raies d'absorption telluriques	95
6.20	Procédure d'ajustement de la calibration en flux	97
6.21	Précision de la calibration en flux pour une étoile standard.	98
6.22	Moyenne du ratio entre le flux de 2202 étoiles standards et leur spectre de référence.	99
6.23	Distributions du RMS spectral des calibrations en flux pour différents intervalles spectraux	100
7.1	Concordance des champs de vue PS1 et SEDm.	103
7.2	Projection de la galaxie hôte dans le MLA.	104
7.3	Exemple d'artefacts dans les cubes de données SEDm.	106
7.4	Ajustement des méta-tranches pour la modélisation de scène de ZTF18accrorf. 107	
7.5	Matrice de corrélation des paramètres d'ajustement de scène pour une métatranch.	108
7.6	Chromaticité des paramètres de forme de la PSF de la supernova ZTF18accrorf	109
7.7	Chromaticité des paramètres de forme de la PSF relative SEDm/PS1 pour l'hôte de ZTF18accrorf	109
7.8	Modélisation de la réfraction atmosphérique différentielle pour ZTF18accrorf	110
7.9	Fonction de perte <i>pseudo-Huber</i>	111
7.10	Modélisation de scène complète pour ZTF18accrorf.	112
7.11	Extraction du spectre de la galaxie hôte de ZTF18accrorf	113
9.1	Paramètres SALT2 de stretch et couleur pour la DR2 de ZTF	122
9.2	Correlation entre les paramètres SALT2 de stretch et couleur (ZTF-DR2) .	123

Liste des tableaux

5.1	Caractéristiques des filtres <i>grizy</i> de PAN-STARRS1 et du relevé 3π Stéradian.	62
5.2	Exemple de tableau d'entrée pour CIGALE	67
5.3	Paramètres d'entrées pour chaque module de CIGALEutilisé.	70
6.1	Raies d'émission lampes à arc	77
6.2	Valeurs des paramètres des ajustements linéaires pour $\beta(\alpha)$ et $\sigma(\alpha)$.	89
6.3	Description des distributions du RMS spectral des calibrations en flux.	99
7.1	Paramètres de modélisation de scène 2D avec HYPERGAL.	108

Introduction générale

Première partie

Contexte Scientifique

Contexte cosmologique

Et la scène disparaît pour devenir
l'actrice

Person NAME, *Doctor Who S13E08*

Bien que la cosmologie ne s'en tienne pas aux concepts récents tels qu'on les connaît et les vulgarise, c'est avec les travaux d'EINSTEIN au début du XX^e siècle que notre compréhension du monde cosmique prend son essor.

Sommaire

1.1	Bases de relativité générale	23
1.1.1	Concepts initiaux	23
1.1.2	Métrique et équations de conservation	23
1.1.3	Définition de la constante cosmologique	23
1.2	Introduction du modèle standard de la cosmologie	23
1.2.1	Univers plat, homogène et isotrope	23
1.2.2	Métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker	23
1.2.3	Le modèle Λ CDM	23
1.3	Mesures cosmologiques et distance	23
1.3.1	Âge de l'Univers	23
1.3.2	Distance de luminosité	23
1.3.3	De la télémétrie aux Supernovae : Calibration	23
1.4	Supernovae et Cosmologie	23
1.4.1	Chandelles Standards	23
1.4.2	Physique de l'explosion	23
1.4.3	Spectre et classification	23

- 1) RG
- 2) Métrique
- 3) Constante cosmo
- 4) Univers Homogène et isotrope
- 5) Courbure
- 6) Expansion

- 7) Paramètres cosmologiques
- 8) Modèle standard
- 9) Distance de luminosité
- 10) Intérêt SNe

1.1 Bases de relativité générale

1.1.1 Concepts initiaux

1.1.2 Métrique et équations de conservation

1.1.3 Définition de la constante cosmologique

1.2 Introduction du modèle standard de la cosmologie

1.2.1 Univers plat, homogène et isotrope

Univers plat Lorem ipsum dolor sit amet, consectetuer adipiscing elit. Ut purus elit, vestibulum ut, placerat ac, adipiscing vitae, felis. Curabitur dictum gravida mauris. Nam arcu libero, nonummy eget, consectetuer id, vulputate a, magna. Donec vehicula augue eu neque. Pellentesque habitant morbi tristique senectus et netus et malesuada fames ac turpis egestas. Mauris ut leo. Cras viverra metus rhoncus sem. Nulla et lectus vestibulum urna fringilla ultrices. Phasellus eu tellus sit amet tortor gravida placerat. Integer sapien est, iaculis in, pretium quis, viverra ac, nunc. Praesent eget sem vel leo ultrices bibendum. Aenean faucibus. Morbi dolor nulla, malesuada eu, pulvinar at, mollis ac, nulla. Curabitur auctor semper nulla. Donec varius orci eget risus. Duis nibh mi, congue eu, accumsan eleifend, sagittis quis, diam. Duis eget orci sit amet orci dignissim rutrum.

1.2.2 Métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker

1.2.3 Le modèle Λ CDM

1.3 Mesures cosmologiques et distance

1.3.1 Âge de l'Univers

1.3.2 Distance de luminosité

1.3.3 De la télémétrie aux Supernovae : Calibration

1.4 Supernovae et Cosmologie

1.4.1 Chandelles Standards

1.4.2 Physique de l'explosion

1.4.3 Spectre et classification

Nam dui ligula, fringilla a, euismod sodales, sollicitudin vel, wisi. Morbi auctor lorem non justo. Nam lacus libero, pretium at, lobortis vitae, ultricies et, tellus. Donec aliquet, tortor sed accumsan bibendum, erat ligula aliquet magna, vitae ornare odio metus a mi. Morbi ac orci et nisl hendrerit mollis. Suspendisse ut massa. Cras nec ante. Pellentesque a

nulla. Cum sociis natoque penatibus et magnis dis parturient montes, nascetur ridiculus mus. Aliquam tincidunt urna. Nulla ullamcorper vestibulum turpis. Pellentesque cursus luctus mauris.

Nulla malesuada porttitor diam. Donec felis erat, congue non, volutpat at, tincidunt tristique, libero. Vivamus viverra fermentum felis. Donec nonummy pellentesque ante. Phasellus adipiscing semper elit. Proin fermentum massa ac quam. Sed diam turpis, molestie vitae, placerat a, molestie nec, leo. Maecenas lacinia. Nam ipsum ligula, eleifend at, accumsan nec, suscipit a, ipsum. Morbi blandit ligula feugiat magna. Nunc eleifend consequat lorem. Sed lacinia nulla vitae enim. Pellentesque tincidunt purus vel magna. Integer non enim. Praesent euismod nunc eu purus. Donec bibendum quam in tellus. Nullam cursus pulvinar lectus. Donec et mi. Nam vulputate metus eu enim. Vestibulum pellentesque felis eu massa.

Quisque ullamcorper placerat ipsum. Cras nibh. Morbi vel justo vitae lacus tincidunt ultrices. Lorem ipsum dolor sit amet, consectetuer adipiscing elit. In hac habitasse platea dictumst. Integer tempus convallis augue. Etiam facilisis. Nunc elementum fermentum wisi. Aenean placerat. Ut imperdiet, enim sed gravida sollicitudin, felis odio placerat quam, ac pulvinar elit purus eget enim. Nunc vitae tortor. Proin tempus nibh sit amet nisl. Vivamus quis tortor vitae risus porta vehicula.

Zwicky Transient Facility

Sommaire

2.1	Présentation de la générale	26
2.1.1	Histoire et collaboration	26
2.1.2	Organisation de la recherche scientifique	27
2.2	La caméra ZTF	29
2.2.1	Caractéristiques	29
2.2.2	Gestion des données	30
2.3	Observation des Supernovae Ia avec ZTF	31

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.

2.1 Présentation de la générale

2.1.1 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. 2.1).

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 2.2 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.

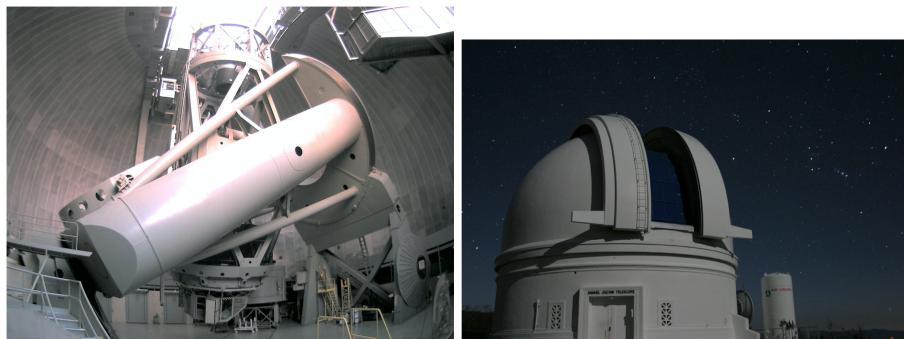


FIGURE 2.1 – Télescope Samuel Oschin P48 au Mont Palomar

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

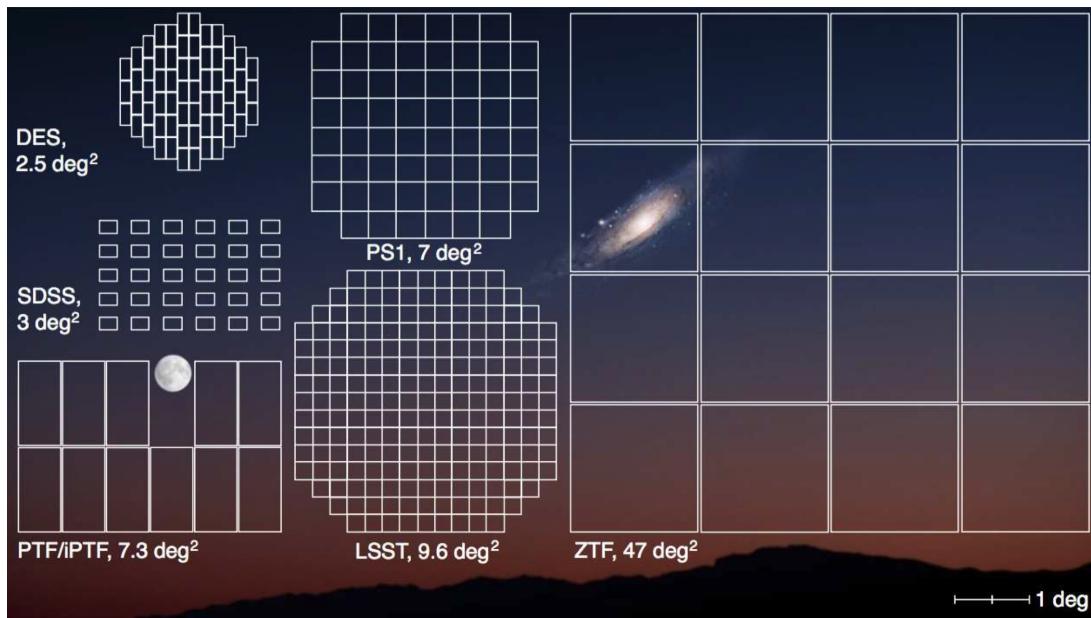


FIGURE 2.2 – Champ de vue de la caméra ZTF comparé à celui d’autres relevés astronomiques

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 $r \approx 20.5$.

2.1.2 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 2.3 – 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.

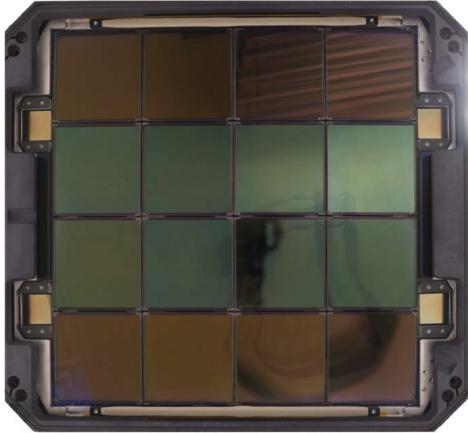
2.2 La caméra ZTF

2.2.1 Caractéristiques

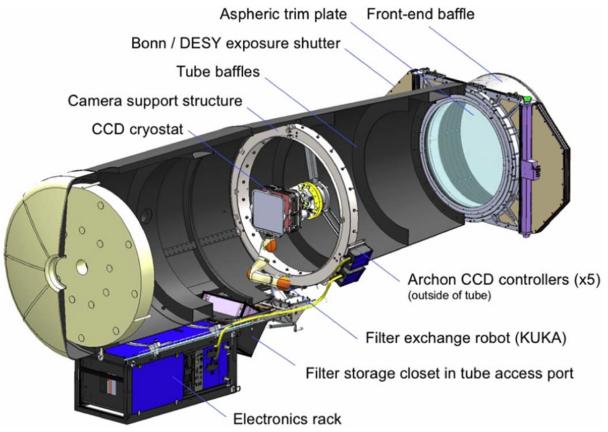
La nouvelle configuration de ZTF vis à vis de ses prédecesseurs PTF/iPTF est principalement due à sa nouvelle caméra de 47deg^2 , profitant de l'intégralité du plan focal du télescope Schmidt P48.

Comme illustré dans la Fig. 2.4a 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 médiane 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 2.5. 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 2.6.



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

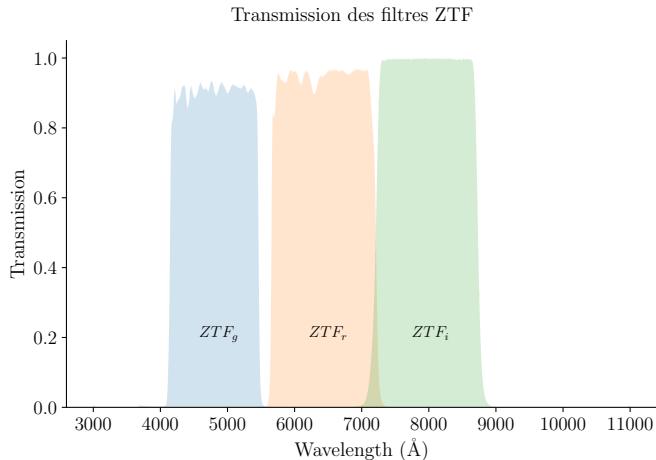


FIGURE 2.5 – Transmission des filtres g , r et i de ZTF ([DEKANY et al., 2020](#))

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.

2.2.2 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>

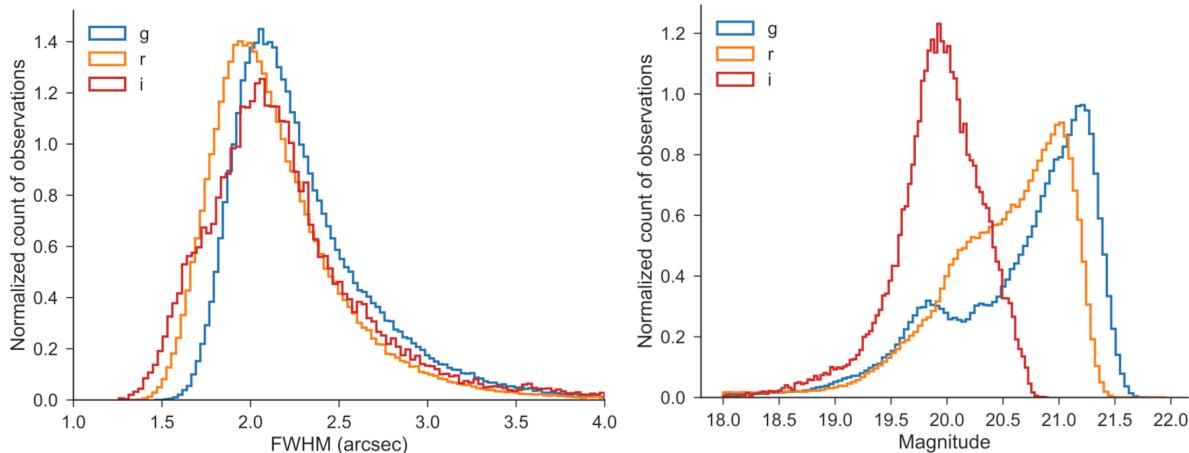


FIGURE 2.6 – *À gauche* l’histogramme normalisé de la largeur à mi-hauteur (FWHM) de la fonction d’étalement de point (PSF) pour chaque filtre durant le mois de Juin 2018 (BELLM et al., 2019b). *À droite* est représenté l’histogramme à 5σ des magnitudes limites avec un temps de pose de 30s pour chaque 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.

2.3 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 2.7 ([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>

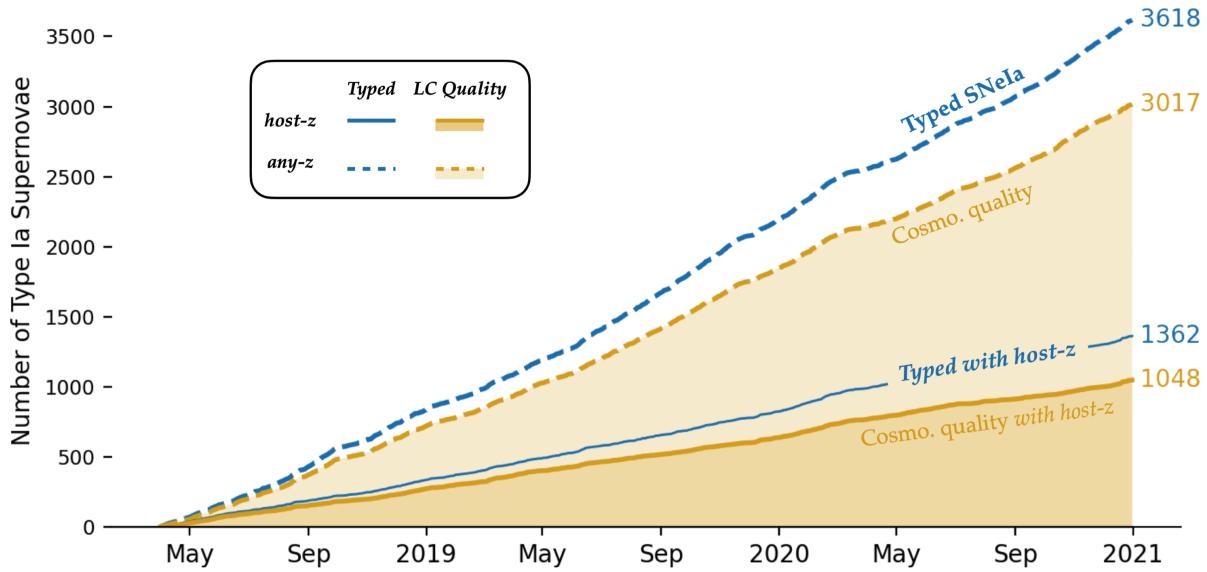


FIGURE 2.7 – Nombre cumulé de SNIa observés par ZTF (phase 1). Les contours dorés correspondent à l'échantillon passant les critères de coupure pour une qualité cosmologique. Le trait plein montre les SN avec un redshift spectroscopique de leur galaxie hôte. À titre de comparaison, le set de données 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 2.1, 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

3.1	Présentation de l'instrument	36
3.1.1	Principe d'un IFS	36
3.1.2	La SEDm	37
3.2	Extraction des spectres du CCD et création des cubes de données	38
3.2.1	Identification des traces	39
3.2.2	Solution en longueur d'onde	40
3.2.3	Identification spatiale	41
3.2.4	Construction du cube 3D	41
3.3	Actuelle méthode d'extraction de source ponctuelle	42
3.3.1	Localisation de la cible	42
3.3.2	Extraction de la source ponctuelle	43
3.3.3	Calibration en flux	44
3.4	Classification	45
3.5	Contamination par la galaxie hôte	46

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 1.4, 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 2.3) spécialement conçu à cet effet. Nous présentons dans ce chapitre ce spectrographe, la Spectral Energy Distribution machine (SEDm).

3.1 Présentation de l'instrument

3.1.1 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 3.1.

- **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 3.1). 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

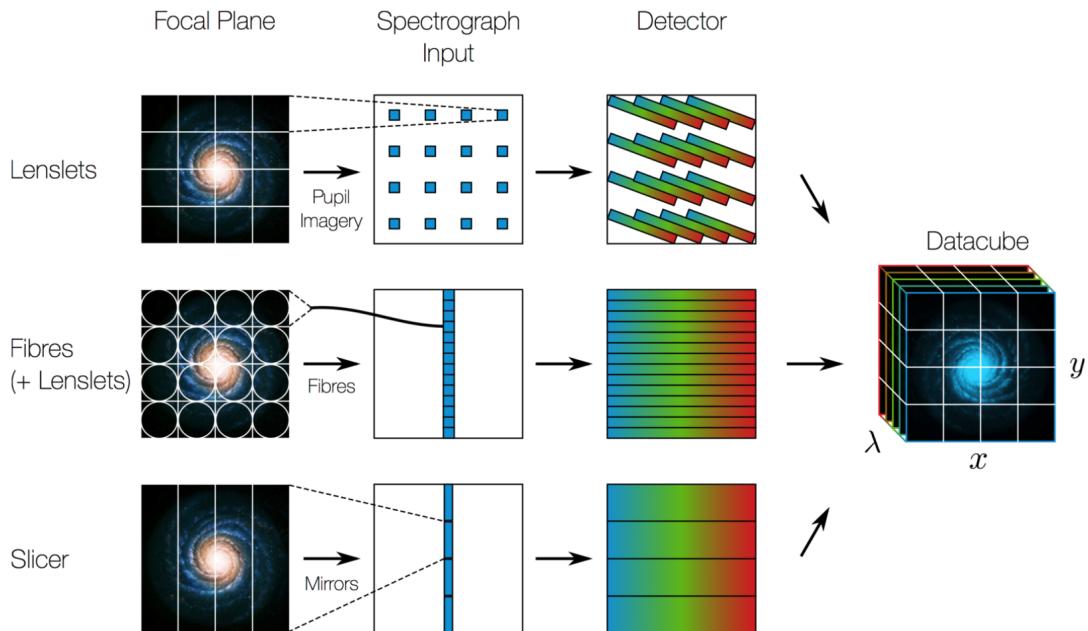


FIGURE 3.1 – Fonctionnement d'un IFS pour différents types d'IFU. La SEDm utilise un système d'agencement de micro-lentilles (cas du haut) (*Crédit M. Westmoquette, adaptée de ALLINGTON-SMITH et CONTENT (1998)*)

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).

3.1.2 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 3.2, 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 3.2, c'est la RC qui est alignée avec la lumière directe en provenance du Cassegrain. Il faut donc en

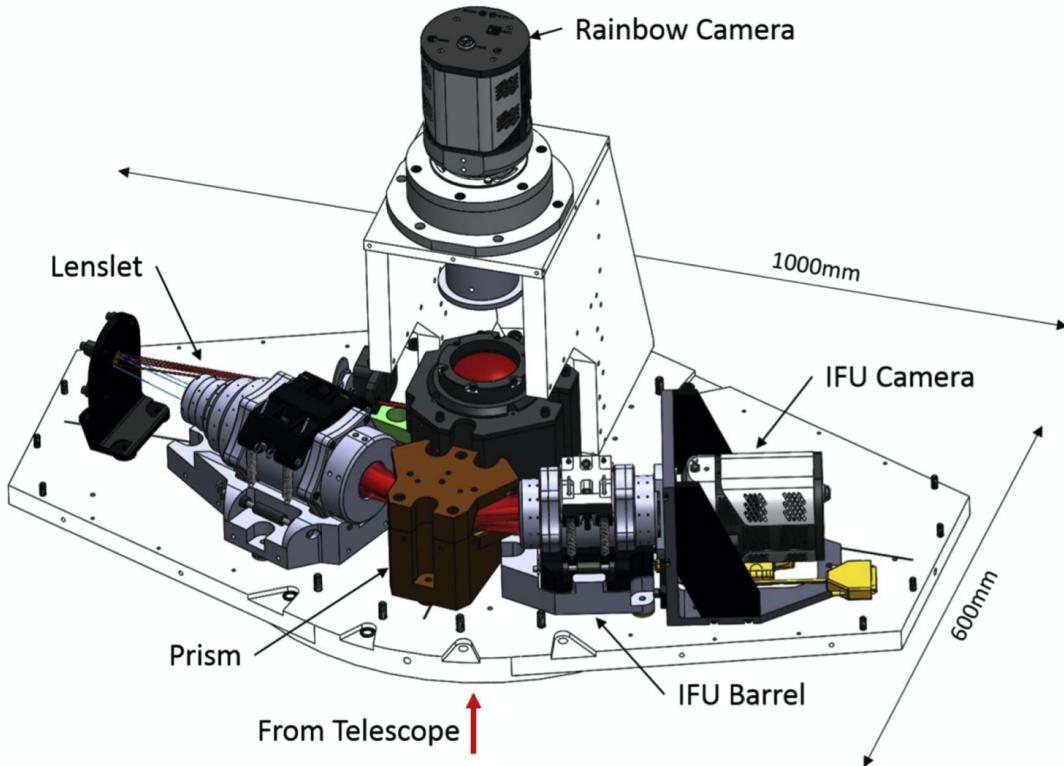


FIGURE 3.2 – Vue d’ensemble de la SEDm ([BLAGORODNOVA et al., 2018](#)). La source de lumière du Cassegrain est indiqué par la lumière rouge. L’instrument photométrique, la RC, est situé en haut au centre et récolte directement la lumière. Pour l’IFU, la lumière est redirigée jusqu’à un miroir que l’on 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.

3.2 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.

3.2.1 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>

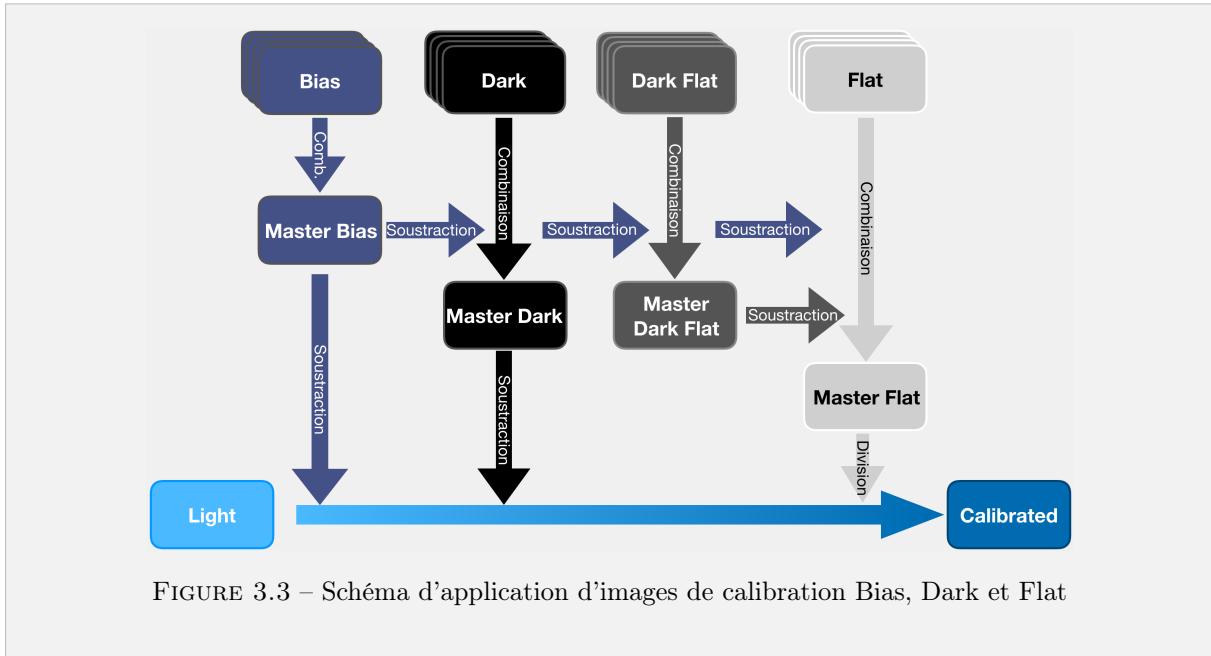


FIGURE 3.3 – Schéma d’application d’images de calibration Bias, Dark et Flat

Une exposition CCD du dome est représentée dans la Figure 3.4a. 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.

3.2.2 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 3.4b) :

- (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.

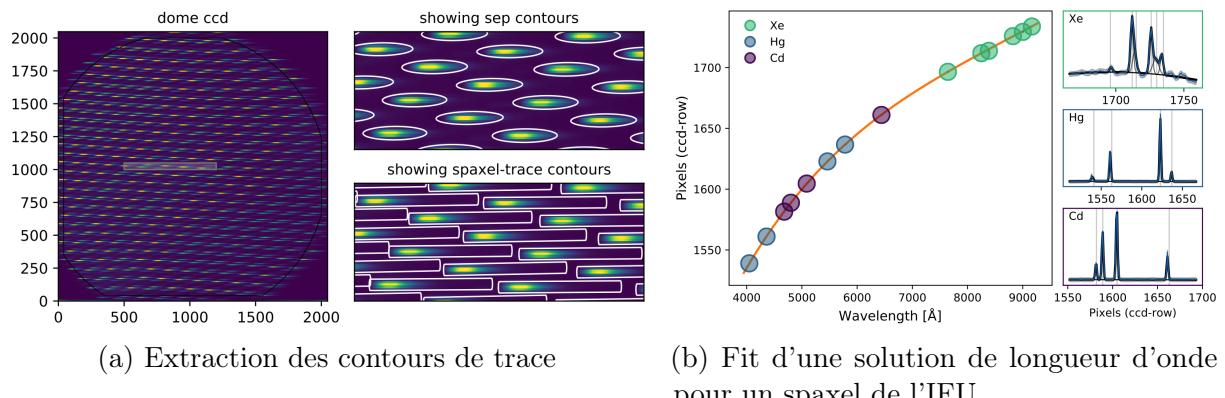


FIGURE 3.4 – Extraction de traces (*à gauche*) et fit de solution en longueur d'onde (*à droite*) pour la SEDm (de [RIGAULT et al. \(2019\)](#))

3.2.3 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.

3.2.4 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.

3.3 Actuelle méthode d'extraction de source ponctuelle

3.3.1 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 3.1.2 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.

3.3.2 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 3.3.1). 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 ??). 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.

3.3.3 Calibration en flux

Le spectre extrait dans la section 3.3.2 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) :

$$S(\lambda, t, z) = S^*(\lambda, t) \times \mathcal{C}(\lambda, t) \times T_{atm}(\lambda, t, z) \quad (3.1)$$

Avec $S^*(\lambda, t)$ le spectre instrinsèque de la source en unités physiques ($erg/cm^2/s/\text{\AA}$), $\mathcal{C}(\lambda, t)$ la réponse instrumentale, et $T_{atm}(\lambda, t, z)$ la transmission atmosphérique, qui dépend de la masse d'air le long de la ligne de visée. Calibrer un spectre revient donc à déterminer \mathcal{C} et T_{atm} pour isoler S^* .

En toute rigueur, la transmission atmosphérique devrait être décomposée en composantes physiques bien connues comme la diffusion de Rayleigh, la diffusion aérosol, l'absorption de l'ozone et l'absoption telluriques (HAYES et LATHAM (1975), WADE et HORNE (1988), STUBBS et al. (2007)).

Dans le cadre de la SEDm, le but n'étant pas de faire une étude spectrophotométrique des sources observées, ce formalisme a été fortement simplifié et est exprimé tel que :

$$S(\lambda, t, z) = S^*(\lambda, t) \times [\mathcal{C}(\lambda, t) + \mathcal{T}(\lambda, t, z)] \quad (3.2)$$

Où \mathcal{T} représente l'absoption tellurique. Les spectres telluriques utilisées sont ceux du Kitt Peak National Observatory¹ (HINKLE et al., 2003), scindés en deux catégories de longueur d'onde : l' O_2 et l' H_2O . L'absoption tellurique est alors exprimée suivant :

$$\mathcal{T}(z) = \mathcal{T}_{\text{O}_2} \times (c_{\text{O}_2} + z^{\rho_{\text{O}_2}}) + \mathcal{T}_{\text{H}_2\text{O}} \times (c_{\text{H}_2\text{O}} + z^{\rho_{\text{H}_2\text{O}}}) \quad (3.3)$$

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} , elle est modélisée par un polynome de Legendre d'ordre 20.

La détermination des composantes \mathcal{C} 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 3.3.2).
- (c) On récupère dans les archives calspec² le spectre spectrophotométrique correspondant à l'étoile standard observée.
- (d) Les composantes de réponse instrumentale \mathcal{C} et d'absoption telluriques \mathcal{T} sont fittées simultanément en minimisant la quantité $(S_{ADU}/S_{ref}) - (\mathcal{C} + \mathcal{T})$.

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'absoption tellurique est airmass-dépendante). On obtient alors le spectre calibré simplement en effectuant l'opération :

$$S^*(\lambda, t, z) = \frac{S_{ADU}(\lambda, t)}{\mathcal{C}(\lambda, t) + \mathcal{T}(\lambda, t, z)}$$

¹. <http://www.noao.edu/kpno/>

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

On appelle la quantité $(\mathcal{C} + \mathcal{T})$ 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.

3.4 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 3.5 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.

3.5 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 3.6 ([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

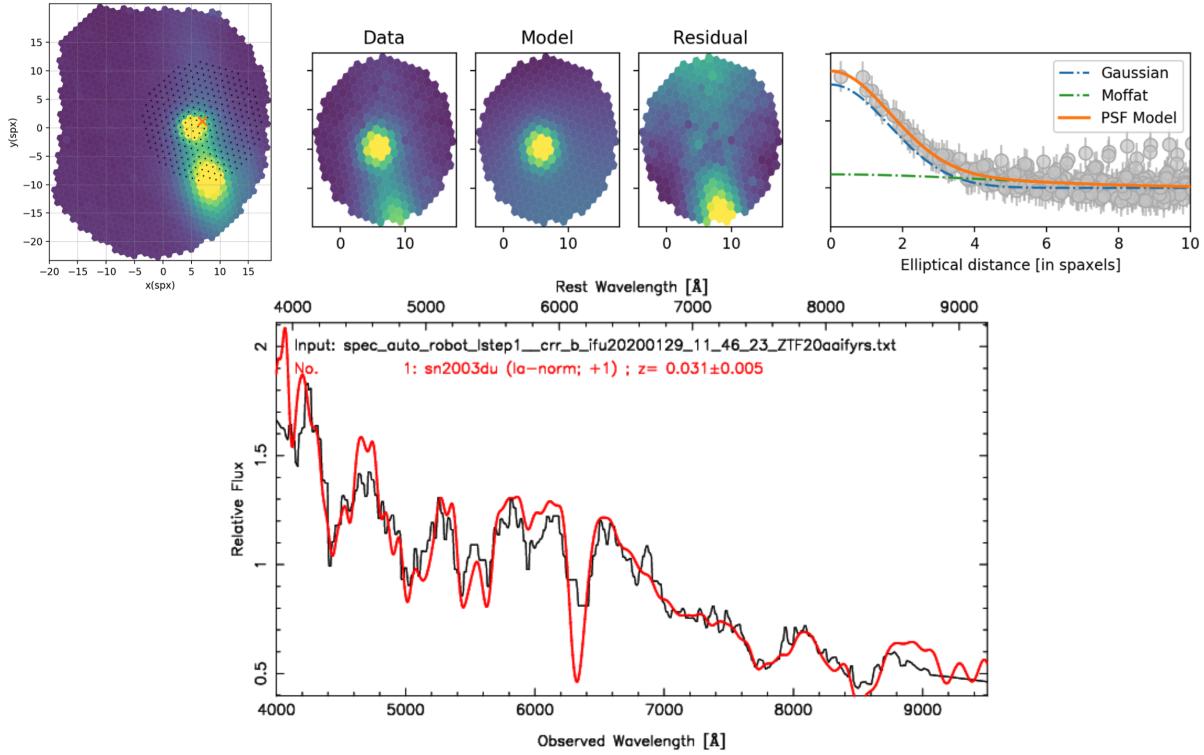


FIGURE 3.5 – Exemple d’extraction de source ponctuelle avec **PYSEDM** : ZTF20aaifyrs. *En haut, de gauche à droite :* (a) Image 2D intégré du cube 3D extrait suivant les étapes de la section 3.2. La croix orange indique la position estimée de la source ponctuelle à partir des images de guidages de la RC (section 3.3.1). 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 3.3.2). (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.

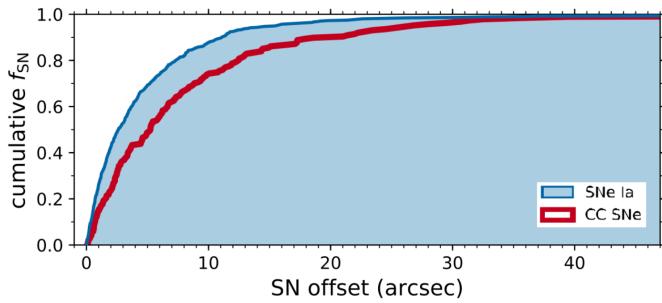


FIGURE 3.6 – Distribution cumulée du décalage angulaire, en secondes d’arc, entre les supernovae BTS et leur galaxie hôte (Figure 6 de [FREMLING et al. \(2020\)](#)). L’anagramme “CC” fait référence au terme “Core-Collapse”. Les supernovae de type Ia ont un redshift en moyenne plus élevé, ce qui explique cette distribution de plus faible distance angulaire comparé aux autres types.

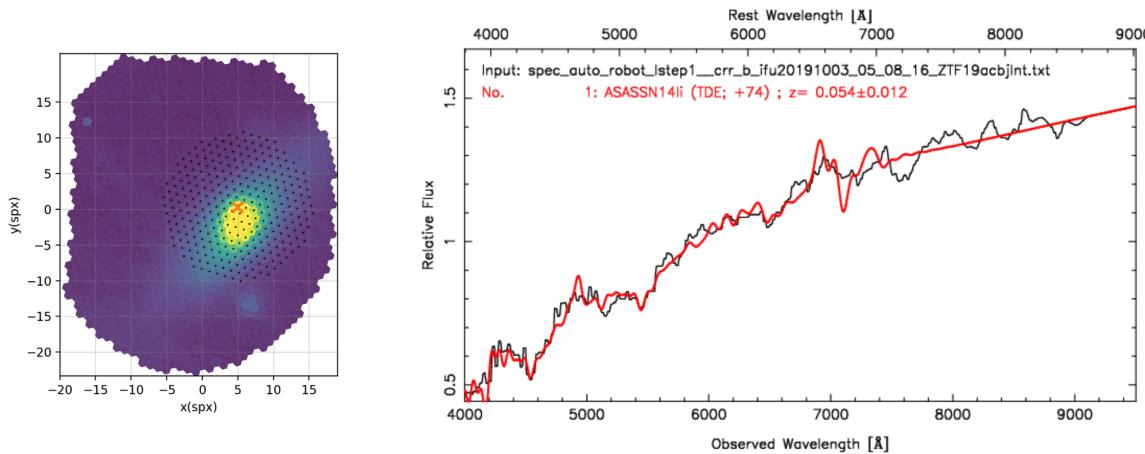


FIGURE 3.7 – Exemple de situation extrême de contamination de supernova par la galaxie hôte : ZTF19acbjnt. À gauche est représenté une image 2D du cube intégré entre $[5000 - 8000]\text{\AA}$. La croix orange indique la position estimée de la supernova à partir des images de guidage de la RC. Les marqueurs 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 3.7 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

4.1	Idée générale	52
4.1.1	Problématique	52
4.1.2	La composante galactique	52
4.2	SED Fitting	53
4.2.1	SED d'une galaxie	53
4.2.2	SED Fitter	54
4.3	Présentation du Pipeline	55
4.3.1	Cube intrinsèque	56
4.3.2	Modélisation de scène 2D	56
4.3.3	Modélisation chromatique et projection 3D	56
4.4	Cas pédagogique de présentation	57

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.

4.1 Idée générale

4.1.1 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.

4.1.2 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.

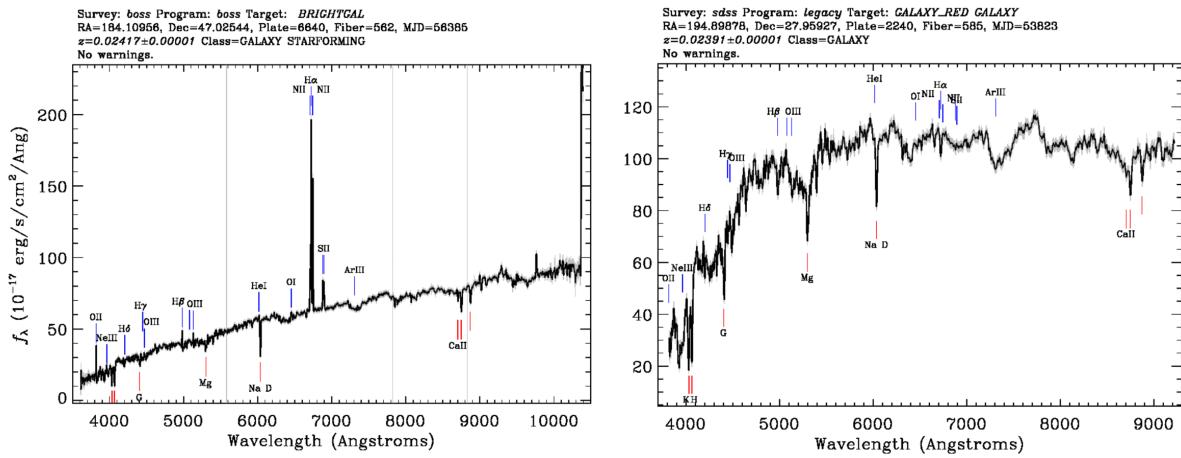


FIGURE 4.1 – Exemple de spectres de galaxies (crédit SDSS). *À gauche*, le spectre d’une galaxie spirale avec présence d’une forte raie d’émission H_α. Cela se traduit par une forte présence d’étoiles jeunes (bleues) et de gaz qui favorise la formation stellaire. *À droite*, le spectre d’une galaxie 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.

4.2 SED Fitting

4.2.1 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 4.1.

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.

4.2.2 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>

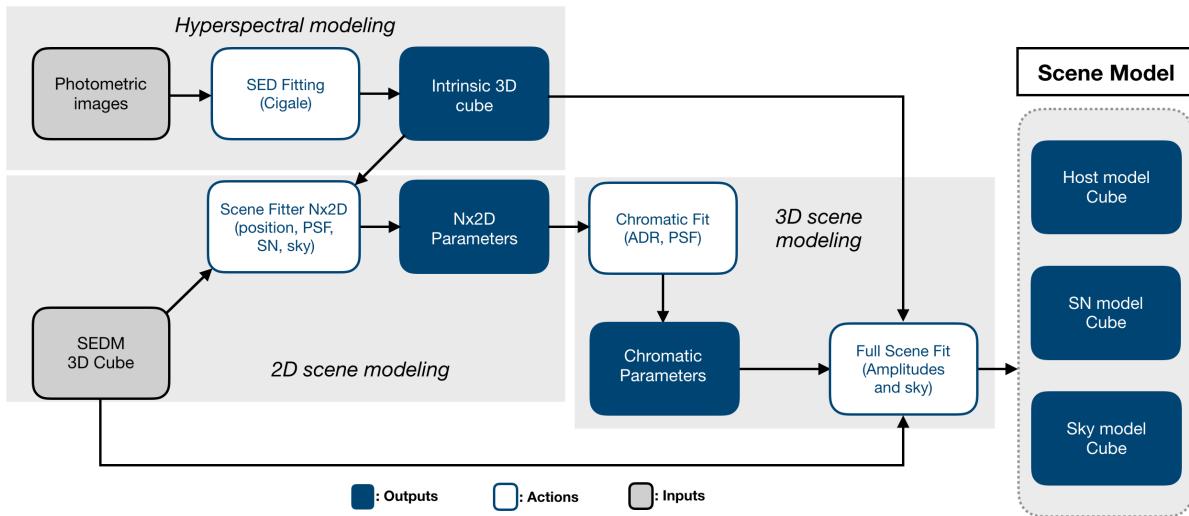


FIGURE 4.2 – Présentation du pipeline HYPERGAL.

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 sedfitter.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.

4.3 Présentation du Pipeline

Nous allons à présent introduire le modéliseur de scène HYPERGAL. Les étapes principales de ce pipeline sont présentées dans la Figure 4.2, 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.

4.3.1 Cube intrinsèque

Comme abordé dans la section 4.1, 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 4.2. 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 5.

4.3.2 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 6).

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.

4.3.3 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.

4.4 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 4.3.

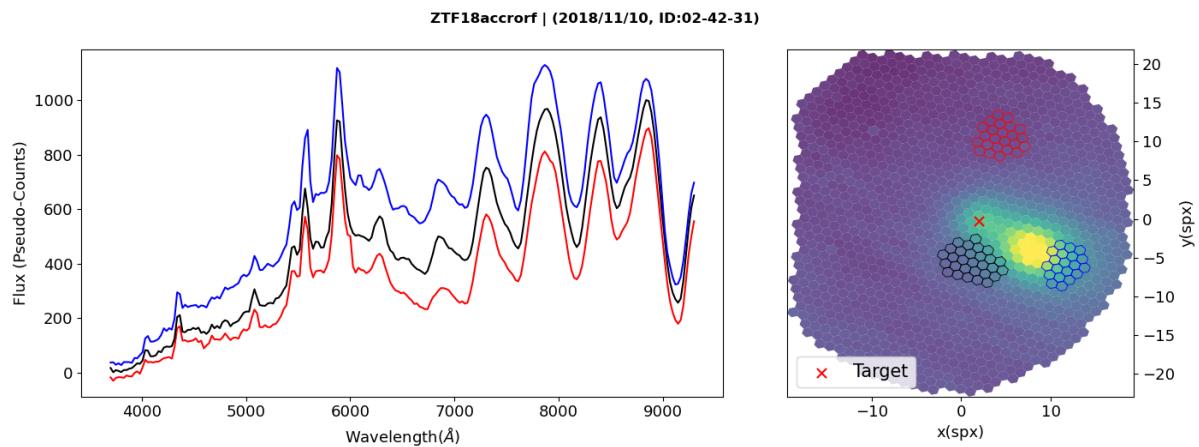


FIGURE 4.3 – Cube 3D d'une observation de ZTF18accorrf avec la SEDm. La figure de gauche montre les spectres en unité de pseudo-ADU, dont le code couleur correspond aux spaxels sélectionnés dans la figure de droite. La forme similaire des trois spectres malgré une localisation différente des spaxels 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 4.4.

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.

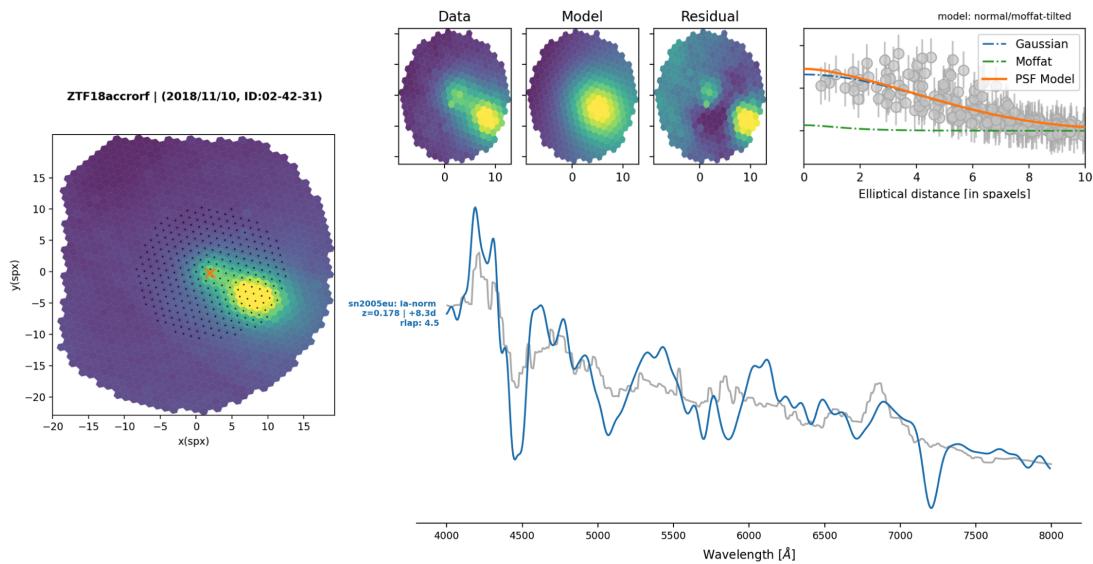


FIGURE 4.4 – Extraction de ZTF18accorf avec PYSEDM. Sur la *gauche* est représenté une image 2D du cube intégré spectralement, avec la croix rouge indiquant la position estimée de la supernova à partir des informations de guidage avec la Rainbow Camera. Les marqueurs noirs représentent les spaxels sélectionnés 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

5.1	Source photométrique	60
5.1.1	Relevé astronomique Pan-STARRS1	60
5.1.2	Utilisation des images PS1	62
5.2	CIGALE et SEDFitting	63
5.2.1	Présentation de CIGALE	64
5.2.2	Préparation des images photométriques	64
5.2.3	Configuration de CIGALE	67
5.2.4	Utilisation	69
5.3	Construction du cube intrinsèque	71
5.3.1	Échantillonnage des spectres dans l'espace SEDm	72
5.3.2	Construction du cube	72

Ce chapitre est consacré l'étape de construction du cube intrinsèque de la galaxie hôte, que nous avons introduit dans le chapitre 4.

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.

5.1 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.

5.1.1 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 5.1.

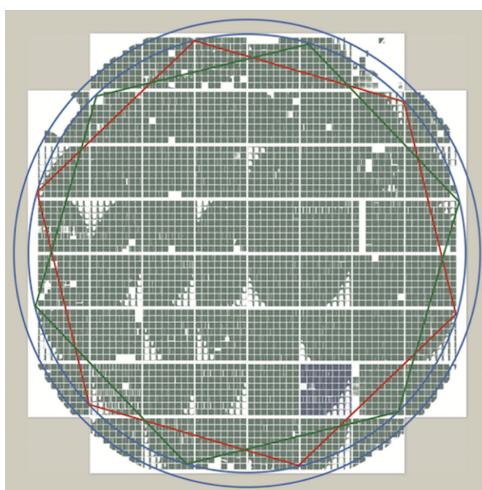


FIGURE 5.1 – Plan focal de la Gigapixel Camera (PS1) (figure de [CHAMBERS et al. \(2016b\)](#)). Les cellules non fonctionnelles sont masquées et représentées en blanc dans la figure ci-dessus.

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

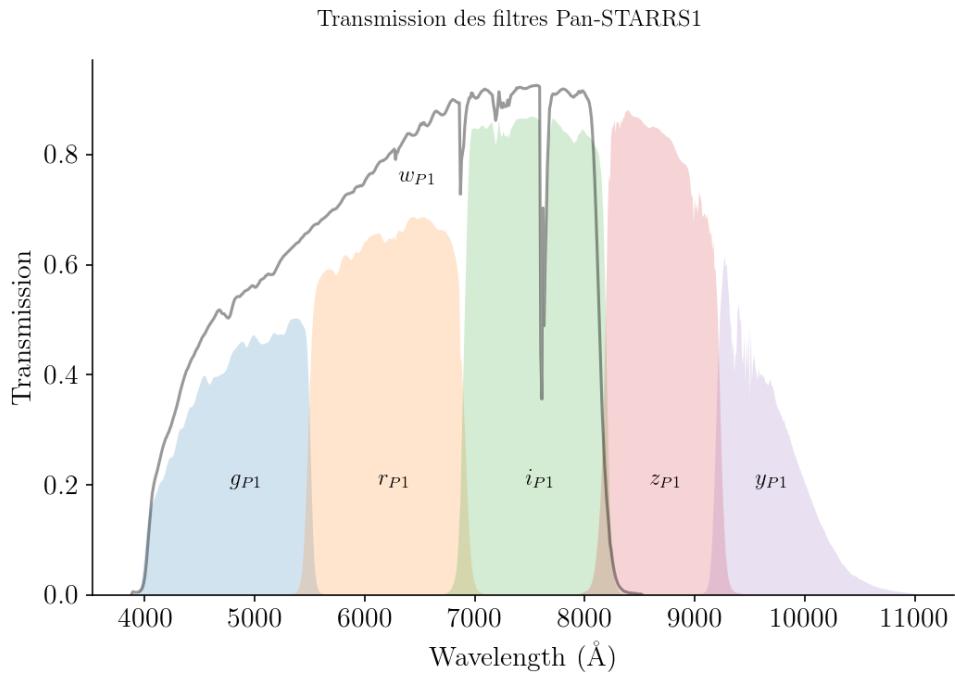


FIGURE 5.2 – Transmission des filtres *grizy* de Pan-STARRS1.

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 5.2.

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 :

$$m_{AB}(\nu) = -2.5 \log_{10}(f_\nu [\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{Hz}^{-1}]) - 48.60 \quad (5.1)$$

$$m_{AB}(\nu) \approx -2.5 \log_{10}\left(\frac{f_\nu [\text{Jy}]}{3631 \text{Jy}}\right) \quad (5.2)$$

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 :

$$m_{AB} \approx -2.5 \log_{10} \left(\frac{\int f_\nu(h\nu)^{-1} A(\nu) d\nu}{\int 3631 \text{Jy} (h\nu)^{-1} A(\nu) d\nu} \right) \quad (5.3)$$

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 5.1 quelques caractéristiques des filtres *grizy* de PS1, ainsi que du relevé 3π Stéradian.

TABLE 5.1 – 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 $\lambda_{pivot} = \sqrt{\frac{\int T(\lambda) d\lambda}{\int T(\lambda) d\lambda / \lambda^2}}$

5.1.2 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 5.3 une image de 140×140 pixels ($= 35'' \times 35''$) centrée sur la position de détection par ZTF de ZTF18accrorf.

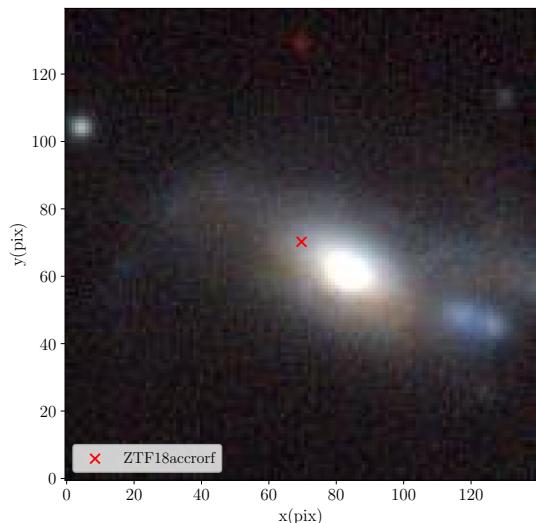


FIGURE 5.3 – Image RGB construite à partir des bandes g_{P1} , r_{P1} et z_{P1} des images PS1. L'image fait $35''$ de côté et est centrée sur la position de détection de ZTF18accrorf par ZTF, à $(\text{RA}, \text{DEC}) = (17.1692^\circ, 20.0799^\circ)$

5.2 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>

5.2.1 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.

5.2.2 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.

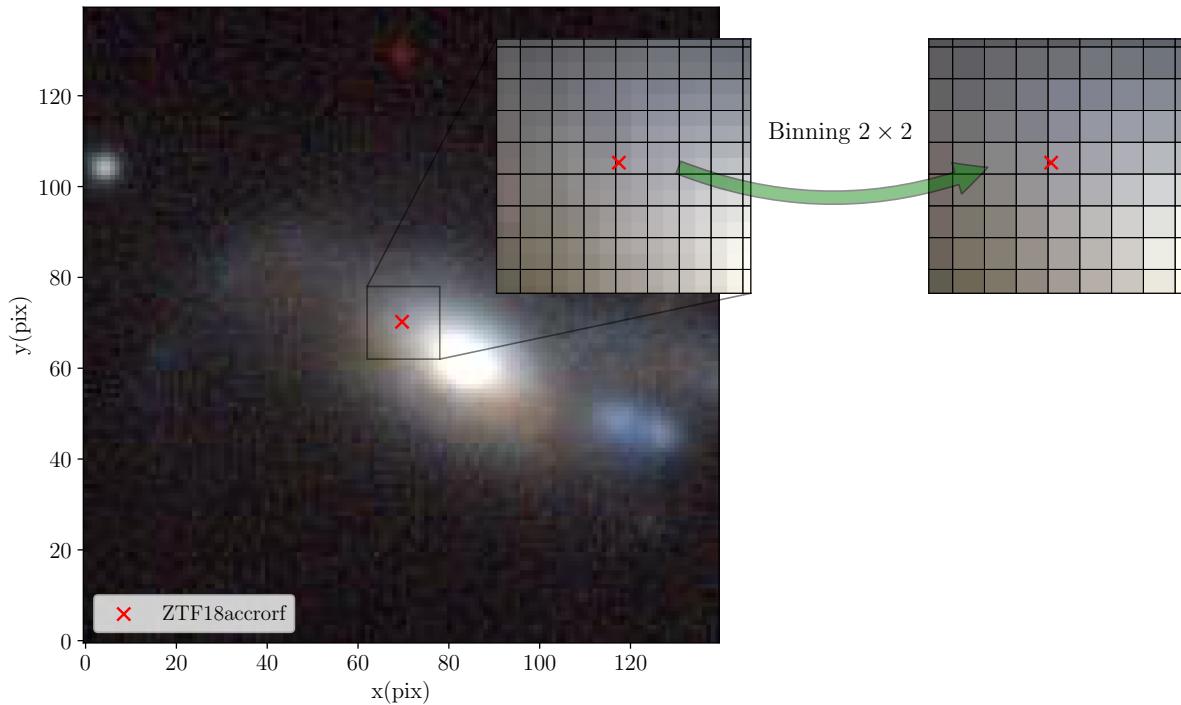


FIGURE 5.4 – Illustration du binning 2×2 sur l'image de la Figure 5.3

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

La description de la SEDm dans [BLAGORODNOVA et al. \(2018\)](#), nous indique que le diamètre projeté des micro-lentilles dans le MLA est de l'ordre de $0''.75$. Les pixels des images PS1 étant carrés, et les spaxels du MLA étant hexagonaux, il s'agit surtout d'estimer leur taille effective si nous avions un agencement de spaxels de même forme. Les spécificités de l'IFU dans [BLAGORODNOVA et al. \(2018\)](#) nous indiquent un agencement du MLA de 45×52 spaxels couvrant un champ de vue total de $28 \times 28''$. Ces informations nous indique que si le MLA était constitué de spaxels carrés, ceux-ci auraient un côté de l'ordre de $0''.57$. Nous verrons ultérieurement qu'en comparant 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 5.4. 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 5.1), 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 5.5.

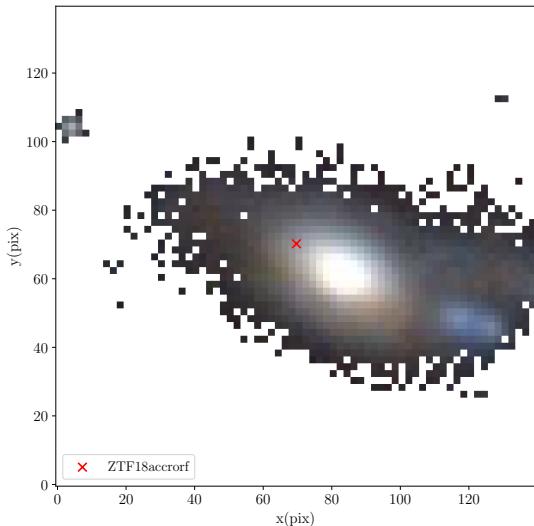


FIGURE 5.5 – Illustration de la coupure $\text{SNR} > 3$ dans toutes les bandes PS1 avec l'image de la Figure 5.3, après binning 2×2 .

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 5.2.

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 5.2 – 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.

5.2.3 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 5.2), 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.

5.2.3.1 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 :

$$SFR(t) \propto \frac{t}{\tau^2} \times \exp(-t/\tau) \text{ pour } 0 \leq t \leq t_0 \quad (5.4)$$

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 :

$$SFR(t) = SFR(t)_{delayed} + SFR(t)_{burst} \quad (5.5)$$

Où $SFR(t)_{delayed}$ est la composante de l’équation 5.4, 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 5.3.

5.2.3.2 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).

5.2.3.3 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 5.3.

5.2.3.4 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 $_{\alpha}$ ([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](#)).

5.2.3.5 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.

5.2.3.6 Noyau galactique actif

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

5.2.4 Utilisation

La configuration que nous proposons dans la Table 5.3 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 5.3 – 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 5.5.

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 5.5.

La Figure 5.6 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 5.7 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 :

$$p = \frac{y - \tilde{y}}{\sigma} \quad (5.6)$$

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 :

$$RMSE = \sqrt{\left(\frac{1}{N_\lambda} \sum_{\lambda} \left(\frac{y_{\lambda} - \tilde{y}_{\lambda}}{y_{\lambda}} \right)^2 \right)} \quad (5.7)$$

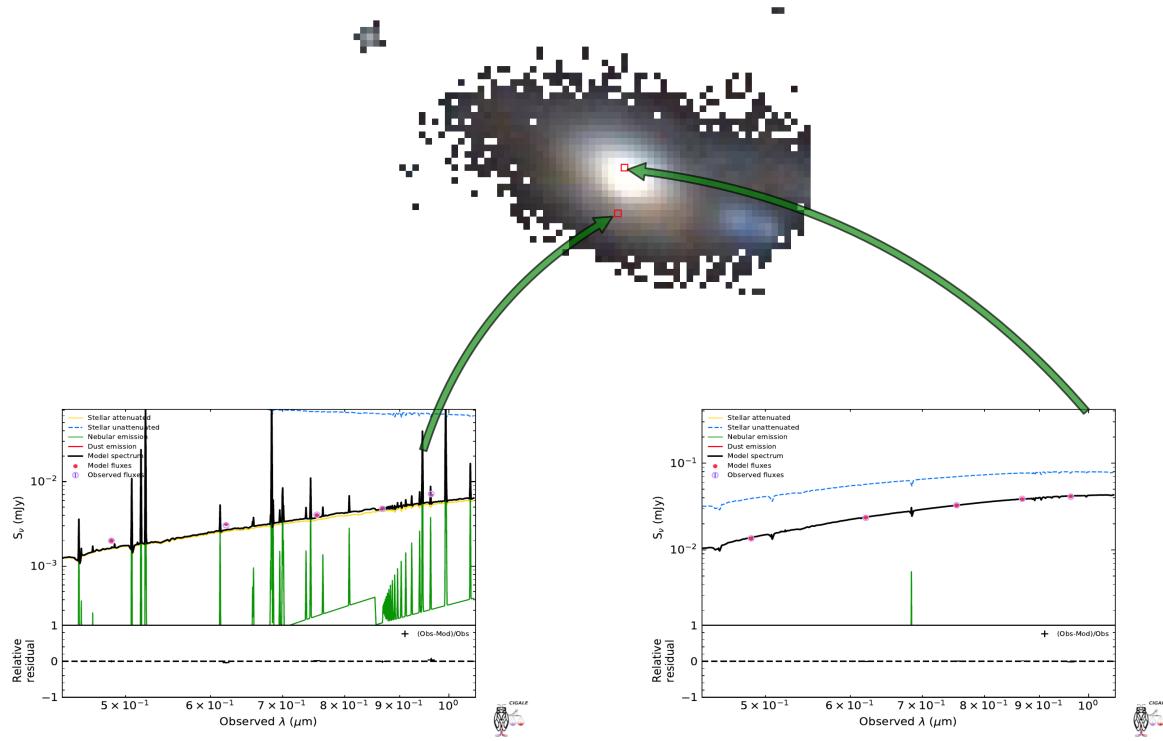


FIGURE 5.6 – Exemples de SED fittés pour deux pixels. *À gauche* un pixel à l’extérieur du bulbe de la galaxie, *à droite* un pixel à l’intérieur. Les différentes composantes de la SED totale sont indiquées dans les figures de sortie de CIGALE.

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

$$\text{RMS}_{\text{spatial}} = \sqrt{\left(\frac{1}{N_p} \sum_p (\text{RMS}_p^2) \right)} \quad (5.8)$$

En considérant les 90 premiers percentiles en RMS des pixels, nous obtenons avec les résultats montrés dans la Figure 5.7 que le $\text{RMS}_{\text{spatial}} = 2.9\%$.

5.3 Construction du cube intrinsèque

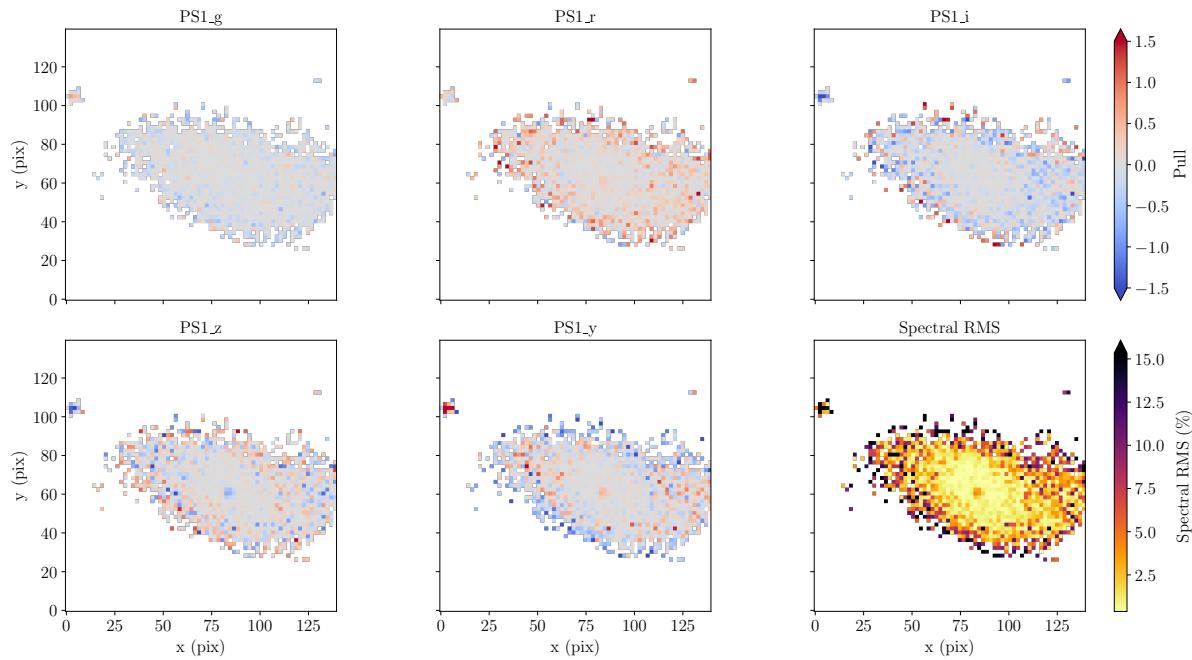


FIGURE 5.7 – Cartographie du pull pour chaque bande PS1 et du RMS spectral en sortie de CIGALE

5.3.1 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 5.8 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.

5.3.2 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>

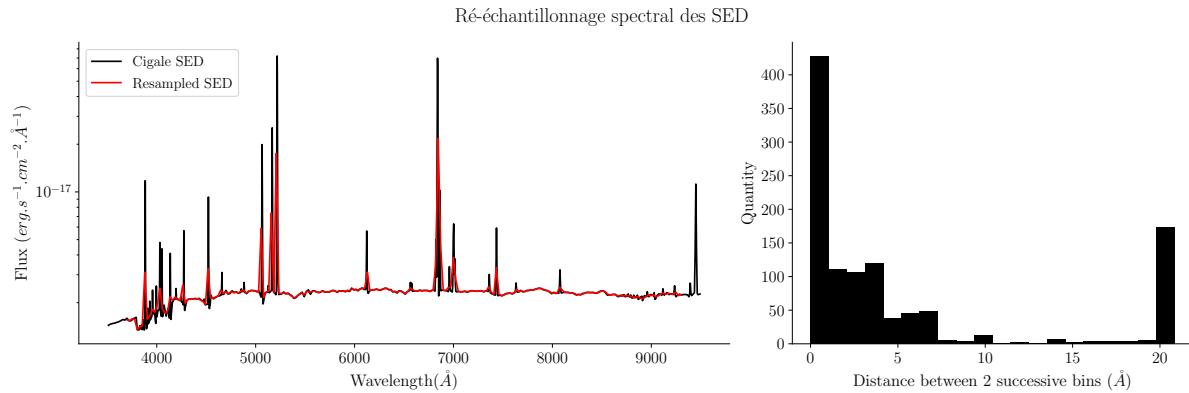


FIGURE 5.8 – Échantillonnage spectral d’une SED obtenue avec **CIGALE**. *À gauche* la SED de sortie de **CIGALE** entre 3500 et 9500Å (courbe noir) et le ré-échantillonnage dans l’espace spectral de la SEDm (courbe rouge). *À droite* nous montrons l’histogramme de la taille d’échantillonnage de cette SED à la sortie de **CIGALE**.

Nous rappelons que nous avons effectué une coupure $\text{SNR} > 3$ (section 5.2.2) 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 5.1.2).

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 5.9 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 5.3) 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 5.1 (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.

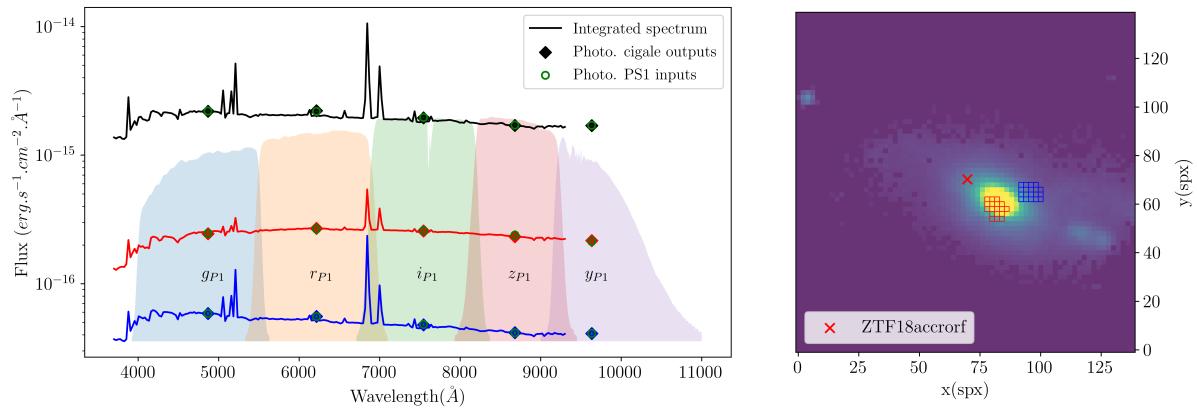


FIGURE 5.9 – Cube intrinsèque de la galaxie hôte de ZTF18accorrf. *À droite* l'image 2D du cube 3D avec toutes les tranches de longueur d'ondes empilées. La croix rouge indique la position de détection de ZTF18accorrf. Les spaxels sélectionnés en rouge et bleu servent à illustrer l'aspect 3D du cube 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

1.1	Bases de relativité générale	23
1.1.1	Concepts initiaux	23
1.1.2	Métrique et équations de conservation	23
1.1.3	Définition de la constante cosmologique	23
1.2	Introduction du modèle standard de la cosmologie	23
1.2.1	Univers plat, homogène et isotrope	23
1.2.2	Métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker	23
1.2.3	Le modèle Λ CDM	23
1.3	Mesures cosmologiques et distance	23
1.3.1	Âge de l'Univers	23
1.3.2	Distance de luminosité	23
1.3.3	De la télémétrie aux Supernovae : Calibration	23
1.4	Supernovae et Cosmologie	23
1.4.1	Chandelles Standards	23
1.4.2	Physique de l'explosion	23
1.4.3	Spectre et classification	23

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.

6.1 Réponse impulsionale spectrale : LSF

6.1.1 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 3.2.2.

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 3 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 6.1 détaille la position des raies pour chacune des lampes.

TABLE 6.1 – 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 6.1 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.

6.1.2 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

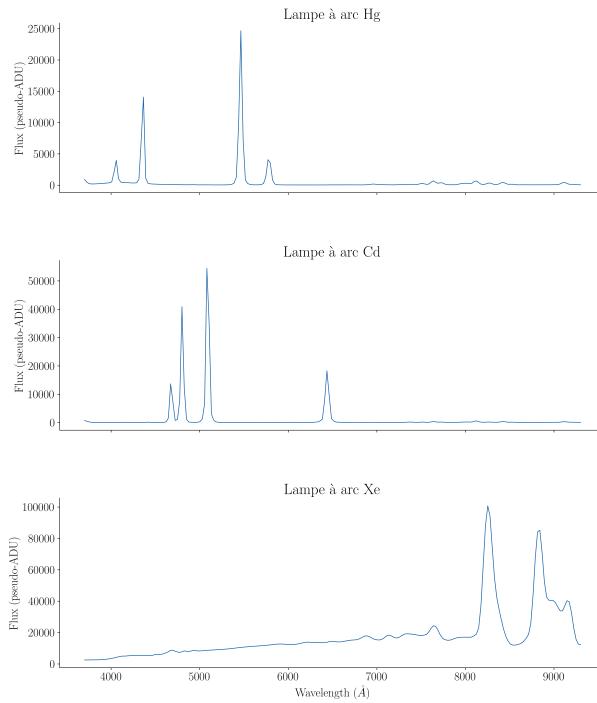


FIGURE 6.1 – Spectres des lampes à arc utilisées pour la SEDm pour la nuit du 3 Juillet 2020. De haut en bas, spectre de la lampe à mercure (Hg), à cadmium (Cd) et à Xenon (Xe). Ces spectres sont en unité de flux (pseudo-ADU) par longueur d’onde, et sont donc reconstruits à partir de la solution en longueur 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 6.2 et 6.3 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 :

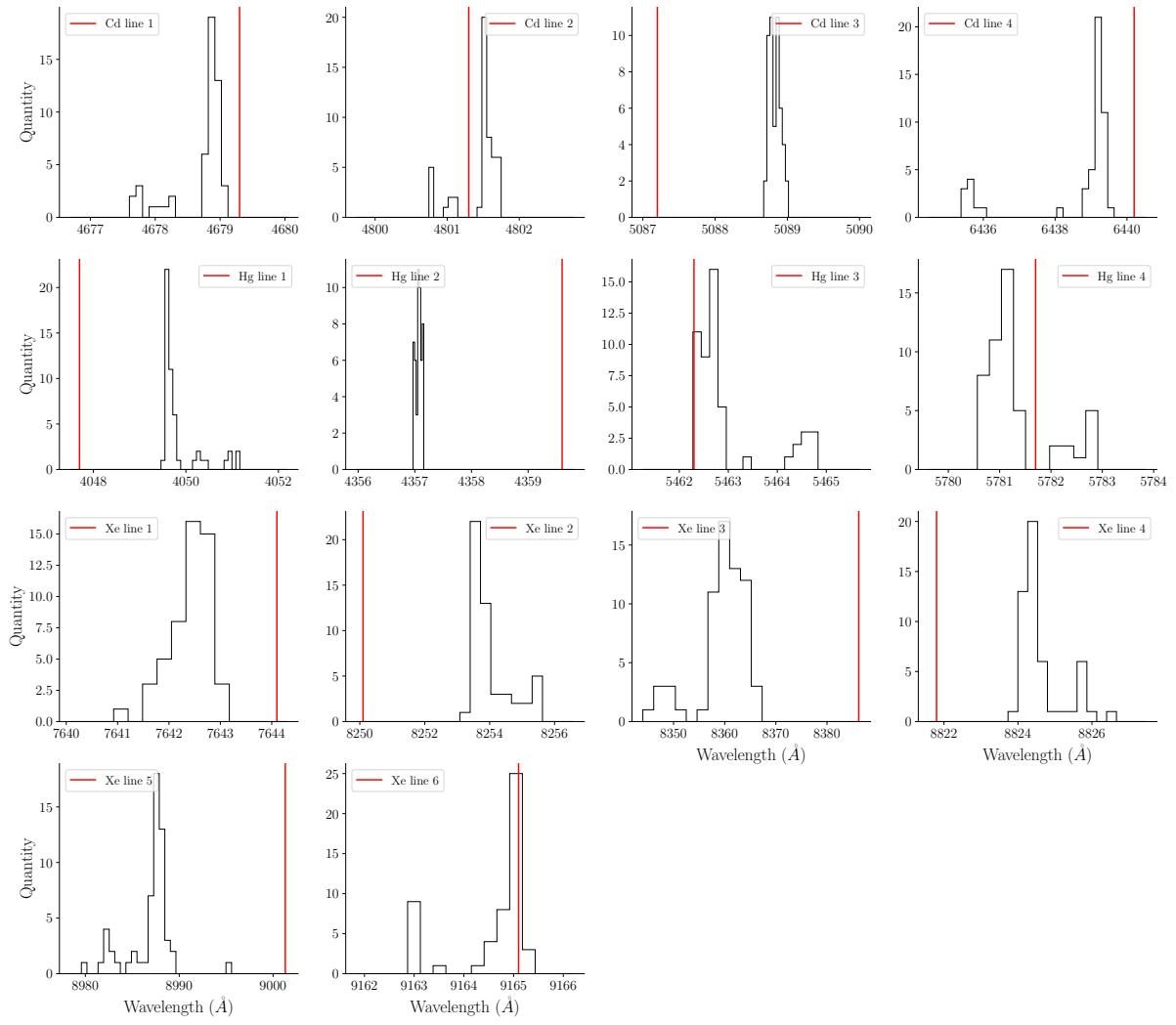


FIGURE 6.2 – Distribution de la localisation des raies des lampes à arc, en considérant la position médiane sur tous les spaxels du MLA pour la solution en longueur d'onde de 65 nuits entre 2018 et 2022. La localisation rouge verticale indique la position de la raie d'émission pour chaque lampe suivant les valeurs de la Table 6.1.

$$P_n(x) = \frac{1}{2^n} \sum_{k=0}^n \binom{n}{k}^2 (x-1)^{n-k} (x+1)^k \quad (6.1)$$

Notre modèle de LSF chromatique est donc exprimé tel que :

$$\sigma(\lambda) = \sum_i^{n=2} C_i P_i(\lambda) \quad (6.2)$$

avec P_i étant les polynomes de Legendre de degré i et les C_i les coefficients associés. Nous montrons dans la Figure 6.4 la modélisation de la LSF chromatique, avec les coefficients C_i ajustés :

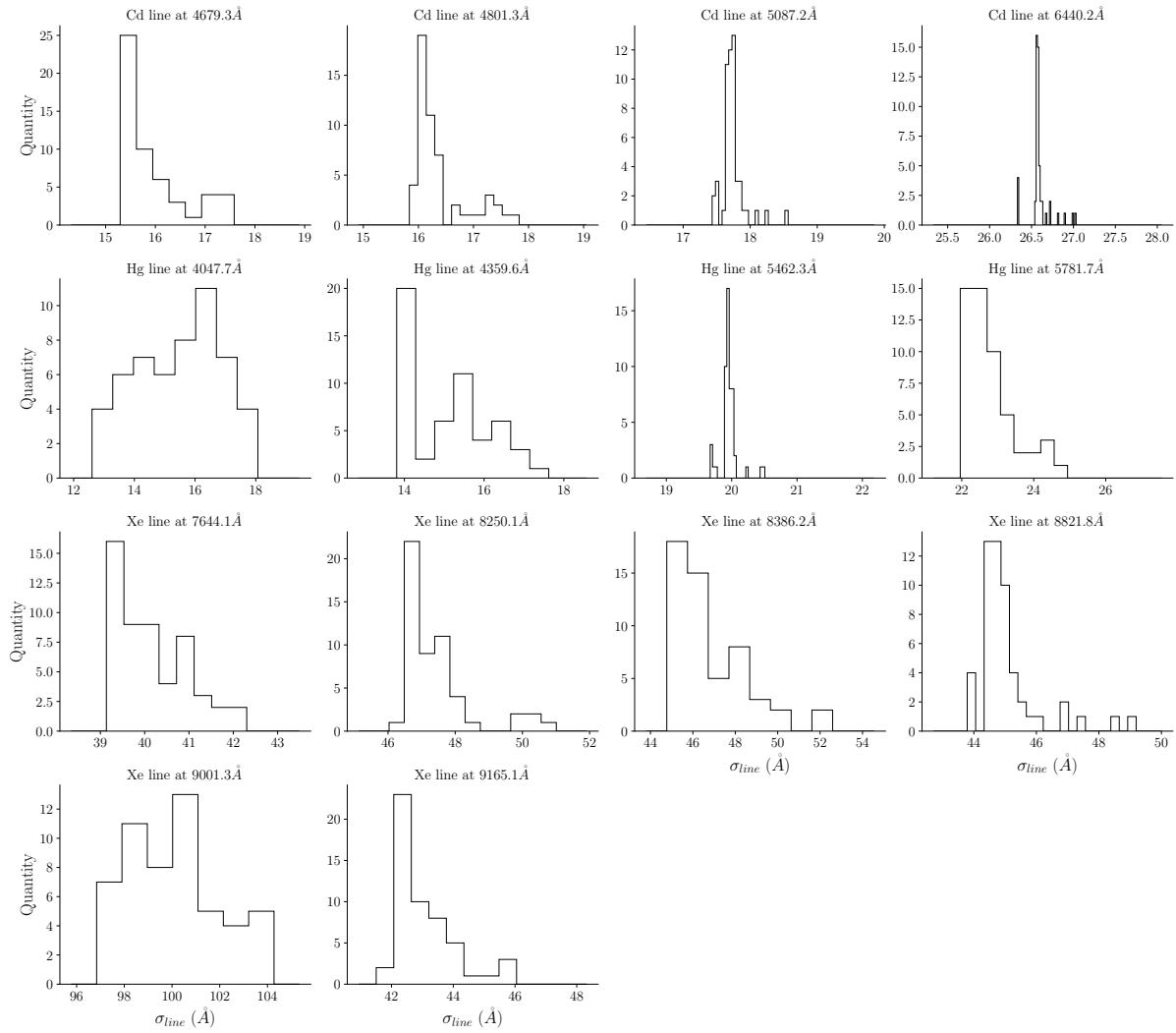


FIGURE 6.3 – Distribution de l'écart type σ_{line} des raies des lampes à arc, en considérant l'écart type médian sur tous les spaxels du MLA pour la solution en longueur d'onde de 65 nuits entre 2018 et 2022.

$$C_0 = 19.65 \pm 0.32$$

$$C_1 = 26.0 \pm 0.6$$

$$C_2 = 7.3 \pm 0.6$$

Pour des raisons de clareté visuelle, nous avons choisi de montrer sur la Figure 6.4 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 6.5. Comme introduit dans

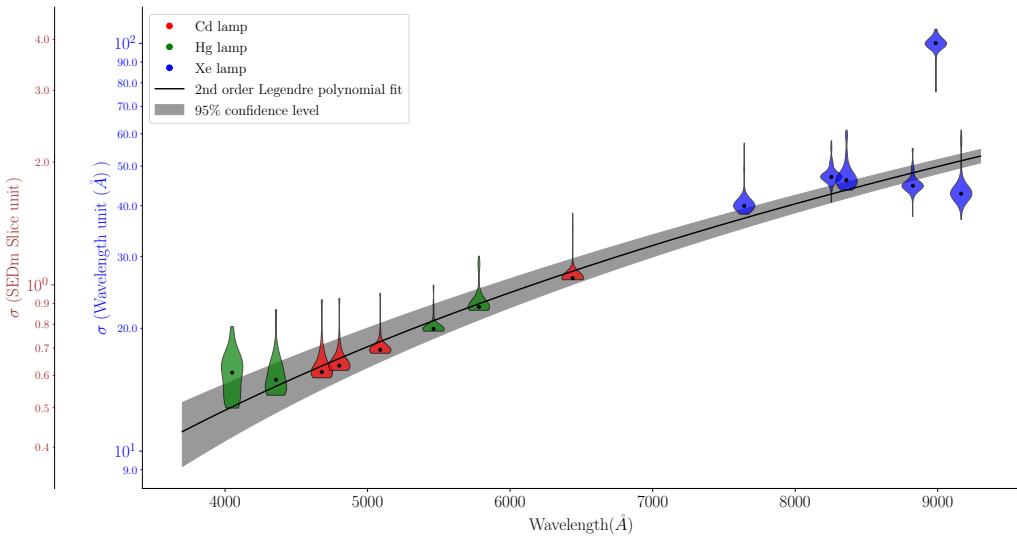


FIGURE 6.4 – Chromaticité de la LSF. Nous montrons ici l'évolution de l'écart type σ des différentes raies d'émission pour les lampes à arc Cd, Hg et Xe en fonction de la longueur d'onde. L'écart type σ est présenté en unité de longueur d'onde ($\lambda[\text{\AA}]$) et en unité d'épaisseur de tranche 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 6.6 montre par exemple l'application du modèle de LSF sur le spectre d'un spaxel du cube intrinsèque (le spectre rouge de la Figure 5.8 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.

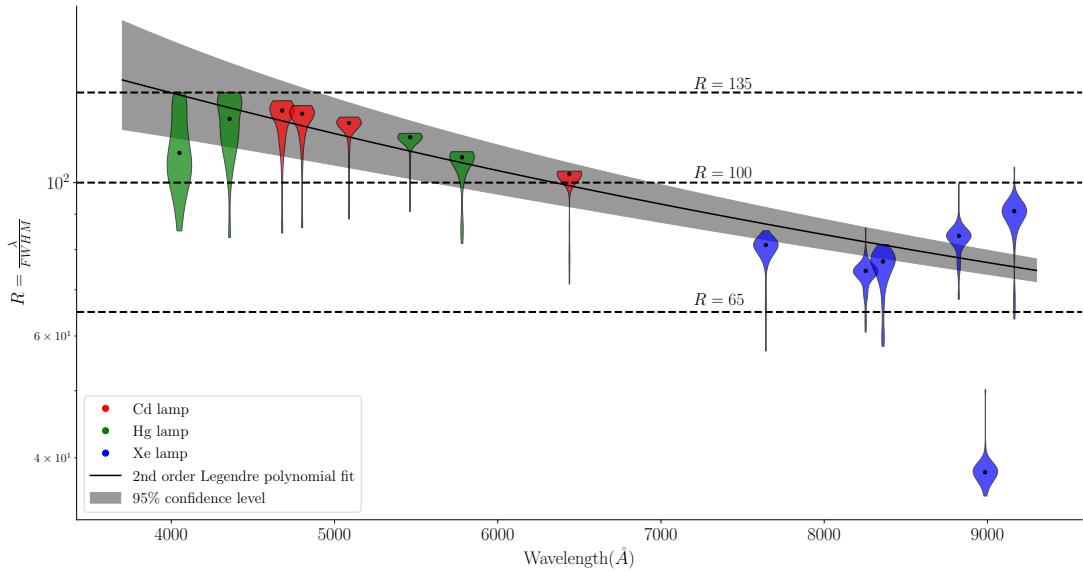


FIGURE 6.5 – Résolution de la SEDm, où $R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$, avec λ la longueur d’onde de la raie d’émission et $\Delta\lambda$ leur largeur à mi hauteur. Un violon correspond à la distribution en résolution à la position d’une raie d’émission (code couleur pour l’origine de la lampe) dans le même esprit que dans la Figure 6.4. 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.

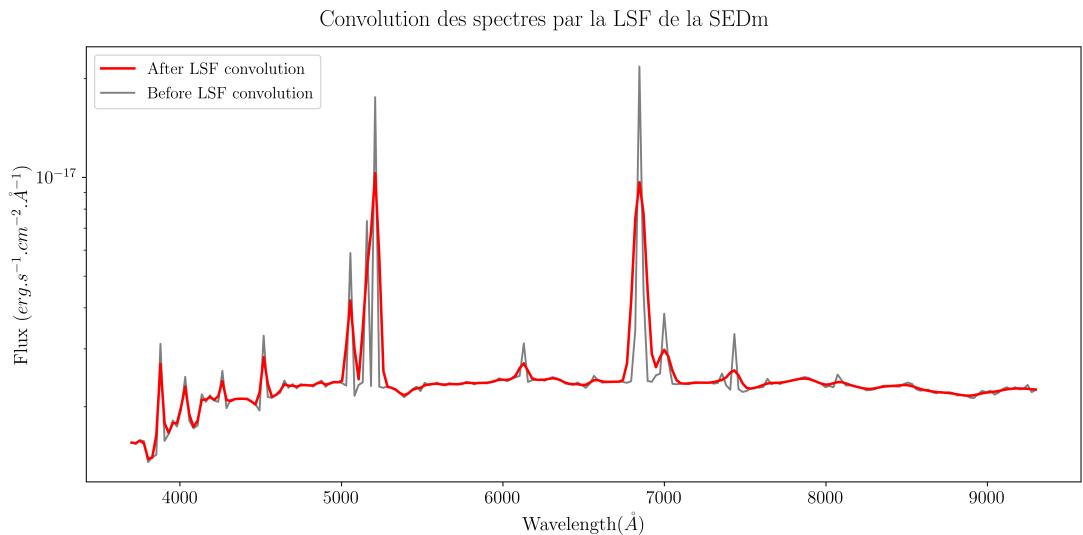


FIGURE 6.6 – Application de la LSF aux spectres du cube intrinsèque obtenu dans le Chapitre 5.3 (Figure 5.9). Nous montrons ici un exemple de la convolution sur le spectre après ré-échantillonnage de la Figure 5.8 (ici en *noir*). Le lissage progressif et croissant avec la longueur d’onde dû à la chromaticité de la LSF est clairement visible. Le résultat de la convolution par le kernel variable est représenté par le spectre *rouge*.

6.2 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 :

$$\langle I(\alpha, \lambda) \rangle = O(\alpha, \lambda) \otimes \langle S(\alpha, \lambda) \rangle \quad (6.3)$$

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.

6.2.1 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 :

$$PSF(r) = N \left[\eta \times \exp \left(-\frac{r}{2\sigma^2} \right) + \left(1 + \left(\frac{r}{\alpha} \right)^2 \right)^{-\beta} \right] \quad (6.4)$$

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 6.4 est ainsi un rayon elliptique, tel que :

$$r^2 = r_{ell}^2 = (x - x_0)^2 + \mathcal{A}(y - y_0)^2 + 2\mathcal{B}(x - x_0) \times (y - y_0) \quad (6.5)$$

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 :

$$q = 1 - \frac{\left(\sqrt{(1 - \mathcal{A})^2 + 4\mathcal{B}^2} - (1 + \mathcal{A}) \right)}{\left(-\sqrt{(1 - \mathcal{A})^2 + 4\mathcal{B}^2} - (1 + \mathcal{A}) \right)} \quad (6.6)$$

$$\phi = \begin{cases} \frac{1}{2} \cot^{-1} \left(\frac{1 - \mathcal{A}}{2\mathcal{B}} \right) & \text{si } \mathcal{A} > 1 \\ \frac{\pi}{2} + \frac{1}{2} \cot^{-1} \left(\frac{1 - \mathcal{A}}{2\mathcal{B}} \right) & \text{si } \mathcal{A} < 1 \end{cases} \quad (6.7)$$

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 :

$$Bkgd(x, y) = (b_{xx} \times x^2) + (b_{yy} \times y^2) + (b_{xy} \times xy) + (b_x \times x) + (b_y \times y) + b_0 \quad (6.8)$$

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 6.7 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.

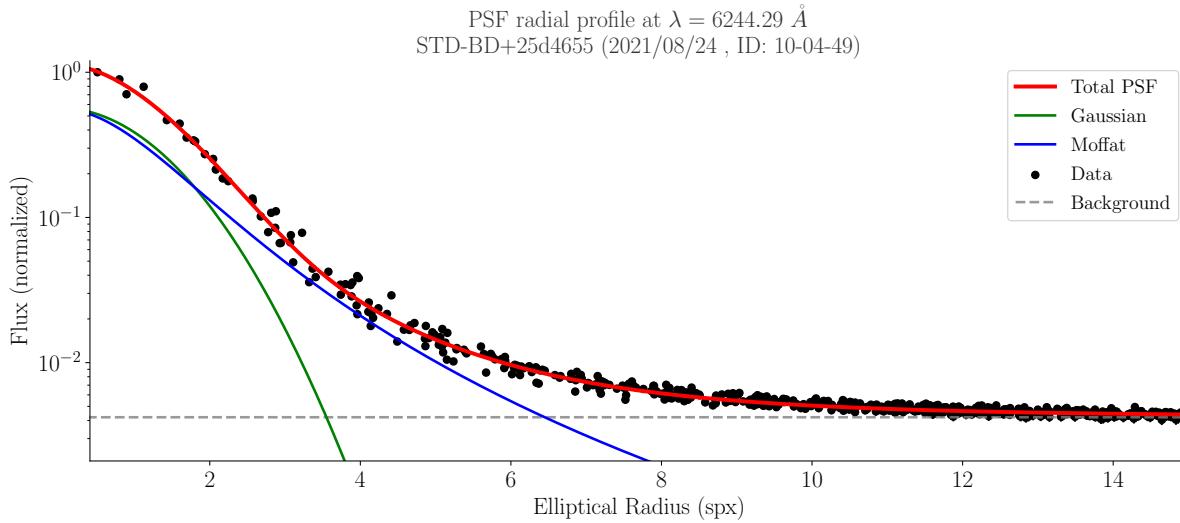


FIGURE 6.7 – Profil radial pour la méta-tranche à 6244Å de l'étoile standard 25d4655.

6.2.2 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 6.8 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.

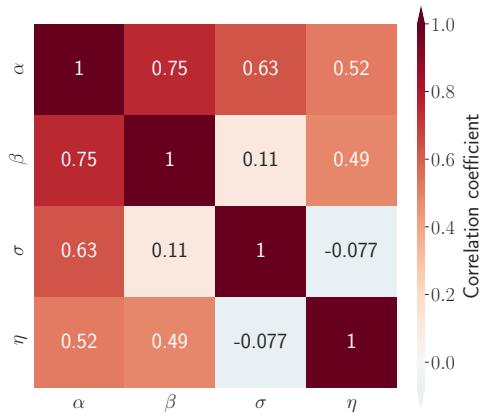


FIGURE 6.8 – Matrice de corrélation des paramètres de PSF toutes méta-tranches confondues, avec tous les paramètres libres.

6.2.2.1 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 6.9 les ajustements linéaires pour chaque méta-tranche. Cet ajustement est effectué par minimisation de χ^2 , en pondérant donc par les erreurs.

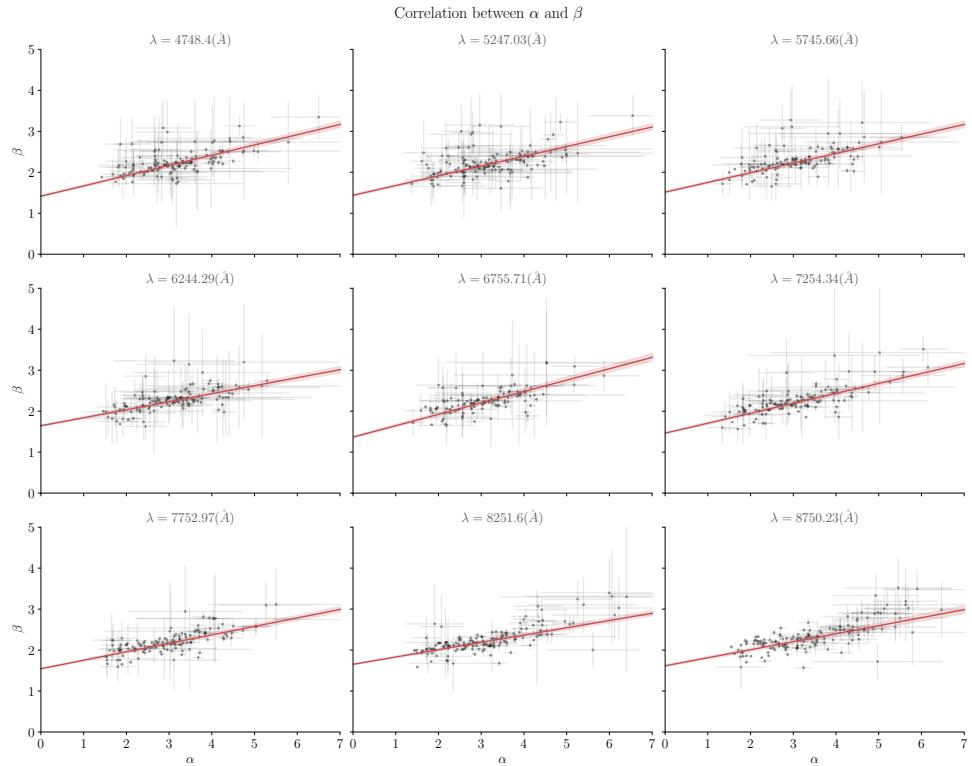


FIGURE 6.9 – Chromaticité des corrélations entre α et β .

La chromaticité de ces ajustements est représenté dans la Figure 6.10, 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

$$\beta(\alpha) = \beta_1 \times \alpha + \beta_0 \quad (6.9)$$

avec β_1 et β_0 fixés.

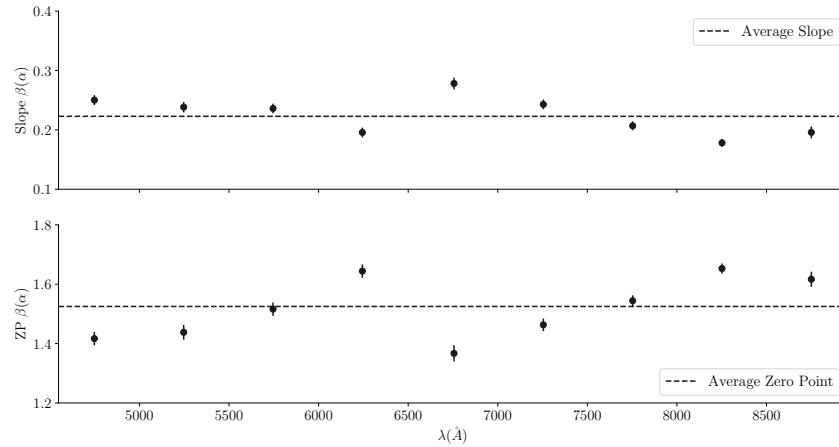


FIGURE 6.10 – Chromaticité de la pente et du point zéro entre α et β .

6.2.2.2 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 6.11 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.

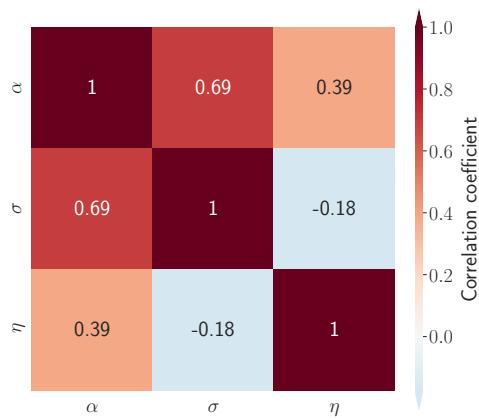
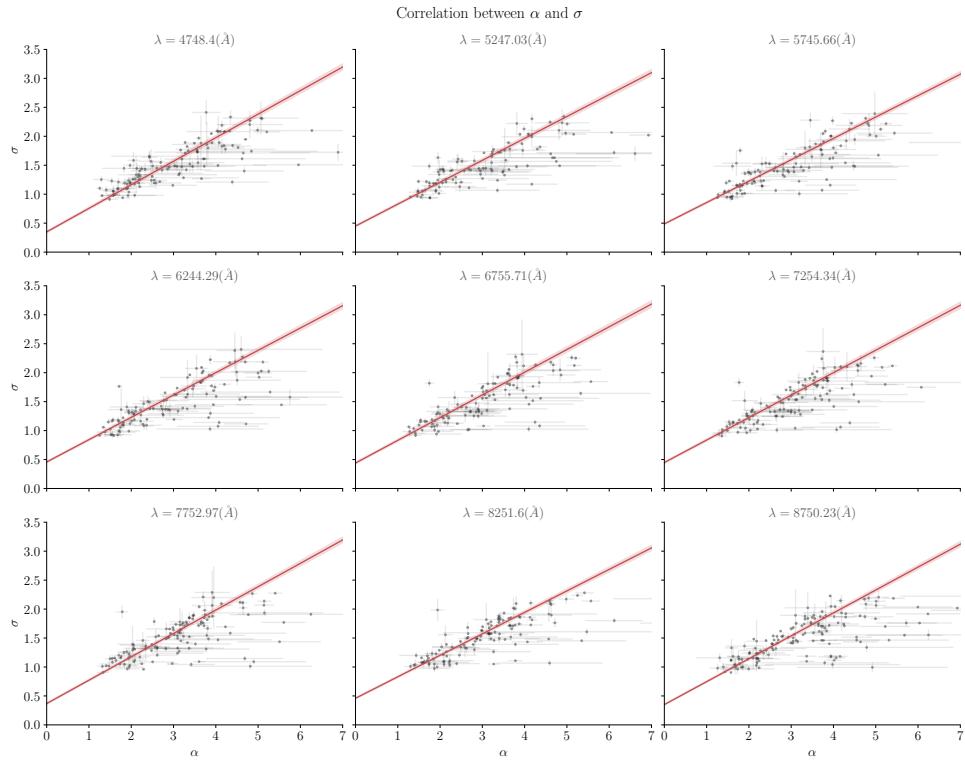


FIGURE 6.11 – Matrice de corrélation des paramètres de PSF toutes méta-tranches confondues, après fixation de $\beta(\alpha)$.

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

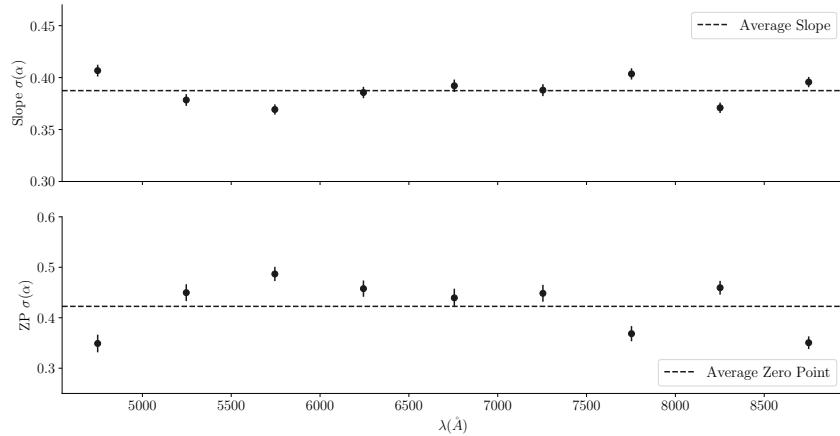
De la même manière que précédemment, nous présentons dans la Figure 6.12 les ajustements linéaires entre ces deux paramètres pour chaque méta-tranche. Il est à noter que cette corrélation est presque aussi significative que celle entre α et β , ce qui montre à quel point ces trois paramètres sont corrélés entre eux.

FIGURE 6.12 – Chromaticité des corrélations entre α et σ .

Tout comme précédemment, la chromaticité de ces ajustements est représenté dans la Figure 6.13, 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

$$\sigma(\alpha) = \sigma_1 \times \alpha + \sigma_0 \quad (6.10)$$

avec σ_1 et σ_0 fixés.

FIGURE 6.13 – Chromaticité de la pente et du point zéro entre α et σ .

6.2.2.3 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 6.14.

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.

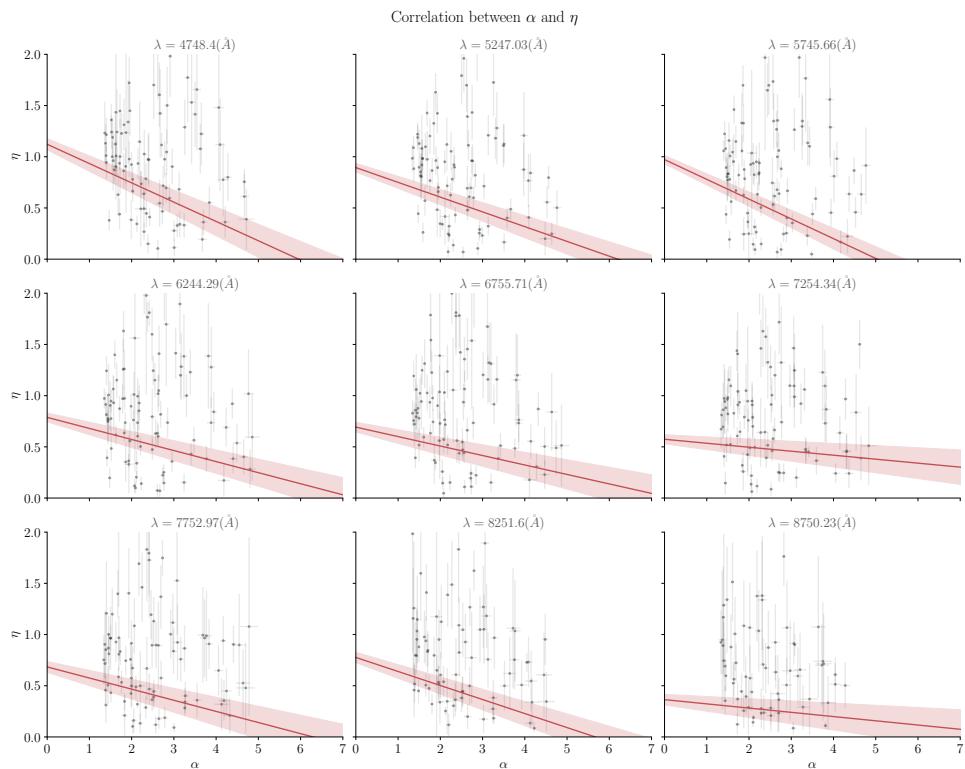


FIGURE 6.14 – Chromaticité des corrélations entre α et η .

6.2.2.4 Profil radial constraint

La Table 6.2 présente les valeurs obtenues pour la pointe et l'ordonnée à l'origine des ajustements linéaires pour $\beta(\alpha)$ et $\sigma(\alpha)$.

TABLE 6.2 – 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 6.4 s'écrit à présent :

$$PSF(r; \alpha, \eta) = N \left[\eta \times \exp \left(-\frac{r}{2(\sigma_0 + \sigma_1 \times \alpha)^2} \right) + \left(1 + \left(\frac{r}{\alpha} \right)^2 \right)^{-(\beta_0 + \beta_1 \times \alpha)} \right] \quad (6.11)$$

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.

6.3 Extraction de la source ponctuelle

6.3.1 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.

6.3.2 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 :

$$p_{sv}(t) = 611.657 \times e^Y \quad (6.12)$$

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

$$p_v(RH, t) = \frac{RH}{100} \times p_{sv}(t) \quad (6.13)$$

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 :

$$n(\lambda, RH, t, p) = n(\lambda, t, p) - 10^{-10} \times \left(\frac{292.75}{t + 273.15} \right) \times (3.7345 - 0.0401 \times S) \times p_v(RH, p, t) \quad (6.14)$$

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).

6.3.3 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 6.8) sont des paramètres de nuisance.

La Figure 6.15 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 6.16. 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 6.17 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 :

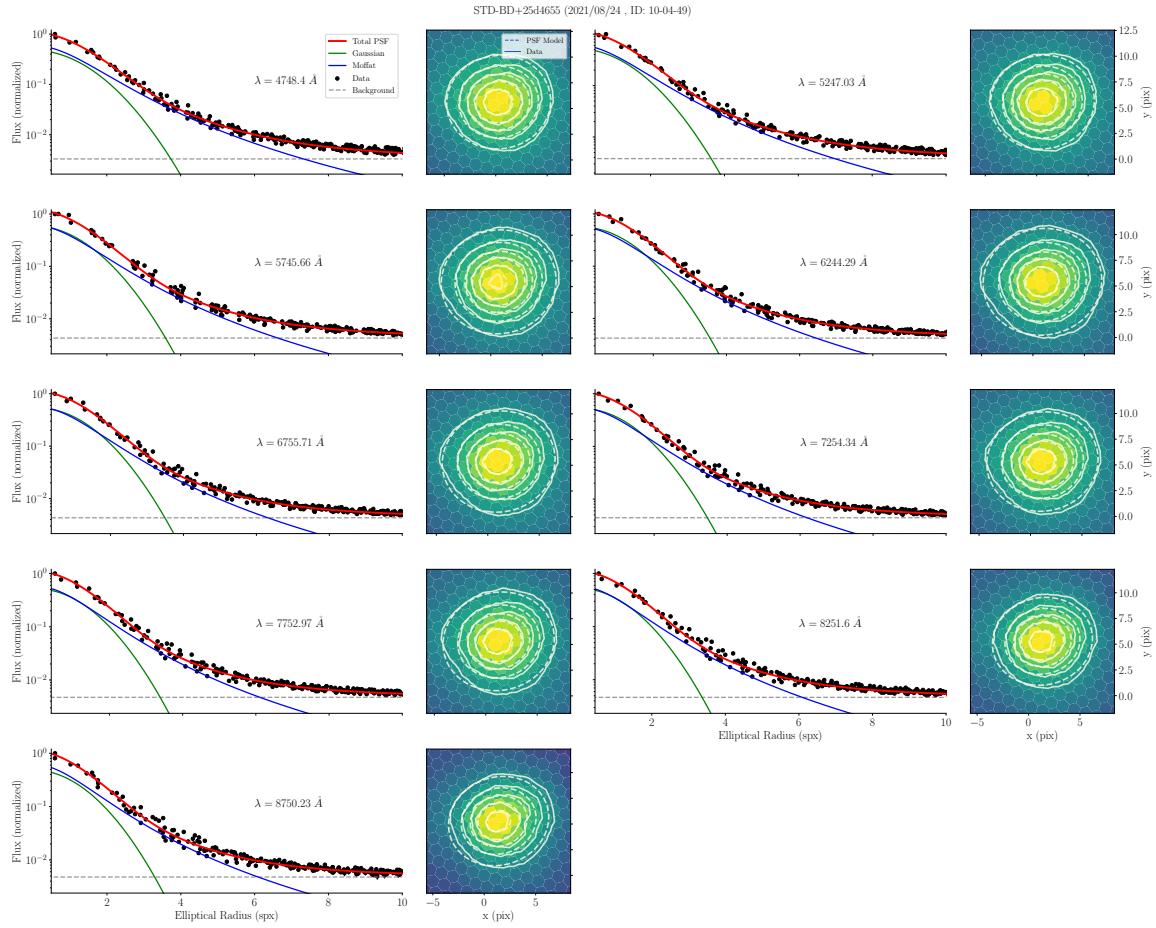


FIGURE 6.15 – Profil radial (à gauche) et contours d'intensité (à droite) des 9 metaslices de la STD 25d4655. Les traits pleins du contour représentent les données et les pointillés l'ajustement du modèle.

$$\alpha(\lambda) = \alpha_{ref} \left(\frac{\lambda}{\lambda_{ref}} \right)^\rho \quad (6.15)$$

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

La Figure 6.18 montre finalement le spectre extrait de l'étoile standard 25d4655 en pseudo-ADU, qui est utilisé pour la calibration en flux.

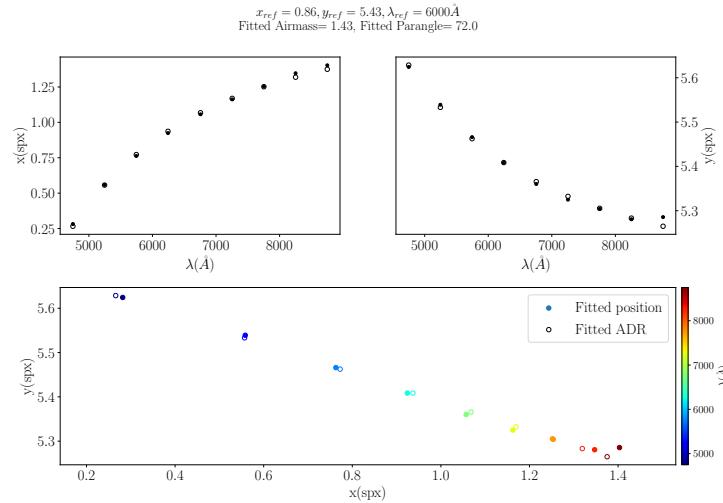


FIGURE 6.16 – Modélisation de la réfraction atmosphérique différentielle pour l'étoile standard 25d4655. Nous montrons ici l'ajustement du centroïde (x,y) de la PSF par le modèle d'ADR. Les deux graphes du haut représentent l'ajustement des deux coordonnées en fonction de la longueur d'onde. Le graphe du bas illustre l'effet de la réfraction atmosphérique.

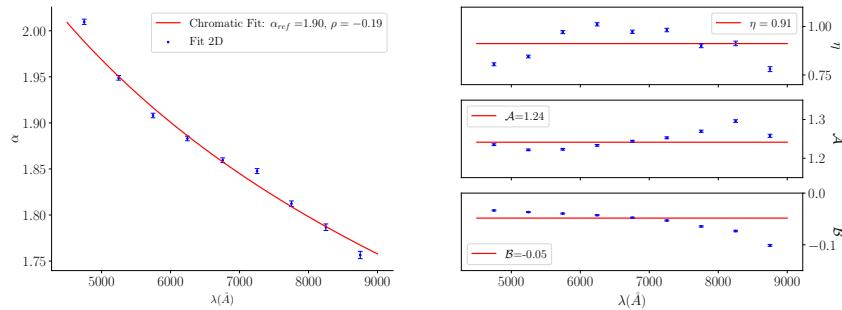


FIGURE 6.17 – Ajustement de la chromaticité des paramètres de forme de la PSF pour l'étoile standard 25d4655. *À gauche* l'ajustement du paramètre α avec une loi de puissance. *À droite* de haut en bas, l'ajustement par une constante de η (poids entre la gaussienne et la Moffat) et des paramètres d'ellipticité (A) et d'orientation (B).

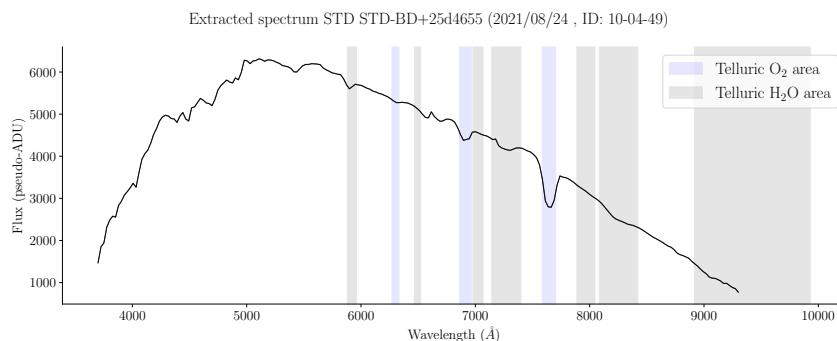


FIGURE 6.18 – Spectre extrait de l'étoile standard 25d4655 en pseudo-ADU avec HYPERGAL. Les bandes correspondent aux zones d'absorption tellurique d' O_2 et d' H_2O (BUTON et al., 2013).

6.4 Calibration en flux

6.4.1 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 [3.3.3](#).

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 [6.18](#) 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 :

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

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 Observatory ² ([HINKLE et al., 2003](#)), scindés en deux catégories de longueur d'onde : l' O_2 et l' H_2O . La Figure [6.19](#) montre les raies d'absorption telluriques utilisées.

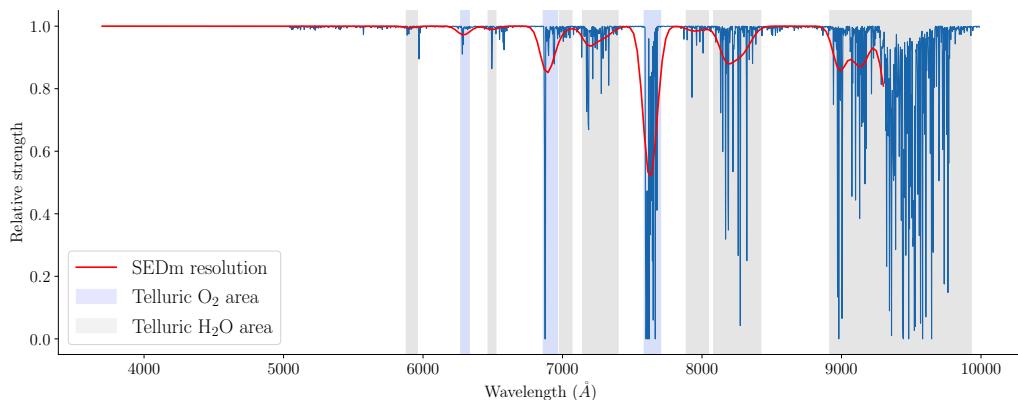


FIGURE 6.19 – Raies d'absorption telluriques du Kitt Peak National Observatory ([HINKLE et al., 2003](#)), avec les composantes d' O_2 et d' H_2O . La projection dans l'espace spectral de la SEDm est montrée en rouge.

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 $(S_{ADU}/S_{ref}) - \mathcal{C}_{inst}(1 - \mathcal{E}_{tell})$, 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 6.20 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 3.2.4, 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 $\sim 7600\text{\AA}$.

6.4.2 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 6.21. 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

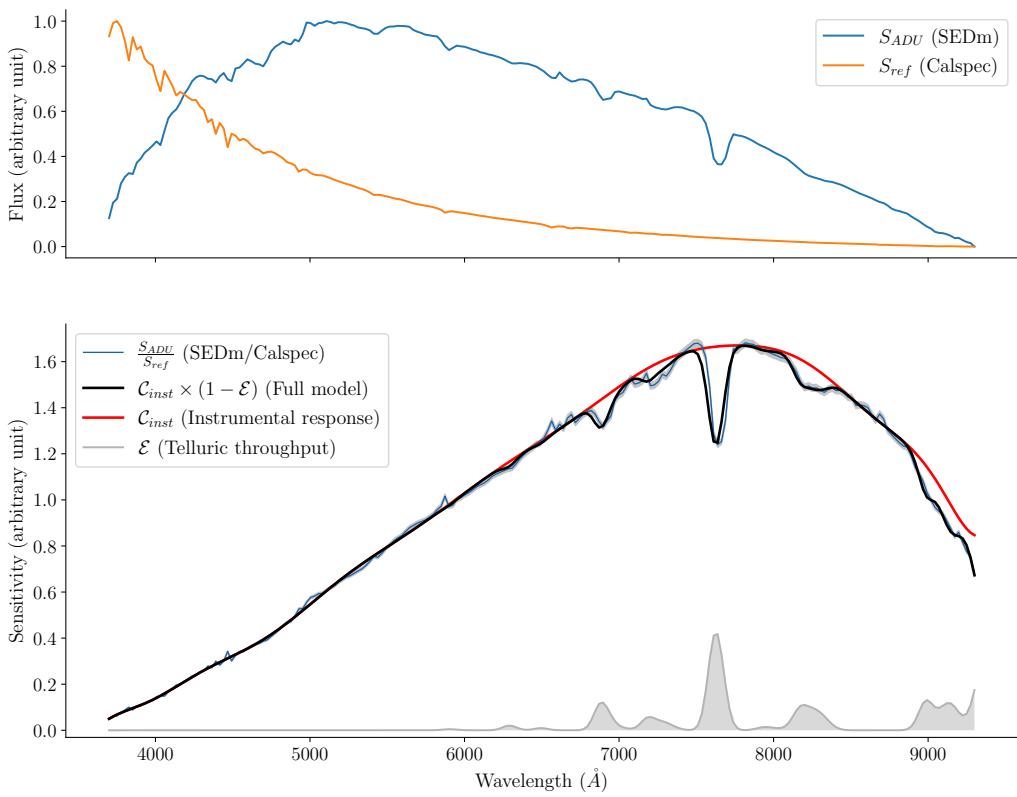


FIGURE 6.20 – Procédure d’ajustement de la calibration en flux pour l’étoile standard 25d4655. *En haut* est illustré le spectre extrait de l’étoile standard en bleu, et le spectre de référence en orange. *En bas* nous montrons le résultat de l’ajustement du modèle composé de la réponse instrumentale (en rouge) et de l’absorption tellurique (en gris). Les données sur lesquelles l’ajustement est effectuée, le ratio $\frac{S_{ADU}}{S_{ref}}$, 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 6.22 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

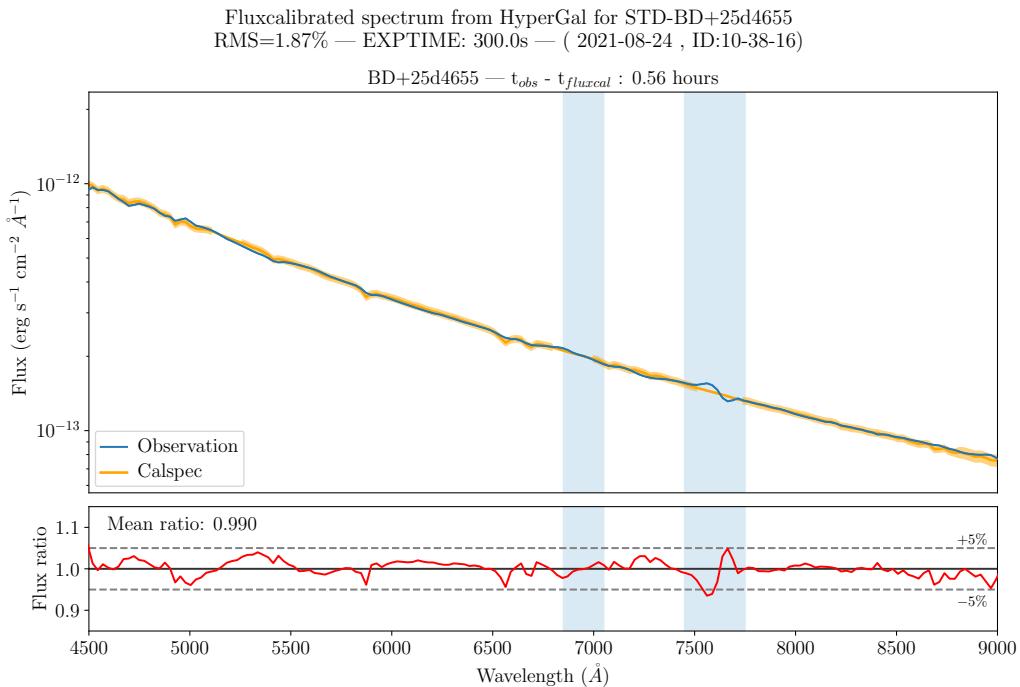


FIGURE 6.21 – Précision de la calibration en flux pour l'étoile standard 25d4655 (ID :10-38-16) à partir de l'observation de la même étoile standard observée $\sim 33\text{min}$ plus tôt. En haut sont présentés le spectre extrait calibré (bleu) et celui de référence (orange) en unités physiques. Les 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 6.23 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 6.3. 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%.

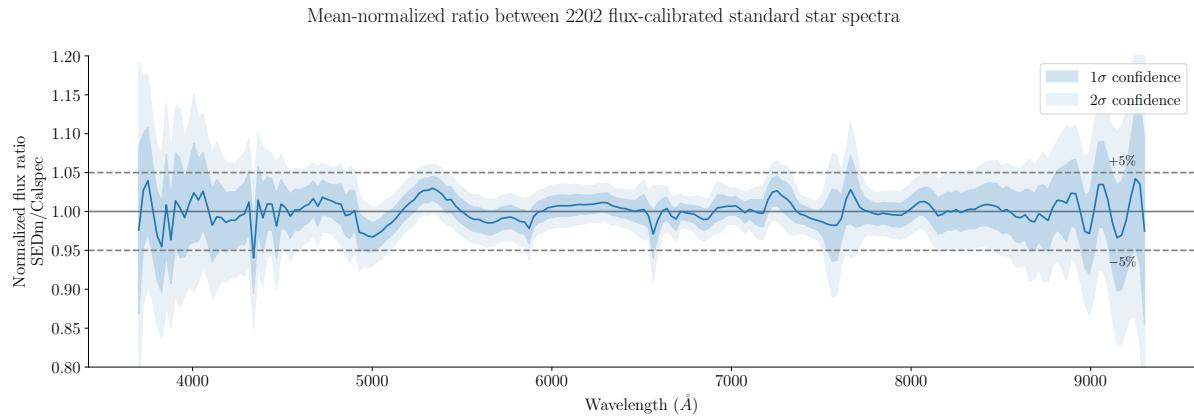


FIGURE 6.22 – Moyenne du ratio entre le flux de 2202 étoiles standards calibrées avec HYPERGAlet leur spectre de référence Calspec. Les enveloppes bleues représentent les déviations standard à 1σ et 2σ . Les traits horizontaux représentent les limites $\pm 5\%$ et l’unité.

TABLE 6.3 – Description des distributions du RMS spectral de la Figure 6.23 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

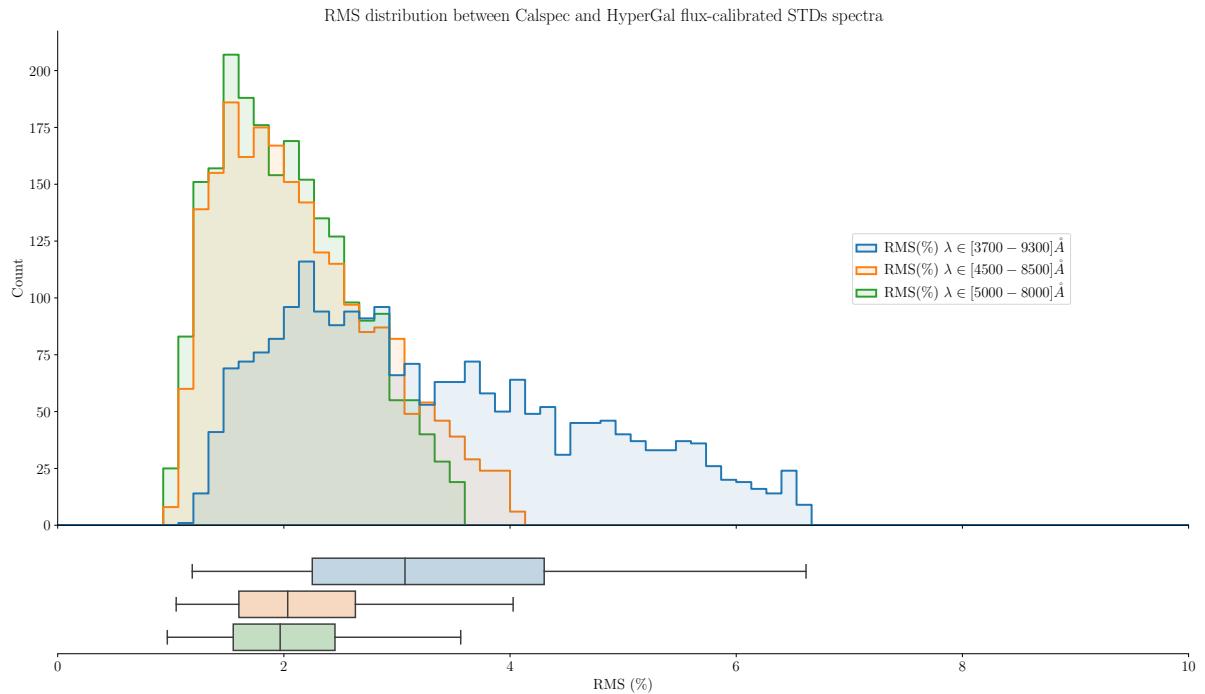


FIGURE 6.23 – Distributions du RMS spectral des calibrations en flux de 2202 étoiles standards pour différents intervalles spectraux. *En haut* sont représentés les histogrammes des distributions et *en bas* le box plot correspondant. La distribution *bleu* correspond au domaine spectral entier de la 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^{me} quartile (75% des valeurs) et le maximum.

Modélisation de scène et extraction de sources

Sommaire

1.1	Bases de relativité générale	23
1.1.1	Concepts initiaux	23
1.1.2	Métrique et équations de conservation	23
1.1.3	Définition de la constante cosmologique	23
1.2	Introduction du modèle standard de la cosmologie	23
1.2.1	Univers plat, homogène et isotrope	23
1.2.2	Métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker	23
1.2.3	Le modèle Λ CDM	23
1.3	Mesures cosmologiques et distance	23
1.3.1	Âge de l'Univers	23
1.3.2	Distance de luminosité	23
1.3.3	De la télémétrie aux Supernovae : Calibration	23
1.4	Supernovae et Cosmologie	23
1.4.1	Chandelles Standards	23
1.4.2	Physique de l'explosion	23
1.4.3	Spectre et classification	23

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 impulsionale 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**.

7.1 Modélisation de scène

7.1.1 Présentation de la méthode

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

7.1.2 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 7.1 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>

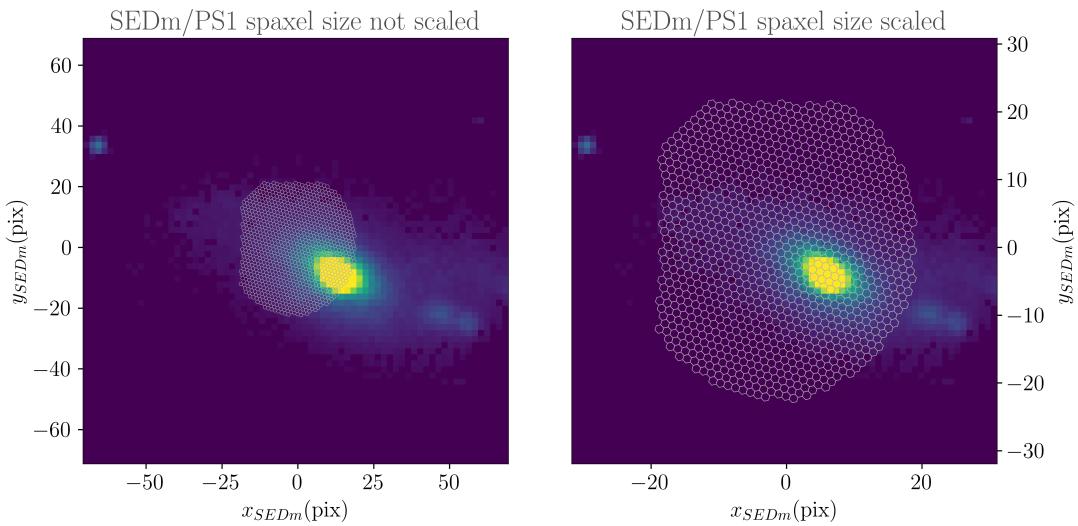


FIGURE 7.1 – Concordance des champs de vue PS1 et SEDm sur la supernova ZTF18accorrf en appliquant le rapport d'échelle entre la taille des pixels de chaque instrument. La grille hexagonale correspond au MLA de la SEDm, superposé sur une métatranche du cube intrinsèque empilé. La superposition illustrée 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 7.2 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 ZTF18accorrf dans le MLA estimée par la caméra de guidage.

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

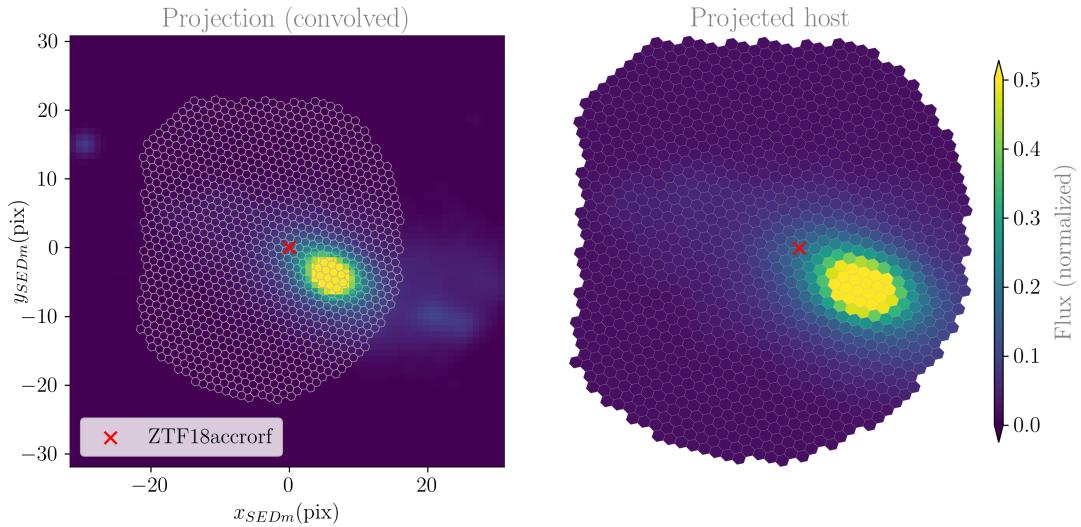


FIGURE 7.2 – Projection de la galaxie hôte dans le MLA pour une méta-tranche du cube intrinsèque. Pour l’illustration de cet exemple, nous avons convolué la tranche par une gaussienne 2D sans ellipticité d’écart type 1 pixel. La croix rouge indique la position de la supernova ZTF18accorf estimée par 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.

7.1.3 Composantes de la scène

7.1.3.1 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 6 avec l’extraction des étoiles standards, nous choisissons de modéliser le fond par un polynôme de second degré tel que :

$$\text{Bkgd}(x, y) = \begin{pmatrix} b_{xx} & & & 0 \\ & b_{yy} & & \\ & & b_{xy} & b_x \\ 0 & & & b_y \\ & & & b_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x^2 \\ y^2 \\ xy \\ x \\ y \\ 1 \end{pmatrix} \quad (7.1)$$

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.

7.1.3.2 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 6 :

$$PSF(r; \alpha, \eta) = N \left[\eta \times \exp \left(-\frac{r}{2(\sigma_0 + \sigma_1 \times \alpha)^2} \right) + \left(1 + \left(\frac{r}{\alpha} \right)^2 \right)^{-(\beta_0 + \beta_1 \times \alpha)} \right] \quad (7.2)$$

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.

7.1.4 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 6.22 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 7.3 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 7.1 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 :

$$\chi^2 = \sum_{pixel} \left(\frac{(y_p - \tilde{y}_p)^2}{\sigma_p^2} \right) \quad (7.3)$$

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/>

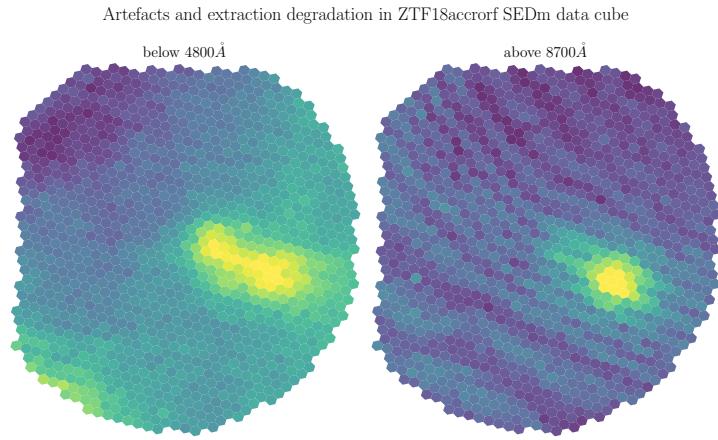


FIGURE 7.3 – Exemple d’artefacts dans les cubes de données SEDm pour ZTF18accorff. Nous montrons à gauche toutes les tranches en dessous de 4800\AA du cube de données empilées, et à droite, toutes celles au dessus de 8700\AA . Nous pouvons clairement voir dans le bleu la dégradation importante du signal, 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 7.4 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 7.3. 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 7.5 quant à elle présente la matrice de corrélation entre les paramètres libres de la scène pour la méta-tranche à $\lambda = 6461\text{\AA}$.

7.1.5 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

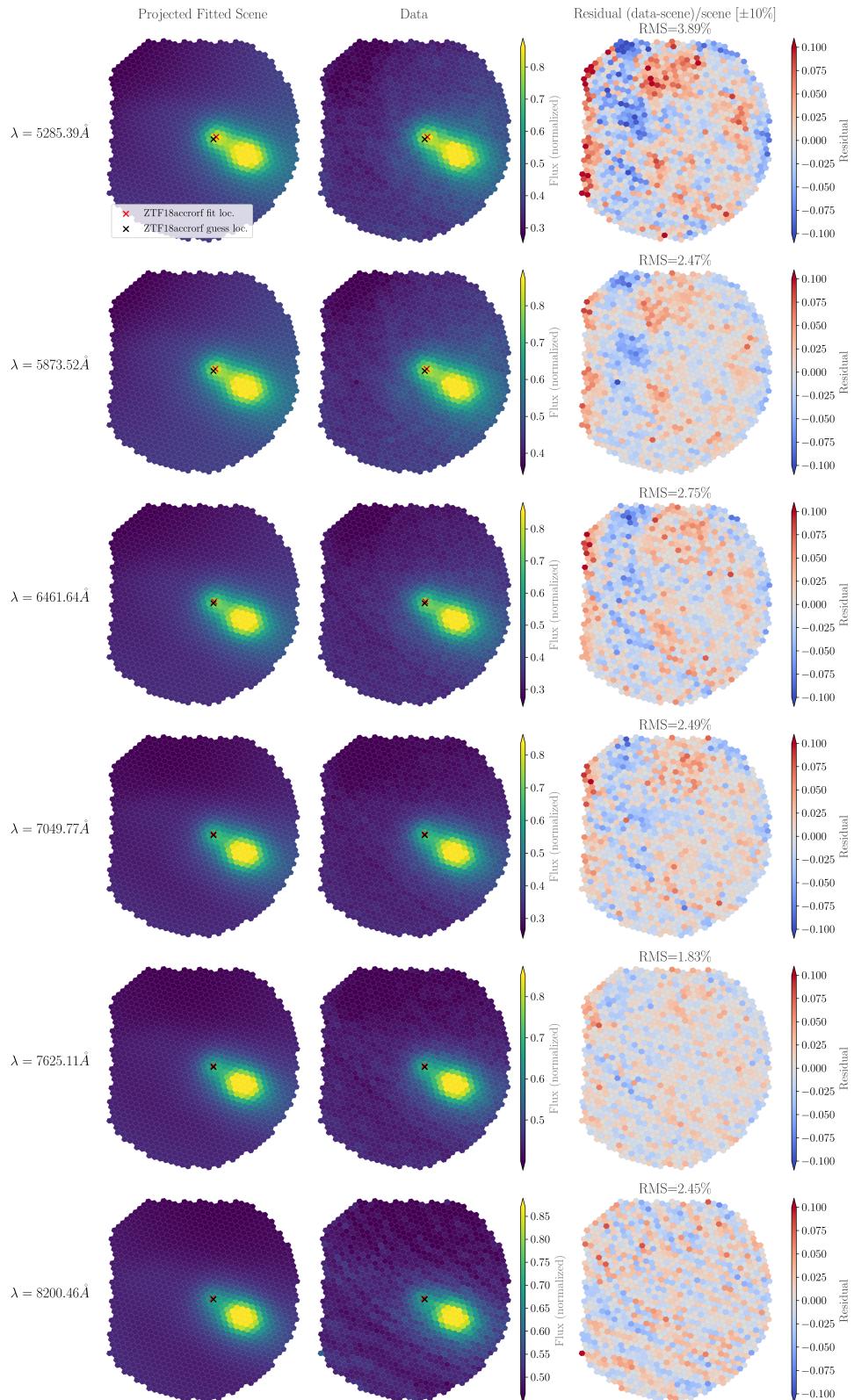


FIGURE 7.4 – Ajustement des méta-tranches pour la modélisation de scène de ZTF18accorf. *De haut en bas* sont représentées les méta-tranches modélisées du bleu vers le rouge. Pour chaque ligne *de gauche à droite* : La méta-tranche modélisée par HYPERGAL, la méta-tranche du cube de données SEDm, et le 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 7.1 – Paramètres de modélisation de scène incluant toutes les composantes pour une métatranche 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 métatranches.

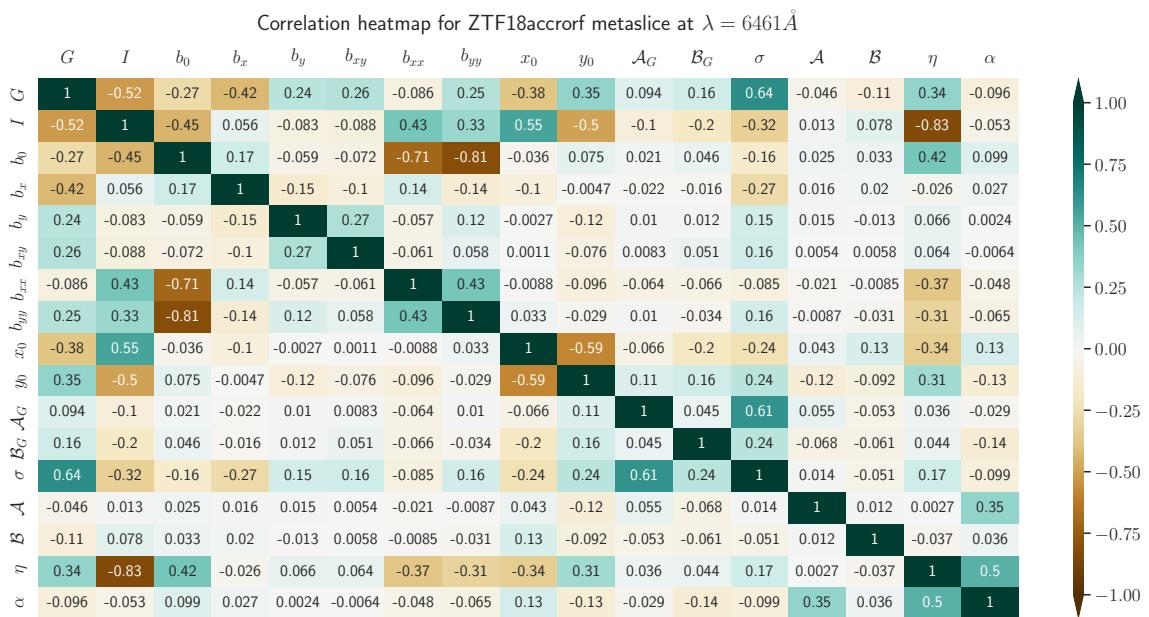


FIGURE 7.5 – Matrice de corrélation des paramètres d'ajustement de scène de ZTF18accorf pour la métatranche à $\lambda = 6461\text{\AA}$.

(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 7.6 la modélisation chromatique de ces 4 paramètres.

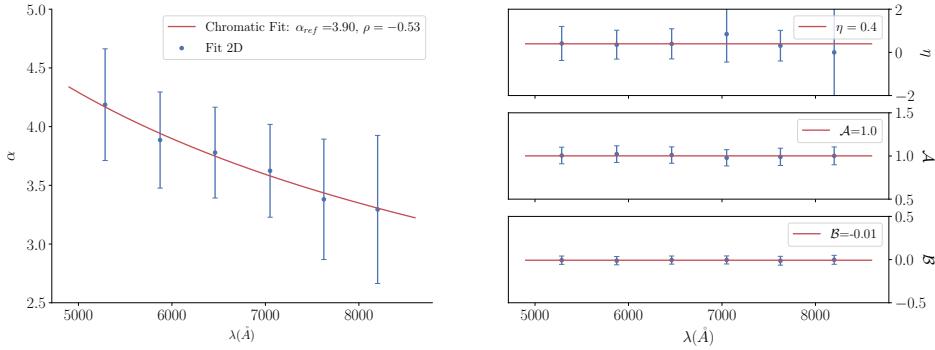


FIGURE 7.6 – Ajustement de la chromaticité des paramètres de forme de la PSF pour la supernova ZTF18accorrf, à partir des 6 méta-tranches. À gauche l’ajustement du paramètre α avec une loi de puissance. À droite de haut en bas, l’ajustement par une constante de η (poids entre la gaussienne et la Moffat) 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 :

$$\sigma(\lambda) = \sigma_{ref} \left(\frac{\lambda}{\lambda_{ref}} \right)^{\rho_g} \quad (7.4)$$

De la même façon que pour la source ponctuelle, nous montrons dans la Figure 7.7 la modélisation chromatique des paramètres décrivant la PSF relative par laquelle nous avons convolué les méta-tranches du cube intrinsèque.

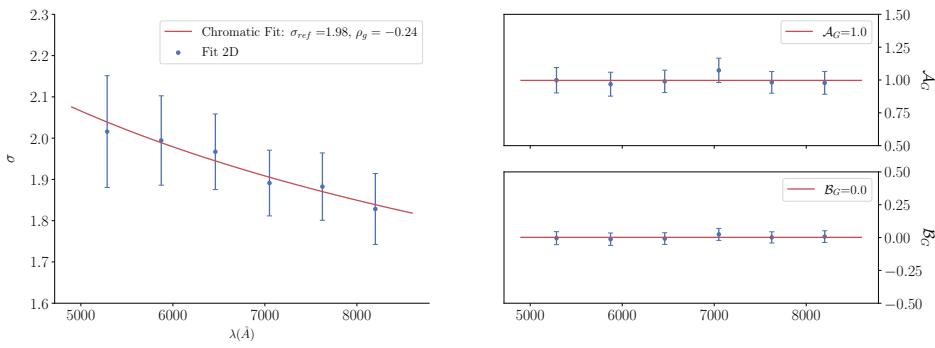


FIGURE 7.7 – Ajustement de la chromaticité des paramètres de forme de la PSF relative SEDm/PS1 pour la galaxie hôte de la supernova ZTF18accorrf, à partir des 6 méta-tranches. À gauche l’ajustement du paramètre σ avec une loi de puissance. À droite de haut en bas, les paramètres d’ellipticité (\mathcal{A}_G) et d’orientation (\mathcal{B}_G).

Enfin, à partir de l’ajustement de la position d’ancrage 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 7.8.

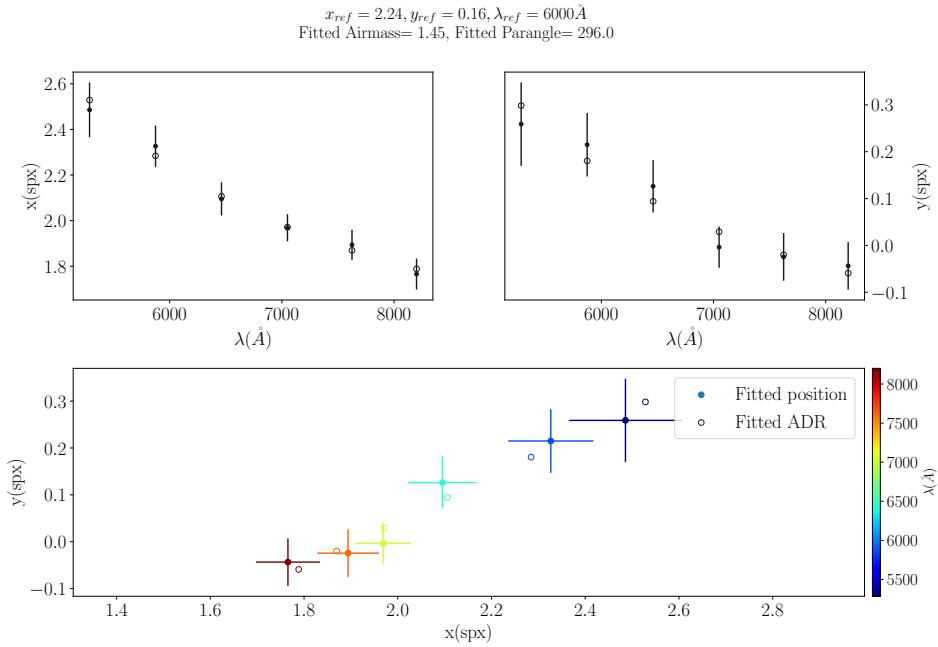


FIGURE 7.8 – Modélisation de la réfraction atmosphérique différentielle pour ZTF18accorf. Nous montrons ici l’ajustement de la position d’ancrage (x_0, y_0) qui représente le centroïde de la supernova par le modèle d’ADR présenté dans le chapitre 6. Les deux graphes du haut représentent l’ajustement 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 7.9 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.

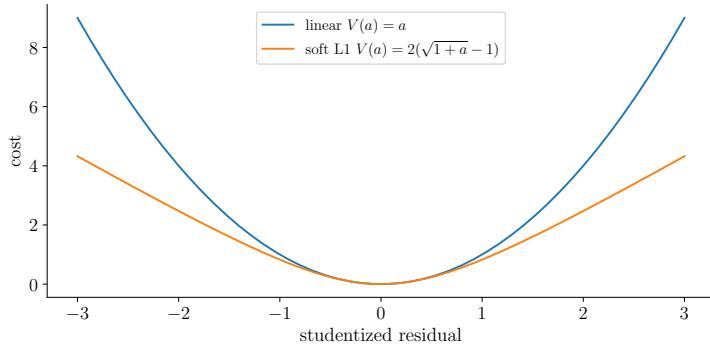


FIGURE 7.9 – Mise en évidence du poids plus faible accordé aux valeurs aberrantes avec la fonction de perte *pseudo-Huber*.

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 7.10 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 5.7. Le pull spectral est quant à lui calculé après intégration du spectre pour un spaxel donné de la façon suivante :

$$p_{spx} = \frac{\sum_{\lambda} (y_{\lambda} - \tilde{y}_{\lambda})}{\sqrt{\sum_{\lambda} \sigma_{\lambda}^2}} \quad (7.5)$$

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

7.2 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.

7.2.1 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.

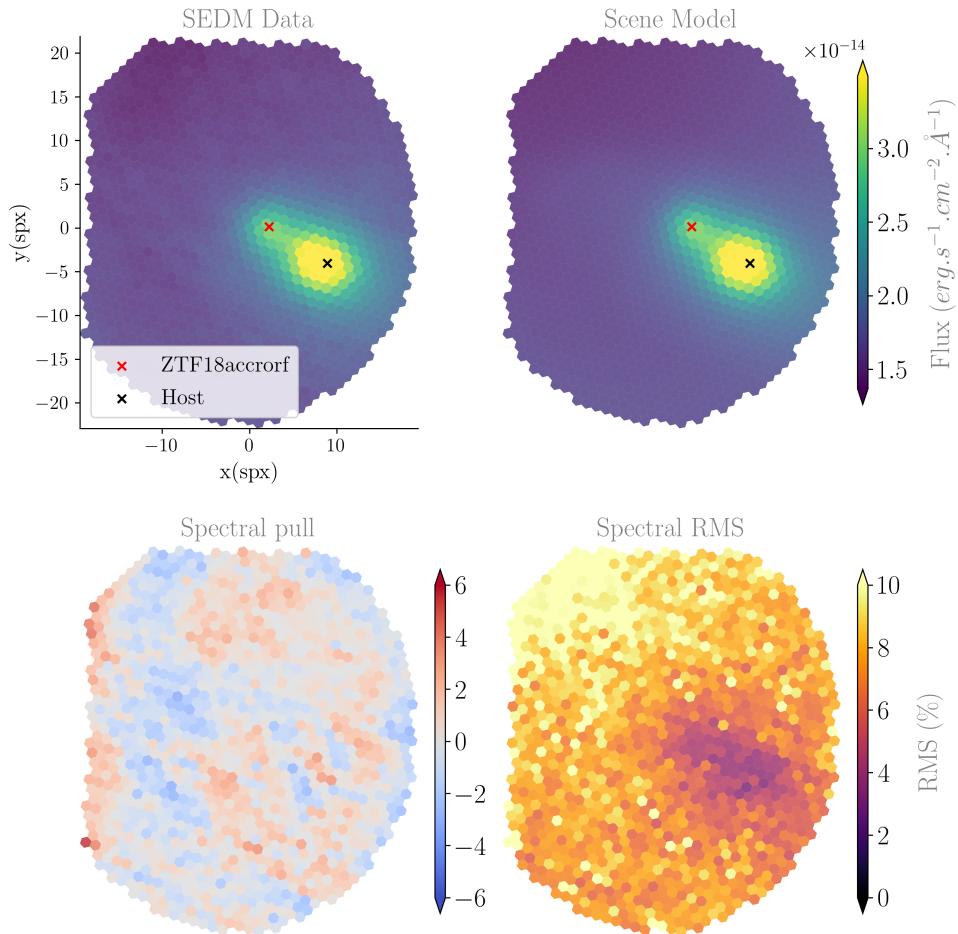


FIGURE 7.10 – Modélisation de scène complète pour ZTF18accorrf. *En haut* nous montrons *de gauche à droite* : le cube de données SEDm empilé entre 5000 et 8500, puis le cube modélisé par HYPERGAL empilé également sur le même domaine spectral. La croix rouge indique la position ajustée de ZTF18accorrf 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 7.5, 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 ([BARBARY, 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 7.11 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^{1, 2} 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 .

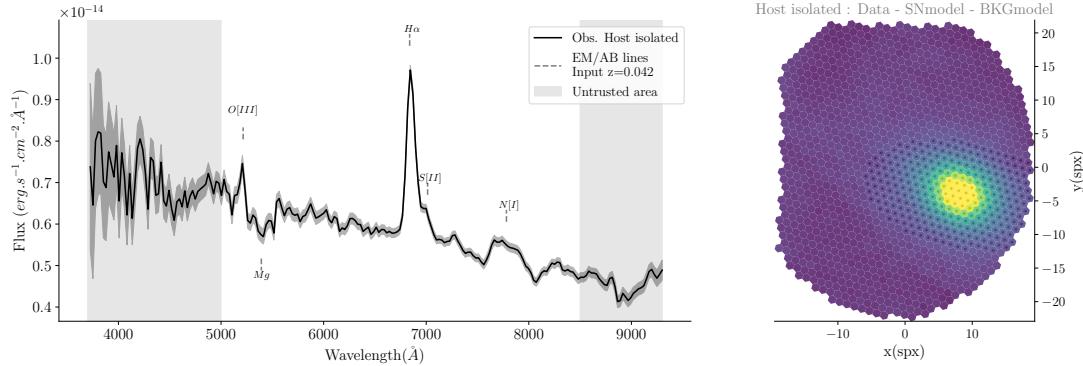


FIGURE 7.11 – Extraction du spectre de la galaxie hôte de ZTF18accorrf. À droite nous montrons le cube de données de la SEDm, auquel nous avons soustrait les modèles de fond et de la source ponctuelle afin d'isoler la galaxie hôte. Les spaxels sélectionnés par les losanges noirs indiquent ceux appartenant à l'ouverture utilisée pour l'extraction du spectre. À gauche nous montrons donc le spectre extrait et l'erreur associée contenue 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>

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

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

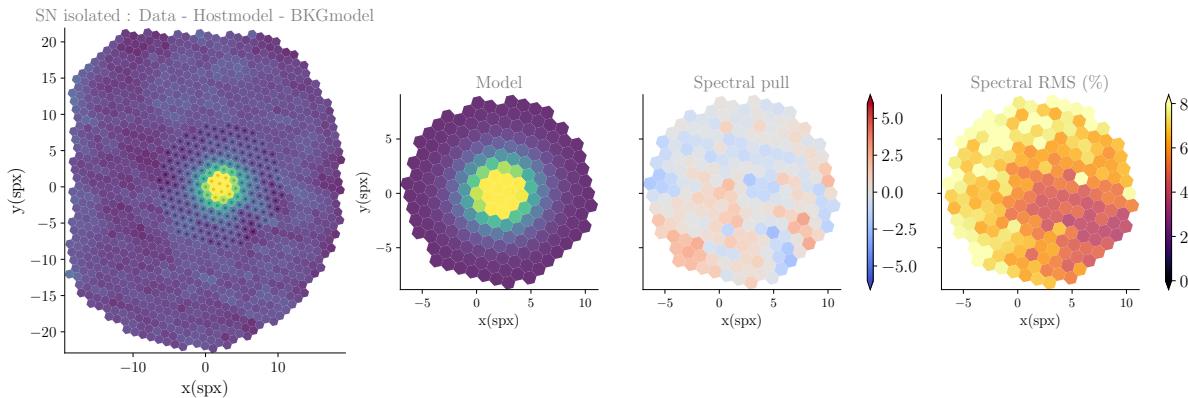


FIGURE 7.12 – Isolation de la supernova ZTF18accorrf dans le cube SEDm. Chaque image de cube 3D correspond à un empilement entre 5000 et 8500Å. *De gauche à droite :* (a) le cube de données SEDm auquel nous avons soustrait le modèle de la galaxie et celui du fond, ce qui met en évidence la qualité d’isolation 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 7.10. 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.

7.2.2 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 7.12 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 7.13 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 7.14 le spectre extrait de ZTF18accorrf.

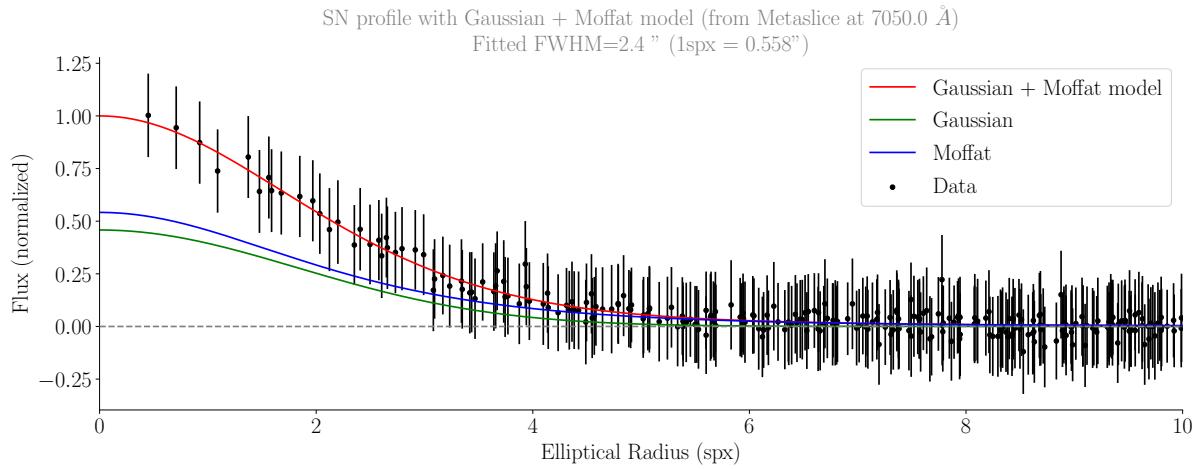


FIGURE 7.13 – Profile radial et modèle de PSF pour la méta-tranche à 7050\AA de ZTF18accorf. Le flux est ici normalisé à 1. Les points noirs indiquent les données de la méta-tranche du cube d’observation de la SEDm, après soustraction du modèle de la galaxie et du fond. Les courbes verte, bleue et rouge 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 $2''.4$.

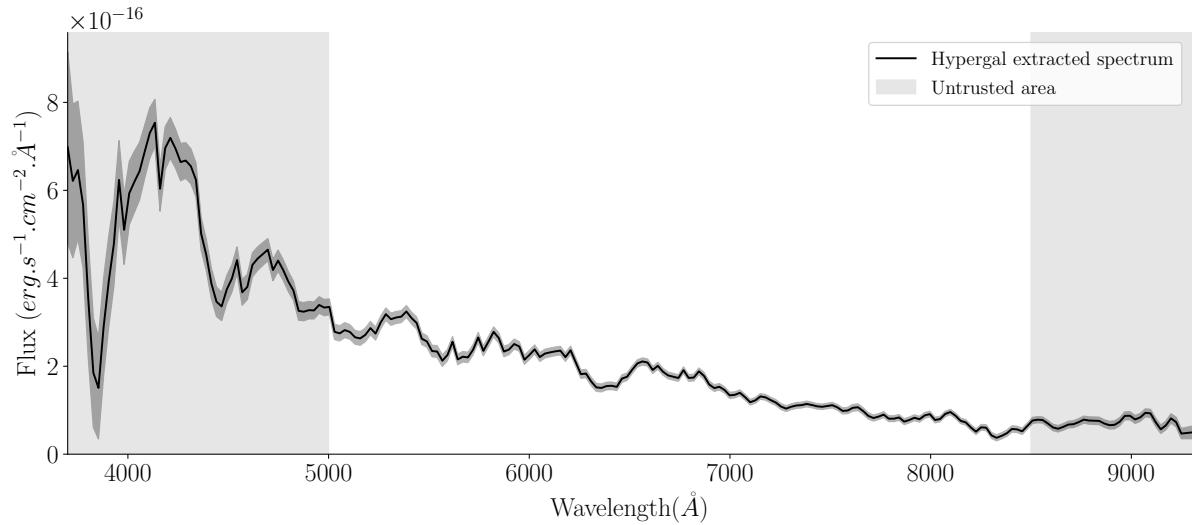


FIGURE 7.14 – Spectre extrait de ZTF18accorf avec HYPERGAL. Tout le domaine spectral de la SEDm est affiché, et les bandes grises indiquent les zones auxquelles nous accordons généralement une faible fiabilité.

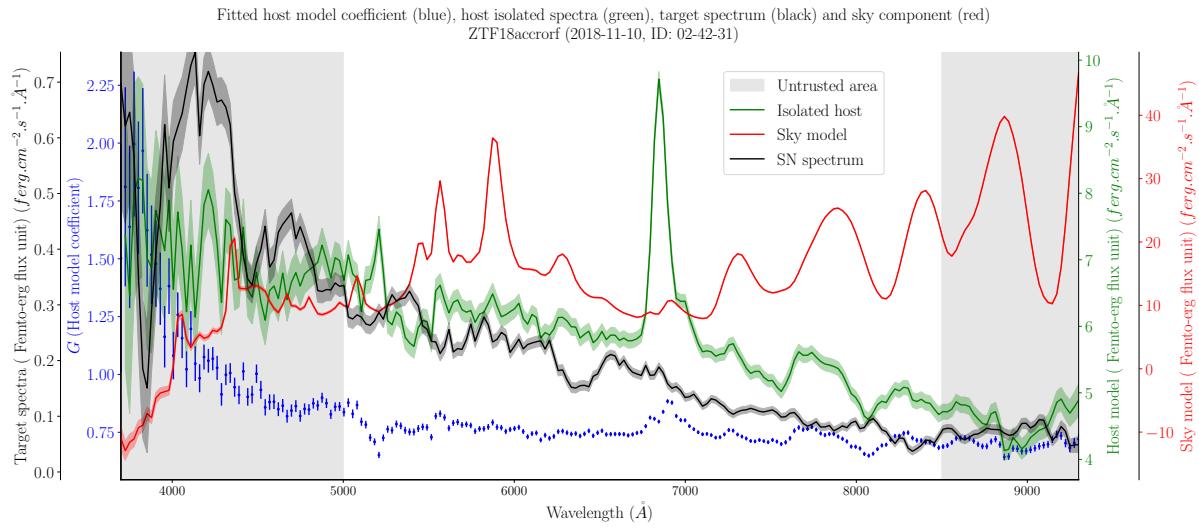


FIGURE 7.15 – Superposition du spectre des 3 composantes de la scène d’observation de ZTF18accorf : fond de ciel en rouge, galaxie en vert, supernova en noir. Nous montrons également l’évolution chromatique de l’ajustement du coefficient de correction G du cube intrinsèque. Le but de cette superposition 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 7.15 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 7.1).

7.3 Classification : SNID

7.4 Cas complexes

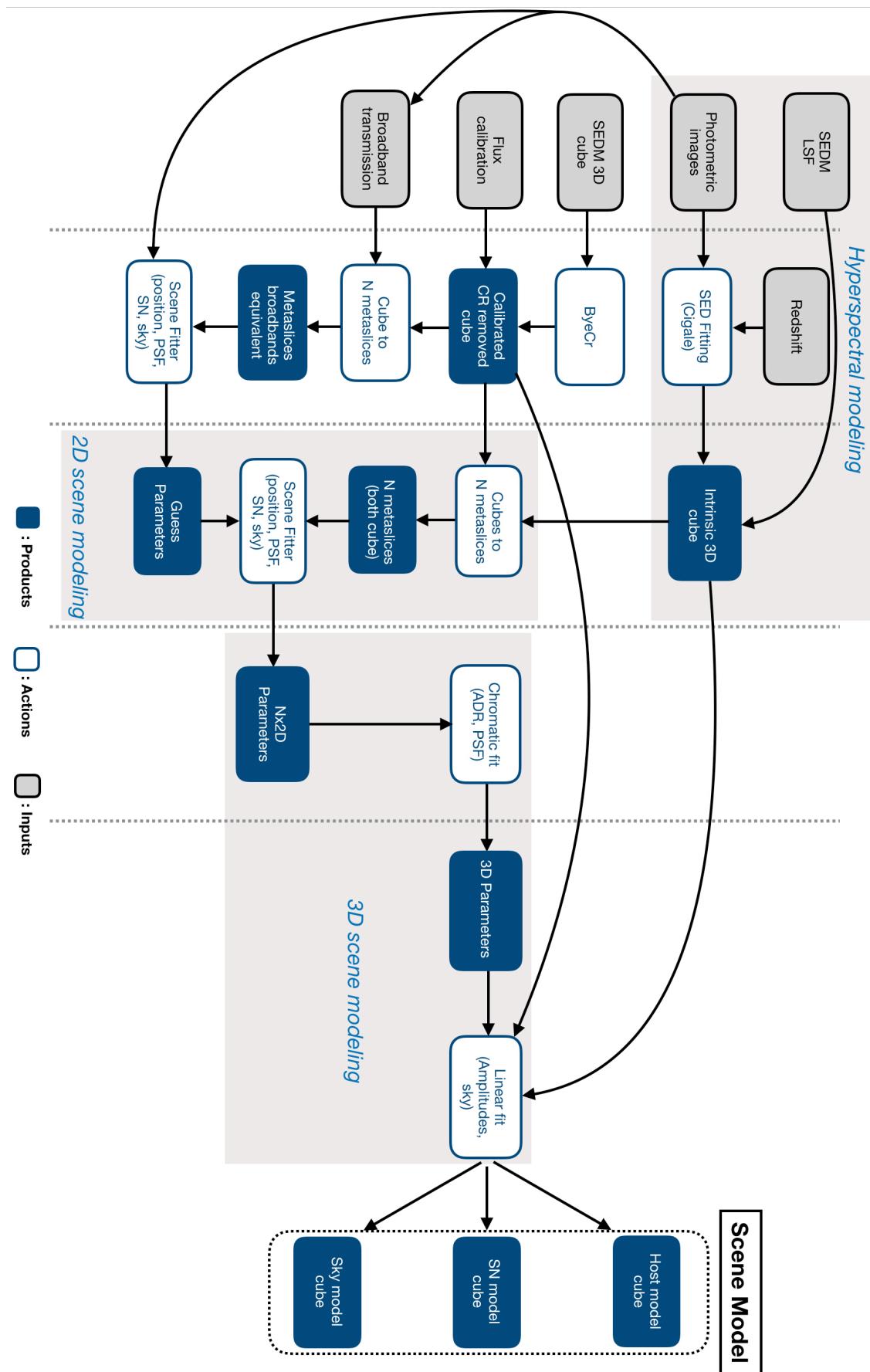


FIGURE 7.16 – Schéma complet du fonctionnement d’HYPERGAL.

Troisième partie

Simulations et Résultats

Simulations de cubes de données et application d'HyperGal

– XXX –

Sommaire

2.1	Présentation de la générale	26
2.1.1	Histoire et collaboration	26
2.1.2	Organisation de la recherche scientifique	27
2.2	La caméra ZTF	29
2.2.1	Caractéristiques	29
2.2.2	Gestion des données	30
2.3	Observation des Supernovae Ia avec ZTF	31

8.1 Génération des simulations

- 8.1.1 Cube de galaxies isolées
- 8.1.2 Modèles de Supernovae
- 8.1.3 Marginalisations
- 8.1.4 Paramètres libres d'étude : Distance et contraste

8.2 Résultats et Précision

- 8.2.1 Précision spectrophotométrique
- 8.2.2 Précision avec correction de continuum
- 8.2.3 Efficacité de classification

Data Release 2 de ZTF

Sommaire

3.1	Présentation de l'instrument	36
3.1.1	Principe d'un IFS	36
3.1.2	La SEDm	37
3.2	Extraction des spectres du CCD et création des cubes de données	38
3.2.1	Identification des traces	39
3.2.2	Solution en longueur d'onde	40
3.2.3	Identification spatiale	41
3.2.4	Construction du cube 3D	41
3.3	Actuelle méthode d'extraction de source ponctuelle	42
3.3.1	Localisation de la cible	42
3.3.2	Extraction de la source ponctuelle	43
3.3.3	Calibration en flux	44
3.4	Classification	45
3.5	Contamination par la galaxie hôte	46

9.1 Présentation de la DR2 de ZTF

9.2 Production d'HyperGalet résultats

9.2.1 Classification et détermination de l'échantillon DR2-Cosmo

9.2.2 Premiers résultats

L'utilisation de l'échantillon de SNeIa pour dériver les paramètres cosmologiques nécessite de considérer d'éventuels biais de sélection. En effet, une SNIa avec un paramètre de couleur élevé (donc plus rouge) ou un déclin rapide de luminosité (bas stretch) peuvent ne plus être détectées par ZTF et sa profondeur en magnitude limite. La Figure 9.1 met bien en évidence cet effet de sélection, où la corrélation entre les paramètres de la courbe de lumière et le redshift est clairement visible. C'est pourquoi un sous-échantillon à volume limité ($z < 0.06$) est considéré, comme indiqué par **Amenouche et al (in prep)**.

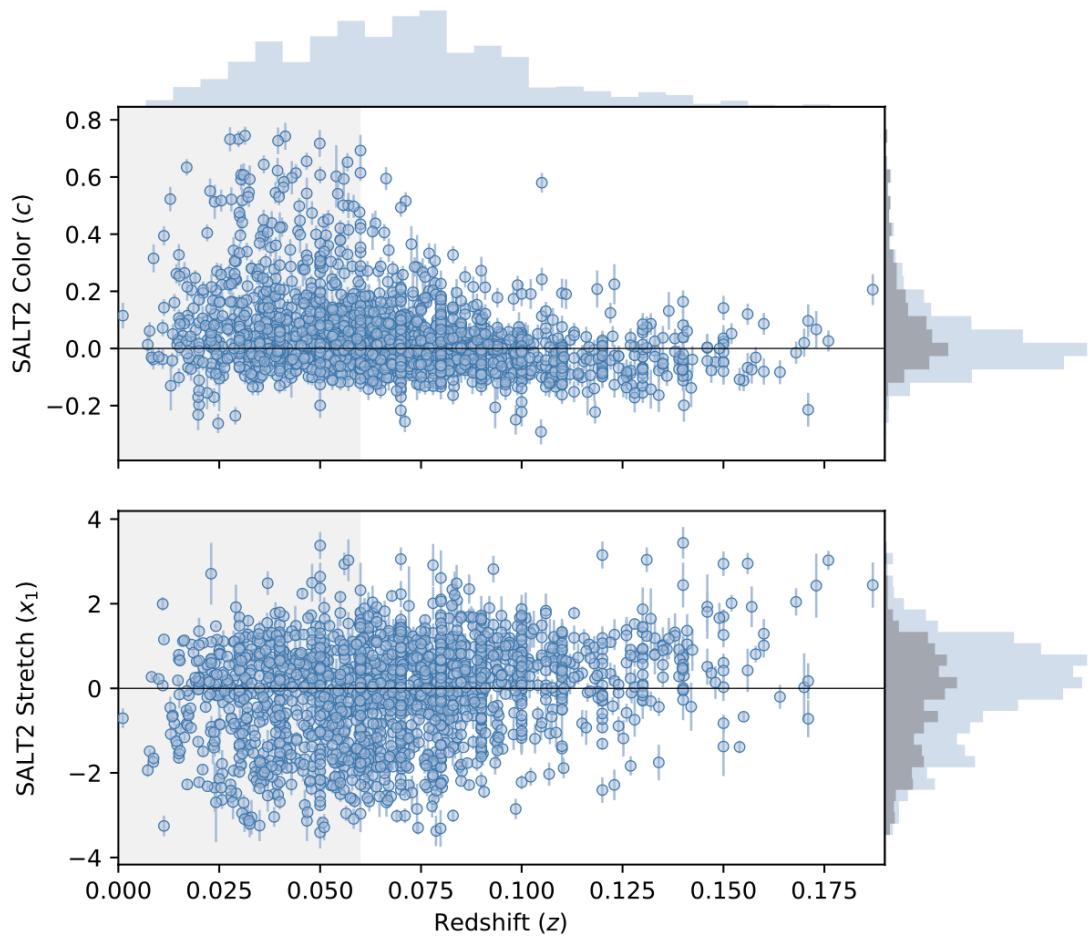


FIGURE 9.1 – Paramètres SALT2 de stretch (*en bas*) et couleur (*en haut*) pour la DR2 de ZTF (**Rigault et al DR2 (in prep)**). Ici seules les Supernovae de l'échantillon doré sont considérées. La bande grise indique le volume limite à $z < 0.06$. Les histogrammes sur la droite représentent l'échantillon entier (en bleu) et volume limité (en gris).

Le volume limité étant défini, il est à présent possible d'étudier les paramètres de

distributions des courbes de lumières, ainsi que leurs corrélations. La première raison de cette analyse est la nécessité d'estimer la fonction de sélection sous-jacente pour éviter d'induire des biais dans la dérivation des paramètres cosmologiques ([SCOLNICK et KESSLER, 2016](#)). La seconde raison est que cela permet d'étudier la nature de la population (jeune/vieille) des SNIa, et de mettre en évidence des potentiels évolution en redshift ([NICOLAS et al., 2021](#)). Les corrélations stretch/couleur sont montrées dans la Figure 9.2, où 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. \(2021\)](#).

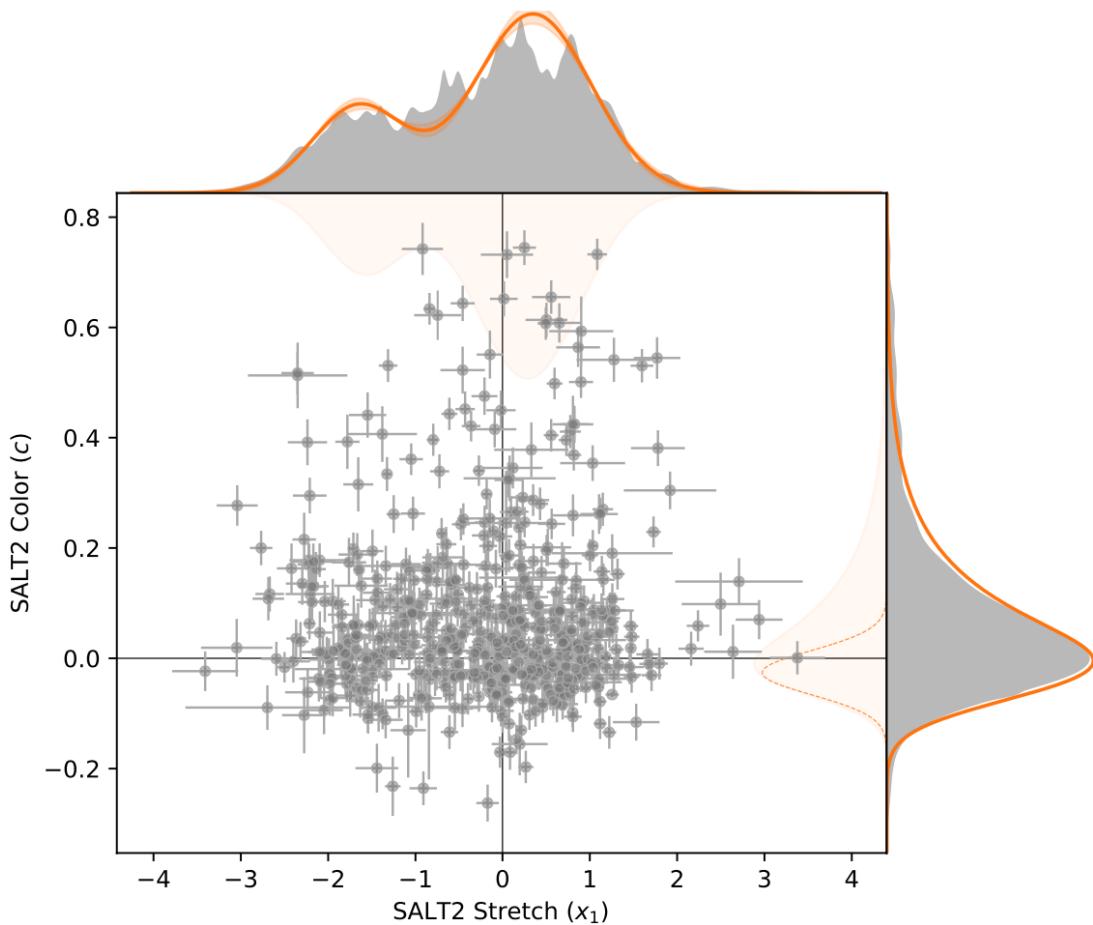


FIGURE 9.2 – Correlation entre les paramètres SALT2 de stretch et couleur pour la DR2 de ZTF (**Rigault et al DR2 (in prep)**). Ici seules les Supernovae du volume limité à $z < 0.06$ sont considérées. Les distributions en orange correspondent aux prédictions du model de double population de SNeIa de [NICOLAS et al. \(2021\)](#).

9.2.3 Des SNeIa à la cosmologie : H_0 , w et $f\sigma_8$

À ce rythme, ZTF aura observé et classifié près de 5000 SNeIa de qualité cosmologique d'ici la fin de la phase 2, mi-2024.

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 4.2.2](#)
- 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 4.2.2](#)
- 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 3.1.1](#)
- 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 3.1](#)
- ARNOUTS S. et ILBERT O. 2011, « LePHARE : Photometric Analysis for Redshift Estimate », Astrophysics Source Code Library, record ascl :1108.009 [↑ Section 4.2.2](#)
- 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 3.1.1](#)
- 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 3.1.1](#)
- BARBARY K. 2016, « SEP : Source Extractor as a library », *Journal of Open Source Software*, 1, 58 [↑ Section 3.2.1](#), [↑ Section 7.2.1](#)
- 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 3.1.1](#)
- 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 5.2.3.4](#)
- 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 5.2.3.4](#)
- 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 2.1.2](#)

- BELLM E. C., KULKARNI S. R., GRAHAM M. J. et al. 2019b, « The Zwicky Transient Facility : System Overview, Performance, and First Results », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 131, 018002 ↑ Section 2.1.1, ↑ Section 2.2.1, ↑ Section 2.4a, ↑ Section 2.6
- BERTIN E. et ARNOUTS S. 1996, « SExtractor : Software for source extraction. », *Astronomy & Astrophysics, Supplement*, 117, 393 ↑ Section 3.2.1, ↑ Section 7.2.1
- BIRCH K. P. et DOWNS M. J. 1993, « An Updated Edlén Equation for the Refractive Index of Air », *Metrologia*, 30, 155 ↑ Section 6.3.2
- 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 6.3.2
- 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 2.1.1, ↑ Section 3.1.2, ↑ Section 3.2, ↑ Section 5.2.2, ↑ Section 6.1.2, ↑ Section 6.5
- BLONDIN S. et TONRY J. L. 2007, « Determining the Type, Redshift, and Age of a Supernova Spectrum », *The Astrophysical Journal*, 666, 1024 ↑ Section 3.4
- 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 4.2.2, ↑ Section 5.2.1, ↑ Section 5.2.4
- 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 3.1.1
- 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 4.2.2
- BRUZUAL G. et CHARLOT S. 2003a, « Stellar population synthesis at the resolution of 2003 », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 344, 1000 ↑ Section 4.2.1
- BRUZUAL G. et CHARLOT S. 2003b, « Stellar population synthesis at the resolution of 2003 », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 344, 1000 ↑ Section 5.2.3.2, ↑ Section 5.3, ↑ Section 5.3.2, ↑ Section 6.1.2
- 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 5.2.3.4, ↑ Section 5.3

- 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 4.2.2, ↑ Section 5.2.1
- 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 3.3.2, ↑ Section 6.2.1, ↑ Section 6.2.2.3
- 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 3.3.2, ↑ Section 3.3.3, ↑ Section 6.18
- 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 4.2.1
- 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 4.2.1
- 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 3.1.1
- 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 4.2.2
- 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 4.2.2
- 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 4.2.1
- CHABRIER G. 2003, « Galactic Stellar and Substellar Initial Mass Function », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 115, 763 ↑ Section 5.2.3.2, ↑ Section 5.3
- CHAMBERS K. C., MAGNIER E. A., METCALFE N. et al. 2016a, « The Pan-STARRS1 Surveys », arXiv e-prints, arXiv:1612.05560 ↑ Section 3.5, ↑ Section 4.1.2
- CHAMBERS K. C., MAGNIER E. A., METCALFE N. et al. 2016b, « The Pan-STARRS1 Surveys », arXiv e-prints, arXiv:1612.05560 ↑ Section 5.1.1, ↑ Section 5.1
- 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 5.2.3.4, ↑ Section 5.2.3.4, ↑ Section 5.3

- 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 4.2.1](#)
- 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 4.2.2](#), [↑ Section 4.2.2](#)
- 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 5.2.3.4](#)
- CONROY C. 2013, « Modeling the Panchromatic Spectral Energy Distributions of Galaxies », *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, 51, 393 [↑ Section 4.2.2](#)
- 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 3.1.1](#)
- 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 4.2.2](#), [↑ Section 5.2.3.4](#)
- 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 4.2.1](#), [↑ Section 5.2.3.5](#), [↑ Section 5.3](#)
- 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 2.4b](#), [↑ Section 2.5](#)
- DEMBINSKI H., ONGMONGKOLKUL P., DEIL C. et al. 2020, « scikit-hep/iminuit : v1.5.4 » [↑ Section 7.1.4](#)
- 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 2.3](#)
- 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 4.2.1](#)
- EDLÉN B. 1966, « The Refractive Index of Air », *Metrologia*, 2, 71 [↑ Section 6.3.2](#)
- 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 5.2.3.3](#)

- 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 4.2.1
- 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 2.3, ↑ Section 3.5, ↑ Section 3.6
- 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 6.2.1
- FUKUGITA M., ICHIKAWA T., GUNN J. E. et al. 1996, « The Sloan Digital Sky Survey Photometric System », *The Astronomical Journal*, **111**, 1748 ↑ Section 5.1.1
- GILLIES S. et al. 2007–, « Shapely : manipulation and analysis of geometric objects » ↑ Section 7.1.2
- GRAHAM M. J., KULKARNI S. R., BELLM E. C. et al. 2019, « The Zwicky Transient Facility : Science Objectives », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **131**, 078001 ↑ Section 2.1.1, ↑ Section 2.1.2
- 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 3.4
- 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 3.3.3, ↑ Section 6.4.1
- 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 3.3.3, ↑ Section 6.4.1, ↑ Section 6.19
- HODAPP K. W., KAISER N., AUSSEL H. et al. 2004a, « Design of the Pan-STARRS telescopes », *Astronomische Nachrichten*, **325**, 636 ↑ Section 5.1.1
- 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 5.1.1
- 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 5.1.1

- 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 3.4
- HUBER P. J. 1964, « Robust Estimation of a Location Parameter », *The Annals of Mathematical Statistics*, 35, 73 ↑ Section 7.1.5
- 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 5.2.3.3
- 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 7.1.4
- JOHNSON B. D., LEJA J., CONROY C. et SPEAGLE J. S. 2021, « Stellar Population Inference with Prospector », *The Astrophysical Journal, Supplement*, 254, 22 ↑ Section 4.2.2
- JONES D. O., SCOLNICK D. M., RIESS A. G. et al. 2017, « Measuring the Properties of Dark Energy with Photometrically Classified Pan-STARRS Supernovae. I. Systematic Uncertainty from Core-collapse Supernova Contamination », *The Astrophysical Journal*, 843, 6 ↑ Section 2.3
- JORDAHL K., DEN BOSSCHE J. V., FLEISCHMANN M. et al. 2020, « geopandas/geopandas : v0.8.1 » ↑ Section 7.1.2
- KAISER N., AUSSSEL 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 5.1
- 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 5.1
- 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 4.2.2
- 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 : BYECR and CONTSEP », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 134, 024505 ↑ Section 3.5
- KING I. R. 1971, « The Profile of a Star Image », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 83, 199 ↑ Section 6.2.1
- KOLEVA M., PRUGNIEL P., BOUCHARD A. et WU Y. 2009, « ULySS : a full spectrum fitting package », *Astronomy and Astrophysics*, 501, 1269 ↑ Section 4.2.2

- KOLMOGOROV A. 1941, « The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds' Numbers », Akademiiia Nauk SSSR Doklady, **30**, 301
↑ Section 6.2, ↑ Section 6.2.1
- 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 4.2.1
- 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 3.1.1
- 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 2.1.1
- LIU Y. et MODJAZ M. 2014, « SuperNova IDentification spectral templates of 70 stripped-envelope core-collapse supernovae », *arXiv e-prints*, arXiv:1405.1437 ↑ Section 3.4
- 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 3.4
- 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 3.4
- 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 5.2.3.4
- 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 5.2.3.1, ↑ Section 5.2.3.4
- 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 4.2.1
- 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 2.2.2
- MCGREGOR P. J., HART J., CONROY P. G. et al. 2003, « Gemini near-infrared integral field spectrograph (NIFS) », dans Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 4841, *Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes*, ed. M. Iye & A. F. M. Moorwood, **1581–1591** ↑ Section 3.1.1

- MINKOWSKI R. L. et ABELL G. O. 1963, dans *Basic Astronomical Data : Stars and Stellar Systems*, ed. K. A. Strand, 481 [↑ Section 2.2.1](#)
- 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 3.4](#)
- 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 6.2.1](#)
- 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 5.1.1](#)
- MORTON D. C. 1991, « Atomic Data for Resonance Absorption Lines. I. Wavelengths Longward of the Lyman Limit », *The Astrophysical Journal, Supplement*, 77, 119 [↑ Section 7.2.1](#)
- 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 3.4](#)
- 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 9.2.2, ↑ Section 9.2](#)
- 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 4.2.2, ↑ Section 5.2.1](#)
- 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 2.3](#)
- 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 4.2.2](#)
- OKE J. B. et GUNN J. E. 1983, « Secondary standard stars for absolute spectrophotometry. », *The Astrophysical Journal*, 266, 713 [↑ Section 5.1.1](#)
- PAPOVICH C., DICKINSON M. et FERGUSON H. C. 2001, « The Stellar Populations and Evolution of Lyman Break Galaxies », *The Astrophysical Journal*, 559, 620 [↑ Section 4.2.1](#)
- 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 2.2.2](#)

- RACINE R. 1996, « The Telescope Point Spread Function », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 108, 699 ↑ Section 6.2.1
- 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 2.1.1
- 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 3.2, ↑ Section 3.4, ↑ Section 3.2.3, ↑ Section 3.2.4, ↑ Section 3.3.2, ↑ Section 6.1.1, ↑ Section 6.1.2, ↑ Section 6.2.1, ↑ Section 6.2.1, ↑ Section 6.4.1, ↑ Section 6.4.1
- 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 4.2.2
- 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 2.3
- 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 9.2.2
- 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 2.3
- 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 3.4
- STONE J. et ZIMMERMAN J. 2001, « Index of Refraction of Air » ↑ Section 6.3.2
- STUBBS C. W., HIGH F. W., GEORGE M. R. et al. 2007, « Toward More Precise Survey Photometry for PanSTARRS and LSST : Measuring Directly the Optical Transmission Spectrum of the Atmosphere », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 119, 1163 ↑ Section 3.3.3
- TINSLEY M. B. 1980, « Evolution of the Stars and Gas in Galaxies », *Fundamentals Cosmic Phys.*, 5, 287 ↑ Section 4.2.2
- TOKOVININ A. 2002, « From Differential Image Motion to Seeing », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 114, 1156 ↑ Section 6.2.1
- 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 5.1.1
- TONRY J. et DAVIS M. 1979, « A survey of galaxy redshifts. I. Data reduction techniques. », *The Astronomical Journal*, 84, 1511 ↑ Section 3.4

- TONRY J., ONAKA P., LUPPINO G. et ISANI S. 2006, « The Pan-STARRS Gigapixel Camera », dans The Advanced Maui Optical and Space Surveillance Technologies Conference, E47 ↑ Section 5.1.1
- 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 5.1.1
- TONRY J. L., STUBBS C. W., LYKKE K. R. et al. 2012, « The Pan-STARRS1 Photometric System », *The Astrophysical Journal*, 750, 99 ↑ Section 5.1.1, ↑ Section 5.2.2
- 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 6.2.1
- WADE R. A. et HORNE K. 1988, « The Radial Velocity Curve and Peculiar TiO Distribution of the Red Secondary Star in Z Chamaeleontis », *The Astrophysical Journal*, 324, 411 ↑ Section 3.3.3
- WALCHER J., GROVES B., BUDAVÁRI T. et DALE D. 2011, « Fitting the integrated spectral energy distributions of galaxies », *Astrophysics & Space Science*, 331, 1 ↑ Section 4.2.2
- 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 5.1.2, ↑ Section 5.1.2, ↑ Section 7.1.3.1
- WILD V., KAUFFMANN G., HECKMAN T. et al. 2007, « Bursty stellar populations and obscured active galactic nuclei in galaxy bulges », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 381, 543 ↑ Section 5.2.3.4
- WILKINSON D. M., MARASTON C., GODDARD D., THOMAS D. et PARIKH T. 2017, « FIREFLY (Fitting IterativEly For Likelihood analYsis) : a full spectral fitting code », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 472, 4297 ↑ Section 4.2.2
- WITT A. N. et GORDON K. D. 2000, « Multiple Scattering in Clumpy Media. II. Galactic Environments », *The Astrophysical Journal*, 528, 799 ↑ Section 4.2.1
- WORTHEY G. 1994, « Comprehensive Stellar Population Models and the Disentanglement of Age and Metallicity Effects », *The Astrophysical Journal, Supplement*, 95, 107 ↑ Section 4.2.1
- YAN R., BUNDY K., LAW D. R. et al. 2016, « SDSS-IV MaNGA IFS Galaxy Survey—Survey Design, Execution, and Initial Data Quality », *The Astronomical Journal*, 152, 197 ↑ Section 3.1.1
- YORK D. G., ADELMAN J., ANDERSON, JOHN E. J. et al. 2000, « The Sloan Digital Sky Survey : Technical Summary », *The Astronomical Journal*, 120, 1579 ↑ Section 4.1.2, ↑ Section 5.1.1